

В квазиклассич. приближении вероятность, даваемая Ф-лой (3), содержит экспоненц. множитель того же типа, что и в Ф-ле (1). В случае сферической симметричного потен. барьера вероятность распада квазистационарного состояния α с орбит. квантовым числом l определяется Ф-лой

$$w = w_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} dr \left[2m(U(r) - \delta) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{r^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь r_1, r_2 — радиальные точки поворота, подынтегральное выражение в k -р-х равно нулю. Множитель w_0 зависит от характера движения в классической разрешённой зоне потенциала, напр. от пропорц. классич. частоте колебаний частицы между стенками барьера.

Т. э. позволяет понять механизм α -распада тяжёлых ядер. Между α -частицей и дочерним ядром действует электростатич. отталкивание, определяемое Ф-лой $U(r) = b/r$. На малых расстояниях порядка размера a ядра ядерные силы таковы, что эфф. потенциал можно считать отрицательным: $U(r) = -U_0$. В результате вероятность α -распада даётся соотношением

$$w \sim \frac{v'}{v} \exp(-2\pi b/\hbar v). \quad (5)$$

Здесь $v = \sqrt{2\delta/m}$, $v' = \sqrt{2(\delta + U_0)/m}$, δ — энергия вылетающей α -частицы.

Т. э. обуславливает возможность протекания термоядерных реакций на Солнце и звёздах при темп-ре в десятки и сотни млн. градусов (см. *Эволюция звёзд*), а также в земных условиях в виде термоядерных взрывов или УТС.

В симметричном потенциале, состоящем из двух одинаковых ям, разделённых слабонерпинаемым барьером, Т. э. приводит к интерференции состояний в ямах, что приводит к слабому двойному расщеплению дискретных уровней энергии (т. н. инверсионное расщепление; см. *Молекулярные спектры*). Для бесконечного периодического в пространстве набора ям каждый уровень превращается в зону энергий. Таков механизм образования узких электронных энергетич. зон в кристаллах с сильной связью электронов с узлами решётки.

Если к полупроводниковому кристаллу приложено электрич. поле, то зоны разрешённых энергий электронов становятся наклонными в пространстве. Тем самым уровень пост. энергии электрона пересекает все зоны. В этих условиях становится возможным переход электрона из одной энергетич. зоны в другую за счёт Т. э. Классическая недоступная область при этом является зона запрещённых энергий. Это явление наз. пробоем Зенера. Квазиклассич. приближение отвечает здесь малой величине напряжённости электрич. поля. В этом пределе вероятность пробоа Зенера определяется в осн. экспонентой, в показателе k -рой стоит большая отрицат. величина, пропорциональная отношению ширины запрещённой энергетич. зоны к энергии, набираемой электроном в приложенном поле на расстоянии, равном размеру элементарной ячейки.

Положий эффект проявляется в *туннельных диодах*, в k -рых зоны наклонены благодаря полупроводникам p - и n -типа по обе стороны от границы их соприкосновения. Туннелирование осуществляется благодаря тому, что в зоне, куда переходит носитель заряда, имеется конечная плотность незнятых состояний.

Благодаря Т. э. возможен электрич. ток между двумя металлами, разделёнными тонкой диэлектрич. перегородкой. Эти металлы могут находиться как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. В последнем случае может иметь место *Джозефсона эффект*.

Т. э. объясны также явления, происходящие в сильных электрич. полях, как автоионизация атомов (см. *Ионизация полями*) и *автоселекционная эмиссия* из металлов. В обоих случаях электрич. поле образует барьер конечной прозрачности. Чем сильнее электрич. поле, тем прозрачнее барьер и тем сильнее электронный ток из металла. На этом принципе основан *сканирующий туннельный микроскоп* —

прибор, измеряющий туннельный ток из разных точек исследуемой поверхности и дающий информацию о характере её неоднородности.

Т. э. возможен не только в квантовых системах, состоящих из одной частицы. Так, напр., низкотемпературное движение дислокаций в кристаллах может быть связано с туннелированием конечной части дислокации, состоящей из многих частей. В такого рода задачах линейной дислокацией можно представить как упругую струну, лежащую перпендикулярно вдоль оси y в одном из локальных минимумов потенциала $V(x, y)$. Этот потенциал не зависит от y , а его рельеф вдоль оси x представляет собой последовательность локальных минимумов, каждый из k -рых находится ниже другого на величину, зависящую от приложенного к кристаллу механич. напряжения. Движение дислокации под действием этого напряжения сводится к туннелированию в соседний минимум отрезка, отрезка дислокации с последующим подтягиванием туда оставшейся её части. Такого же рода туннельный механизм может отвечать за движение *воли зарядовой плотности* в диэлектрике Пайерлса (см. *Пайерлса переход*).

Для расчётов эффектов туннелирования таких многоразмерных квантовых систем удобно использовать квазиклассич. представление волновой Ф-ции в виде $\psi \sim \exp(iS)$, где S — классич. действие системы. Для Т. э. существенна миним. часть S , определяющая затухание волновой Ф-ции в классически недоступной области. Для её вычисления используется метод комплексных траекторий.

Квантовая частица, преодолевая потенц. барьер, может быть связана с термостатом. В классич. механике это соответствует движению с трением. Тем самым, для описания туннелирования необходимо привлечение теории, получившей назв. диссипативной квантовой механики. Такого рода соображения необходимо использовать для объяснения конечного времени жизни токовых состояний контактов Джозефсона. В этом случае происходит туннелирование эфф. квантовой частицы через барьер, а роль термостада играют нормальные электроны.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Квантовая механика*. 4 изд. М., 1989; Займаев Дж., *Принципы теории твёрдого тела*, пер. с англ., 2 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., *Рассеяние, реакции и распад в нерелятивистской квантовой механике*, 2 изд., М., 1971; Туннельные явления в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1973; Лихарев К. К., *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, М., 1985. *Б. И. Иванев*.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ плазмы — равновесия является аномальной диффузией плазмы, заключающаяся в аномально быстром переносе энергии и массы вещества плазмы под действием эл.-магн. флуктуаций с плотностью энергий, значительно превышающей тепловой равновесный уровень. Скорость Т. д. существенно зависит от корреляции движения частиц плазмы с флуктуац. эл.-магн. полями. Т. д. вызывает аномально быстрые переносы как в лаб. плазме (токамаки, стеллараторы и др. плазменные установки), так и в космической (солнечный ветер, околоземная ударная волна, межзвёздный ионизованный газ и т. д.).

Определяющее значение в возникновении Т. д. имеют низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{UH}$, ω_{UH} — ионная циклотронная частота), появляющиеся вследствие разл. неустойчивостей. В относительно спокойной плазме, в k -рой крупномасштабные магнитогидродинамич. неустойчивости стабилизируются, аномальный перенос связывается с микроскопической k -ой турбулентностью плазмы, характерные пространственные масштабы k -рой значительно меньше характерных размеров плазмы. Т. д. может возникнуть за счёт электростатич. и магн. флуктуаций. Типичным источником малочастотных низкочастотных флуктуаций в лаб. и космич. плазме являются *дрейфовые неустойчивости*, связанные с диамагн. током, возникающим в неоднородной плазме поперёк магн. поля и градиента плотности (см. *Дрейф зарядовых частиц*).

Под действием электростатич. дрейфовых волн поперёк удерживающего плазму магн. поля создаётся ср. поток частиц

$$\Gamma_{\perp} = -D \partial n / \partial x = (c/B) \langle \hat{n} \vec{E}_{\perp} \rangle,$$

где \hat{n} , \vec{E}_{\perp} — флуктуации плотности частиц и напряжённости электрич. поля, связанные с дрейфовыми колебаниями; D — коэф. Т. д. С учётом типичной амплитуды насыщения дрейфовых неустойчивости $\hat{n}/n \sim 1/k_{\perp} a$ (a — характерный размер поперечной неоднородности плотности, k_{\perp} — волновое число) коэф. Т. д. ндлзмы на электростатич. дрейфовых волнах имеет значение

$$D \sim \gamma / k_{\perp}^2.$$

Здесь γ — *шкредмент* неустойчивости, а характерное значение $k_{\perp} \approx (0,1 - 0,3) \omega_{H_i} / c_s$, где c_s — скорость ионного звука. В случае дрейфово-диссипативной неустойчивости отсюда следует коэф. *Бома* диффузии.

Поперечный аномальный тепловой поток частиц данного сорта на электростатич. дрейфовых волнах

$$Q_{\perp} = n \chi \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{5c}{2B} \langle \hat{p} \vec{E}_{\perp} \rangle,$$

где \hat{p} — флуктуации давления, χ — коэф. турбулентной теплопроводности плазмы.

В плазме достаточно большого давления [когда $p \gg (B^2/8\pi) m_e/m_i$] могут возбуждаться эл.-магн. дрейфовые волны. Обусловленные ими флуктуации магн. поля \hat{B}_{\perp} , перпендикулярные осн. магн. полю, приводят к дополнит. поперечному переносу частиц и тепла. Аномальный ср. поток частиц за счёт эл.-магн. флуктуаций есть

$$\Gamma_{\perp} = (c/B) \langle \hat{n} \vec{E}_{\perp} \rangle - (1/eB) \langle \hat{j}_{\perp} \hat{B}_{\perp} \rangle.$$

Здесь \hat{j}_{\perp} — флуктуация электронного тока. В этом случае поперечный аномальный тепловой поток равен

$$Q_{\perp} = (5c/2B) \langle \hat{p} \vec{E}_{\perp} \rangle + (T/eB) \langle \hat{j}_{\perp} \hat{B}_{\perp} \rangle + (j_{\parallel}/eB) \langle T \hat{B}_{\perp} \rangle + q_{\perp},$$

где T — флуктуация темп-ры, e_{\pm} — заряд частиц сорта α . Поток q_{\perp} связан с тепловым движением частиц вдоль флуирующих магн. силовых линий. В гидродинамич. режиме

$$q_{\perp} = -\alpha_{\perp} \langle \hat{B}_{\perp} / B \rangle^2 \frac{\partial T}{\partial x} - \alpha_{\parallel} \left\langle \frac{B_{\perp}}{B} \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle$$

(α_{\perp} — коэф. классич. продольной теплопроводности) в бестолкательн. режиме, когда, напр., длина свободного пробега электронов λ_e больше продольной длины корреляции L_{\parallel} флуктуаций магн. поля B_{\perp} , коэф. температуропроводности электронов χ_e за счёт флуктуаций магн. поля \hat{B}_{\perp} равен

$$\chi_e \approx \nu_{Te} L_e \langle (B_{\perp} / B)^2 \rangle,$$

причём аномальный перенос связан со стохастической магн. силовыми линиями. В сильнотурбулентной плазме, когда выполнено условие $|\hat{B}_{\perp}| > B_e / L_e$, коэф. χ_e пропорц. амплитуде магн. флуктуаций:

$$\chi_e \propto \nu_{Te} |\hat{B}_{\perp}| / B k_{\perp}.$$

Источником магн. флуктуаций могут быть и др. неустойчивости плазмы, напр. *тиринг-неустойчивость*.

Обычно в плазме одновременно развивается целый ряд микронеустойчивостей, каждая из к-рых даёт свой вклад в аномальный перенос, причём разный в разл. областях плазменного объёма. Напр., в токамаке на краях плазменного объёма осн. вклад в аномальный перенос дают электростатич. флуктуации, а в центр. области плазмы — магнитные. Коэф. Т. д. в токамаках $D \approx \chi_e / 4 \approx 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$; результаты эксперимента и теории совпадают.

Кроме Т. д. перенос энергии в плазме может быть связан с неоднородностью удерживающего плазму магн. поля, т. к. в этом случае часть запертых частиц плазмы (см. *Магнитные ловушки*) может двигаться кроме мелкомасштабного ларморовского вращения по крупномасштабному замкнутому дрейфовому орбитам. В токамаках такие орбиты наз. бананами, а связанная с ними диффузия — банановой или неоклассической. В экспериментах на тока-

маках диффузия электронов всегда аномальна, а диффузии ионов бывает и неоклассической.

Примером Т. д. является диффузия в межзвёздной среде. Осн. источником энергии этой турбулентности служат взрывы *сверхновых звёзд*, для к-рых характерно, что плотность энергии магн. поля $B^2/8\pi$ порядка плотности кинетич. энергии ионизованного газа $\rho v^2/2$. Турбулентность является магнитогидродинамической, а Т. д. наз. магнитной. Для типичных параметров межзвёздной турбулентности $l \sim 100$ парсек, $v \sim 10$ км/с коэф. магнитной Т. д. $D_m = (1/3)lv \sim 10^{26} \text{ см}^2/\text{с}$. Столь высокое значение D_m показывает, что крупномасштабные галактич. магн. поля не могут иметь реликтовое происхождение, поскольку относительно быстро, за время $\sim 10^8$ лет, они должны были разрушены магнитной Т. д., к-рая приводит к их выносу из центр. части на периферии спиральных галактик.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагадеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Liewer P. C., Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport, «Nucl. Fusion», 1985, v. 25, № 5, p. 549; Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Магнитные поля галактик, М., 1988; Horton W., Nonlinear drift waves and transport in magnetized plasma, «Phys. Rep.», 1990, v. 192, № 1, p. 1; Каломосис Б. В., Основы физики плазмы токамака, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 10, ч. 1, М., 1991, с. 1.

Н. С. Ерохин, А. К. Некрасов.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ — форма течения жидкости или газа, при к-рой вследствие наличия в течении многочисл. вихрей разл. размеров жидкие частицы совершают хаотич. неустойчивые движения по сложным траекториям (см. *Турбулентность*), в противоположность ламинарным течениям с гладкими квазипараллельными траекториями частиц. Т. т. наблюдаются при опред. условиях (при достаточно больш. *Рейнольдса числах*) в трубах, каналах, пограничных слоях около поверхности движущихся относительно жидкости или газа твёрдых тел, в следах за такими телами, струях, зонах перемешивания между потоками разл. скорости, а также в разнообразных природных условиях.

Т. т. отличаются от ламинарных не только характером движения частиц, но также распределением осреднённой скорости по сечению потока, зависимости средней или макс. скорости, расхода и коэф. сопротивления от числа Рейнольдса Re , гораздо больш. интенсивностью тепло- и массообмена.

Профиль осреднённой скорости Т. т. в трубах и каналах отличается от параболич. профиля ламинарных течений меньшей кривизной у осн и более быстрым возрастанием скорости у стенок, где за исключением тонкого вязкого подслоя (толщиной порядка $30\nu/u_*$, где ν — вязкость, $u_* = (\tau/p)^{1/2}$ — «скорость трения», τ — турбулентное напряжение трения, ρ — плотность) профиль скорости $u(y)$ описывается универсальным по Re логарифмич. законом:

$$\bar{u}(y)/u_* = A \log(y/y_0) + B,$$

где y_0 равно ν/u_* при гладкой стенке и пропорционально высоте бурдюков при шероховатой.

Турбулентный пограничный слой в отличие от ламинарного обычно имеет отчётливую границу, нерегулярно колеблющуюся во времени в пределах $(0,4 - 1,2)\delta$, где δ — расстояние от стенки, на к-ром скорость достигает 99% от значения вне пограничного слоя; в этой области скорость растёт с удалением от стенки быстрее, чем по логарифмич. закону.

Струи, следы и зоны перемешивания обладают приблизнт. автоматодельностью: с расстоянием x от нач. сечения масштаб длины L растёт как x^m , а масштаб скорости U убывает как x^{-n} , где для объёмной струи $m=1$, $n=1/3$, для плоской $m=1$, $n=1/2$, для объёмного следа $m=1/3$, $n=2/3$, для плоского следа $m=n=1/2$, для зоны перемешивания $m=1$, $n=0$. Граница турбулентной области здесь также отчётлива, но нерегулярной формы и колеблется шире, чем у пограничных слоёв, в плоском следе — в пределах $(0,4 - 3,2)L$.

Лит.: Ладау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости

и газа, 6 изд., М., 1987; Таунсенд А. А., Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом, пер. с англ., М., 1959; Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960; Моиван А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, 2 изд., ч. 1, СПб., 1992. А. С. Моиван.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ (от лат. turbulentus — беснорядный) — сложное, неупорядоченное во времени и пространстве поведение *диссипативной среды* (или поля), детали к-рого не могут быть воспроизведены на больших интервалах времени при сколь угодно точном задании начальных и граничных условий. Такая невоспроизводимость есть следствие собственной сложной динамики среды, определяемой неустойчивостью индивидуальных движений, и не связана с неполнотой описания, флуктуациями или действием внеш. шумов. В режиме стационарной установившейся Т. (говоря о Т., обычно подразумевают именно такой режим) диссипация энергии компенсируется её поступлением из внеш. источников.

Понятие Т. возникло в 19 в. в связи с изучением течений жидкостей и газов. Впоследствии было осознано, что переход от регулярного (ламинарного) движения к хаотическому, определяемый нелинейными процессами, характерен и для др. сред и полей (акустич. полей в твёрдых телах и газах, эл.-магн. полей в плазме и т. п.). Ныне это понятие вошло практически во все области физики и используется по отношению как к вихревым, так и безвихревым (в т. ч. волновым) полям.

Различают слабую, сильную, развитую и нек-рые др. типы Т. Трактовка этих терминов в разл. областях физики несколько различна.

Слабая Т. 1) Т. волновых полей, когда из-за сильной дисперсии волновые пакеты переключаются на малое время и взаимодействие между волнами оказывается достаточно слабым — справедливо приближение (гипотеза) случайных фаз волн. Пример слабой Т. (в таком понимании) — волнение на поверхности моря без образования барашков. 2) Движение среды (или поля), соответствующее хаосу *динамической системы*. При этом размерность фазового пространства *динамической системы*, описывающей Т. (или число независимых возбуждённых мод колебаний), $\text{прибл.} \leq 10$. В простейшем случае — это низкоразмерный временной хаос (примером является *Лоренца система*). В более общем случае — низкоразмерный пространственно-временной хаос (пример — динамика дефектов в жидких кристаллах).

Сильная Т. 1) Т. сильнонелинейных волн, в случае, когда не работает приближение случайных фаз и слабой связи гармонических волн. Напр., Т. ударных волн в средах со слабой дисперсией (сильная акустич. Т.) либо Т. *солитонов* (в частности, в плазме). 2) Гидродинамич. Т., к-рой соответствует многомерный пространственно-временной хаос. Движения сред не упорядочены во времени и в пространстве, характерно наличие потока энергии от одних пространств масштабов (масштаб поступления) к другим (масштаб диссипации). Размерность фазового пространства соответствующей динам. системы (или число независимых возбуждённых мод) $\text{прибл.} \geq 100$.

Развита Т. 1) Обычно синоним сильной Т. 2) Иногда развитой наз. установившуюся Т., в отличие от неустановившейся (переходной) Т.

Переход к турбулентности. Система переходит от упорядоченного пространственно-временного поведения к турбулентному при увеличении степени её неравновесности, к-рую можно характеризовать т. н. управляющим параметром (или параметрами) — *Рейнольдса числом* или его аналогами. Значения управляющего параметра, при к-рых одни тип движения системы теряет устойчивость и на смену ему приходит другой, наз. критическими. Переход к Т. может происходить как скачкообразно (регулярное движение сразу сменяется турбулентным), так и в результате цепочки последовательных усложнений движения. При этом возможны ситуации, когда временное поведение поля темп.-ры, скорости, давления или др. характеристик среды становится хаотическим при сохранении регулярной пространств. структуры. Хотя такой режим

обычно Т. не называют, он обладает одним из основных её свойств — невоспроизводимостью движения при сколь угодно точном задании начальных и граничных условий.

Наиб. подробно исследованы переходы в течениях, ограниченных твёрдыми стенками, благодаря к-рым внешне искионтролируемые возмущения могут быть сведены к минимуму. Примером является течение жидкости, возникающее между двумя вращающимися с разными скоростями соосными цилиндрами (т. н. течение Тейлора — Куэтты). На рис. 1 представлены зависимости осп. частот ω пульсации радиальной скорости от числа Рейнольдса Re , а на рис. 2 — фотография вихрей, наблюдавшихся при переходе к хаотическому режиму в тении Тейлора — Куэтты при $r_1/r_2 = 0,877$ [$Re = \Omega r_1 (r_2 - r_1) / \nu$; Ω — угл. скорость вращения внутр. цилиндра, внешний — неподвижен; r_1, r_2 — радиусы внутр. и внеш. цилиндров; ν — коэф. кинематич. вязкости]. При увеличении числа Рейнольдса наблюдалась следующая последовательность режимов (диапазоны чисел Рейнольдса обозначены соответствующими номерами на рис. 1). 1. Азимутальное (т. е. с линиями

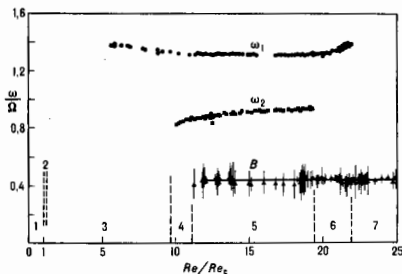


Рис. 1. Основные режимы течения Тейлора — Куэтты при переходе к турбулентности ($Re_c \approx 119$). Представлены основные частотные компоненты (гармоники не показаны), наблюдаемые в спектре радиальной составляющей скорости. Треугольники и вертикальные отрезки определяют центральные частоты ω и ширину сплошного спектра соответственно (P. R. Fenstermacher, H. L. Swinney, J. P. Gollub, 1979).

тока, образующими окружности с центрами на оси цилиндра) стационарное течение. 2. Стационарное течение в виде тороидальных вихрей — т. н. вихрей Тейлора (рис. 2, а). 3. Вихри Тейлора с волнообразными возмущениями на них, распространяющимися в азимутальном направлении — азимутальные волны (рис. 2, б). Пульсации скорости, измеренные в одной точке, — периодическая с основной частотой ω_1 и её гармониками. 4. Модулируемые волны на вихрях Тейлора (рис. 2, в). В спектре пульсаций появляется вторая независимая частота ω_2 — квазипериодич. режим. 5. Хаотическое движение на фоне квазипериодич. режим. В спектре возникает широкополосная компонента B с центр. частотой $\sim \omega_1/3$. 6. Исчезает дискретная компонента ω_2 . 7. Из спектра исчезает вторая дискретная компонента. Движение становится полностью хаотическим. Существенно, что при этом пространств. структура течения остается регулярной, достаточно простой и представляет собой суперпозицию всего лишь неск. мод (рис. 2, г). Их число не изменяется при переходах от одного режима к другому (в частности, и к хаотическому). Для таких переходов — от простой временной динамики к сложной — справедливы результаты теории конечномерных систем, что подтверждается совпадением результатов теории и эксперимента, а сами переходы эквивалентны известным *бифуркациям* в системах с сосредоточенными параметрами.

Подобным образом происходит переход к Т. в подогреваемом снизу тонком горизонтальном слое (т. н. колп-

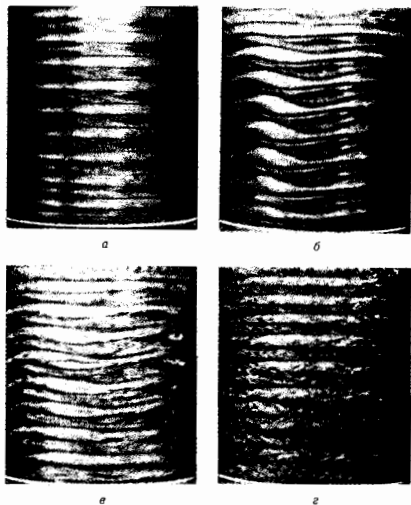


Рис. 2. Фотографии визуализированных струй Фейора: а — $Re/Re_c = 1.1$; б — 6.0; в — 16.0; г — 23.5 (P. R. Fenstermacher, H. L. Swinney, J. P. Gollub, 1979).

векция Бенара—Рэлея). Отличие лишь в том, что при малой надкритичности (т. е. малом превышении управляющим параметром своего критич. значения) усложнение течения первоначально связано не с изменением временной динамики, а с изменением пространств. симметрии течения. В результате развития вторичных неустойчивостей происходит усложнение индивидуальных структур и/или появляются дефекты в упорядоченной решетке структур. На рис. 3 представлено разбиение плоскостных параметров Рэлея число Ra — Прандтля число Pr на области, где реализуются конвективные движения разл. типов ($Ra = g\Delta T h^3 / \nu k$, $Pr = \nu / k$, где g — ускорение свободного падения, $\Delta T > 0$ — разность температур на ниж. и верх. границе слоя, h — сто толщина, ν — вязкость, k — температурапроводность среды, β — коэф. теплового расширения). Первый переход от гидродинамич. равновесия к стационарной двумерной конвекции не зависит от Pr и при $Ra > Ra_1$ приводит к возникновению устойчивых структур в виде конвективных валов — двумерных вихрей (одномодовый режим). При больших числах Pr с ростом Ra происходит второй переход — при $Ra > Ra_2$ двумерные



Рис. 3. Области существования различных конвективных режимов в горизонтальном слое подогреваемой снизу жидкости, построенные на основе обработки экспериментов с различными жидкостями и газами (R. Krishnamurti, 1973).

движения сменяются трёхмерными стационарными режимами, к-рые соответствуют возбуждению уже многих степеней свободы течения. Затем (при $Ra > Ra_3$) этот стационарный режим переходит в колебательный [при малых Pr ($Pr < 5$) стационарный одномодовый режим сразу сменяется нестационарным]. По мере роста неравновесности (числа Рэлея) характер колеб. движения усложняется и в области между границами 3 и 5 при $Ra > Ra_4$ возникают нерегулярные колебания со сплошным спектром. При дальнейшем увеличении Ra ($Ra > Ra_5$) усложняется и пространств. структура течения — в хаотическое движение включаются новые степени свободы — рождается Т.

Примером течения, в к-ром наблюдается резкий переход, непосредственно переводящий течение из стационарного состояния в хаотическое со сложной пространств. структурой, является течение между параллельными поверхностями. Исходное плоскопараллельное течение (течение Пуазейля, см. Пуазейля закон) с зависимостью продольной компоненты скорости $u(z)$ от поперечной координаты z : $u = u_0 [1 - (z/h)^2]$ ($2h$ — расстояние между поверхностями) становится неустойчивым по отношению к бесконечно малым двумерным возмущениям при $Re \geq Re_c = u_0 h / \nu = 5772$. Однако по отношению к двумерным возмущениям конечной амплитуды течение неустойчиво и при меньших числах Рейнольдса (докритическая неустойчивость). Для течений с докритич. неустойчивостью характерно, что неустойчивые возмущения в них возникают в виде волн с конечной амплитудой. В течении Пуазейля эти волны, в свою очередь, являются неустойчивыми по отношению к трёхмерным бесконечно малым возмущениям. Более того, как показывают численные и физ. эксперименты, неустойчивость по отношению к трёхмерным возмущениям сохраняется для двумерных волн достаточно большой амплитуды и при таких Re , при к-рых они являются затухающими ($700 \leq Re \leq 2900$). Существующие в реальных течениях нач. возмущения обычно приводят в действие докритич. неустойчивость. При этом возникают пакеты трёхмерных возмущений достаточно большой амплитуды, способные из-за нелинейных процессов преобразовываться в мелкомасштабную Т. Течение в этом случае состоит из уединённых областей Т. (турбулентных пятен), погружённых в ламинарное окружение (рис. 4). Рост Re ведёт к увеличению числа случайно разбросанных турбулентных пятен, а затем и к турбулизации всей области течения.

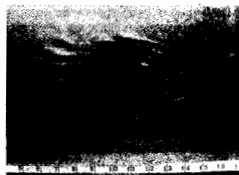


Рис. 4. Визуализация турбулентного пятна в плоском течении Пуазейля при $Re = 10^3$, $h = 3$ мм на расстоянии $x = 64h$ от входа в канал (D. R. Carlson, S. E. Widnall, M. F. Peeters, 1982).

Ещё более сложные и разнообразные процессы обнаруживаются при переходе от ламинарного течения к турбулентному в пограничных слоях вблизи твёрдых поверхностей. В простейшем случае пограничного слоя на плоской пластине его толщина $\delta \sim \sqrt{\nu x / u_0}$ и локальное число Рейнольдса $Re = \delta u_0 / \nu$ растут с расстоянием x вдоль потока. Линейный анализ устойчивости показывает, что достаточно слабые возмущения, распространяясь вдоль потока, должны неизбежно затухать. Поэтому, как и в случае течения Пуазейля с докритич. неустойчивостью, на характер перехода влияет уровень возмущений в набегающем потоке, запускаящих нелинейные механизмы, а в переходной области также обнаруживаются турбулентные пятна, хотя и с несколько отличающимися параметрами. При задании регулярных нач. двумерных возмущений (напр., с помощью вибрирующей ленты) с ростом Re (т. е.

с увеличением расстояния вдоль потока) удаётся обнаружить последовательность бифуркаций, хотя и более сложную, чем в течении Тейлора — Куэтта.

Статистический подход. Систематич. исследованием статистич. свойств T . положили начало наблюдения О. Рейнольдса (O. Reynolds, 1883) перехода от упорядоченного ламинарного течения к неупорядоченному *турбулентному течению* жидкости в трубе. Осознание того факта, что структура течения оказывается непредсказуемой и непостижимой в деталях, привело к потребности усреднённого описания. Матем. выражением такого описания явились ур-ния Рейнольдса:

$$\frac{\partial U_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} U_j U_k = \frac{\partial}{\partial x_k} (-\delta_{jk} P + T_{jk} + \tau_{jk}).$$

Здесь плотность несжимаемой жидкости положена равной единице; $T_{jk} = \overline{(\partial U_j / \partial x_k + \partial U_k / \partial x_j)}$ — тензор вязких напряжений (v — кинематич. вязкость); $\tau_{jk} = -\overline{(u_j u_k)}$ — тензор рейнольдсовых напряжений; P — давление и компоненты скорости, получаемые после усреднения; скобки $\langle \rangle$ означают операцию усреднения, конкретное определение к-рой зависит от характера решаемой задачи, напр. это может быть усреднение по мелким масштабам или быстрым движениям; u_j — пульсации скорости относительно усреднённых значений, удовлетворяющие ур-ниям

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_i u_k + U_k u_i) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - u_i u_k - \tau_{ik} \right).$$

Усреднение, по Рейнольдсу, не является самосогласованной процедурой. Число переменных оказывается больше, чем число ур-ний. Получение ур-ний для τ_{jk} последовательным умножением ур-ний для u_i на u_k и усреднением ведёт к иерархии ур-ний, зависящих от высших моментов τ_{j_1, \dots, j_n} и порождает т. н. проблему замыкания. Обычно эта проблема разрешается с помощью разного рода гипотез относительно статистич. свойств пульсаций скорости, позволяющих выразить высшие моменты через низшие с сохранением свойств симметрии ур-ний. Хотя такие гипотезы не всегда корректны и мало полезны в идейном плане, они позволяют с помощью ур-ний Рейнольдса получать важные практич. результаты, касающиеся свойств усреднённых полей в турбулентных пограничных слоях и течений в гладких и шероховатых трубах.

Наиб. очевидной и подчас технич. наиб. важной особенностью турбулентного течения жидкости является существенно больший по сравнению с ламинарным перенос вещества, импульса и энергии. В др. средах T , как правило, также приводит к интенсификации *переноса явлений*, хотя физ. механизмы аномально высоких коэффициентов переноса в разных средах, естественно, различны. В частности, именно обнаружение в кон. 40-х гг. аномальной диффузии плазмы поперёк магн. поля, связанной с пульсациями электр. поля, послужило началом проникновения понятия T в физику плазмы.

Наиб. ранние попытки описать турбулентное перемещение были предприняты в гидродинамике с использованием моделей, опирающихся на аналогию с ламинарным течением. Началом такого подхода послужила работа Дж. Бусинески (J. Boussinesq, 1877), к-рый (по совр. терминологии) связал напряжения Рейнольдса τ_{ij} со ср. скоростью U в случае изменения скорости лишь в поперечном к её вектору, u -направлении, $\tau_{ij} = \nu_t dU/dy$. Коэф. пропорциональности ν_t аналогичен коэффициенту вязкости, связывающему вязкие напряжения T_{jk} со ср. скоростью, и поэтому получил назв. турбулентной вязкости. Его величина $\sim \langle u^2 \rangle^{1/2} l$ (l — эмпирически определяемый масштаб T) обычно значительно превосходит величину молекулярной вязкости и может изменяться в пространстве и времени.

Дж. Тейлор (G. Taylor, 1921), исследуя перенос частиц T , нашёл закон $\langle x^2 \rangle \sim 2Dt$, где $x = x(t)$, t — положение мечения частицы в момент времени t , i — исходная нач. положение

a (ср. скорость полагается отсутствующей, $\langle x \rangle = 0$). Эфф. коэффициент диффузии (в изотропной T , см. ниже)

$$D = \frac{1}{3} \int \langle U(a, t) U(a, t + \tau) \rangle dt,$$

где $U = dx/dt$ — лагранжева скорость частицы. Появление в этом выражении временной ф-ции корреляции скорости очень существенно — тейлоровское описание турбулентной диффузии содержит первые ростки статистич. подхода к T . В дальнейшем (1935) Тейлор сформулировал проблему T в терминах *корреляционных функций* эйлеровских скоростей. Однако в общем виде идея о том, что коррел. ф-ции (и др. статистич. моменты гидродинамич. полей) являются осн. характеристиками турбулентного движения, была высказана ещё раньше Л. В. Келлером и А. А. Фриланом (на основе ур-ний движения реальной жидкости) интегро-дифференц. ур-ний для моментов произвольного порядка гидродинамич. полей турбулентных течений. Получаемая с помощью этого метода полная бесконечная система ур-ний для всевозможных моментов даёт аналитич. формулировку проблемы T . Однако любая конечная подсистема этой системы ур-ний, как и в случае ур-ний Рейнольдса, не замкнута.

Колмогоровский спектр T . Одним из замечательных достижений статистич. подхода является теория Колмогорова однородной изотропной T , т. е. T , статистич. характеристики к-рой в произвольной системе точек r_1, r_2, \dots, r_n не меняются при любых параллельных переносах, поворотах и зеркальных отображениях системы, сопровождающихся одновременно поворотом или зеркальным отражением системы координат. Эта теория объединяет ряд гипотез и результатов [А. Н. Колмогоров, 1941; А. М. Обухов, 1941; несколько позже, но, по-видимому, независимо — Л. Onsager (L. Onsager), 1945; В. Гейзенберг (W. Heisenberg), 1948; К. Вейнцекер (C. Weiszäcker), 1948], связанных с универсальностью спектров в T и инерционным интересе (см. ниже) Матем. предельной теории Колмогорова является *масштабная инвариантность* (скейлинг) *Навне Стокса уравнений* (в предельно исчезающей вязкости) относительно одноврем. замены длины $l \rightarrow \lambda l$, времени $t \rightarrow \lambda^{2/3} t$ и скорости $u \rightarrow \lambda u$, где h — произвольный показатель. Колмогоровская теория основывается на следующих предположениях: 1) масштабная инвариантность предполагается лишь в статистич. смысле — масштабнo-инвариантными являются только усреднённые величины; 2) имеется конечный поток энергии ϵ от больших масштабов к меньшим, 3) поток энергии ϵ на масштабах l предполагается метас. зависящим только от величин, имеющих тот же масштаб l (в частности, от l и скорости u в вихрях масштаба l). Поскольку ϵ имеет размерность энергии единицы массы в единицу времени, анализ размерности даёт $\epsilon \sim u^3/l$, из чего следует, что $\epsilon \sim l^{-5/3}$. Тогда масштабная инвариантность означает, что $h = 1/3$. Масштабная инвариантность нарушается на больших масштабах l , сравнимых с размерами течения, где сказывается механизм возбуждения T , и на малых l [$l \sim (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$], где сказывается вязкость. Интервал $l_0 \ll l \ll L$, на к-ром применимы соображения надобия, наз. инерционным интервалом (рис. 5).

Важными следствиями масштабной инвариантности (с $h = 1/3$) в инерц. интервале являются: структурная ф-ция порядка k , определённая как среднее от k -й степени разности скоростей Δu_k , измеренных в точках, отстоящих на расстояние l , степенным образом зависит от этого расстояния: $\langle \Delta u_k \rangle^2 \sim \epsilon^{2/3} l^{k/3}$; спектральная плотность энергии T , определяемая Фурье преобразованием структурной ф-ции второго порядка, удовлетворяет закону $E(k) = c \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$, где k — волновое число, а c — постоянная Колмогорова (скейлинг не определяет величины этой константы); вихревая вязкость на масштабе l определяется соотношением $\nu_l \sim l u_l \sim \epsilon^{1/3} l^{4/3}$.

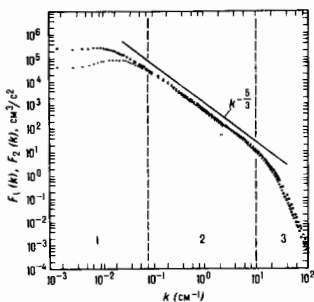


Рис. 5. Одномерные спектры пульсаций продольной $F_1(k)$ и поперечной $F_2(k)$ — компонент скорости на оси осесимметричной струи при $Re = 3,7 \cdot 10^5$ на расстоянии $70d$ (k — продольная компонента волнового вектора, d — диаметр сопла). Типичным для таких спектров является наличие трех выделенных интервалов: 1 — энергоносительный интервал, в котором форма спектра зависит от механизма возбуждения турбулентности; 2 — инерционный интервал, характеризующийся постоянным потоком энергии на спектре; 3 — интервал вязкой диссипации энергии.

Прошло ок. 20 лет с момента создания теории Колмогорова и выдвижения им гипотезы, что при больших числах Рейнольдса T является локально (т. е. для достаточно мелкомасштабных движений) однородной и изотропной, прежде чем она получила эксперим. подтверждение. Эксперименты, выполненные к 1962 в следе за островом в канале около Ванкувера во время прилива, при числах Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^8$, продемонстрировали закон « $k^{-5/3}$ » для волновых чисел, изменяющихся на три порядка. В последние годы универсальность этого закона была подтверждена экспериментами во многих др. течениях при больших числах Рейнольдса: в струях, сдвиговых слоях, в лаб. и атм. пограничных слоях, в следе за цилиндром и т. п.

Универсальность спектра Колмогорова — независимость от источника энергии — является в определ. степени специфич. свойством, присущим T в простых средах, напр. в нейтральных жидкостях, в к-рых отсутствует характерный внутр. масштаб. В более сложных средах, напр. в плазме, T — результат взаимодействия разл. полей и/или возбудителей с разными характерными частотами, масштабами и полосами поглощения (см. Турбулентность плазмы). Кроме того, существенными могут оказаться нелинейные механизмы диссипации — коллапс ленгмюровских волн в плазме (см. Волновой коллапс), обрушение внутренних волн или волн на поверхности жидкости и т. п. В такой ситуации простые модели типа инерц. интервала и передачи энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным неприменимы, а одних только соображений размерности недостаточно для получения результатов в замкнутом виде. Степенные спектры в подобных ситуациях также возможны, но при определ. ограничениях, напр. если выполнены условия возбуждения лишь одного типа волн. Для слабой T такие спектры в приближении случайных фаз могут быть получены из кинетич. ур-ний для волн. Примером является спектр Захарова — Филденко $E_k \sim k^{-1/2}$ для капиллярных волн, к-рый также соответствует инерц. интервалу.

Пережимаемость T . Из экспериментов выяснилось, что колмогоровский спектр $k^{-5/3}$ часто наблюдается не только там, где он должен обнаруживаться — в инерционном интервале, — но и в диапазоне малых волновых чисел и/или даже при умеренных числах Рейнольдса, когда критерии однородности и изотропности T , строго говоря, не вынодлены. Это привело к выводу, что колмогоровский

закон $k^{-5/3}$, основанный на самых общих предположениях, не отражает всю специфику гидродинамич. T , описываемой ур-ниями Навье — Стокса. Имеется ещё одно существенное противоречие между колмогоровской моделью и экспериментом, заключающееся в следующем. Предположение теории Колмогорова о том, что единственный размерный параметр, определяющий свойства T в инерц. интервале, — ср. скорость передачи энергии по спектру ϵ (равная скорости её диссипации) — в действительности нарушается, если ϵ является сильно флуктуирующей величиной (Л. Д. Ландау, 1944). В этом случае появляются дополнит. независимые параметры, характеризующие статистич. свойства ϵ . Эксперименты Дж. Бэтчелора (G. Batchelor) и А. Таунсенда (A. Townsend) в 1949 и многих др. исследователей не только свидетельствуют о флуктуат. характере ϵ в пространстве и времени, но и показывают, что осн. вклад в усредненное значение ϵ дают редкие её флуктуации, существенно превышающие фоновый уровень. Это свойство, получившее назв. пережимаемости T , иллюстрирует рис. 6, на к-ром представлена скорость диссипации ϵ и флуктуаций концентрации пассивной примеси, величины, во многом аналогичной ϵ .

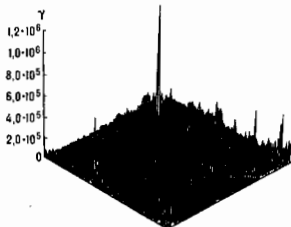


Рис. 6. Скорость диссипации ϵ флуктуаций концентрации пассивной примеси в поперечном сечении струи (фрагмент). Наличие пиков свидетельствует о сильной пережимаемости течения (С. Меневаец, К. Р. Среенивасан, 1989).

Учёт пережимаемости привёл в дальнейшем к созданию фрактальной модели T . Её физ. интерпретация состоит в следующем. В процесс передачи энергии от крупных вихрей к более мелким вовлечен не весь объём крупного вихря, а лишь его активная часть, к-рая может быть охарактеризована коэф. $\beta = 2^{D_f - 3}$, равным отношением объёма вьюб образующихся вихрей с масштабом $l_{n+1} \sim 2^{-n} l_0$ к объёму исходного вихря с масштабом $l_n \sim 2^{-n} l_0$, где l_0 — характерный масштаб всего течения. Это приводит к следующему выражению для структурной ф-ции:

$$\langle \Delta U^2 \rangle^p \sim l^{2p}; \quad \epsilon_p = \frac{\rho(D_f - 2)}{3} + (3 - D_f),$$

где D_f — фрактальная размерность (см. Фракталы) области, занятой активными вихрями (естественно, речь идёт о фрактальной размерности, получающейся при «физ.» переходе к пределу при условии $l > l_0$). Хотя в этой модели (β -модель) свободный параметр D_f не определен, её точным следствием является линейная зависимость ϵ_p от p , к-рая не подтверждается эксперим. данными для высших моментов. Это несоответствие снимается в мультифрактальной модели, в к-рой предполагается, что передача энергии от больших масштабов к меньшим сосредоточена на множествах S_n с фрактальной размерностью $D(f_n)$, на каждом из к-рых в инерц. интервале также имеет место масштабная инвариантность, но со своим показателем f_n . Фрактальная картина T хорошо видна, напр. на рис. 6, 7.

Структурный подход. Основы структурного подхода были заложены Л. Ричардсоном (L. Richardson, 1922), предложившим каскадную модель передачи энергии от круп-



Рис. 7. Двумерное сечение струи, визуализированной красителем, флуоресцирующим в поле лазерного излучения. Число Рейнольдса $Re = 4 \cdot 10^4$, изображённая область простирается от $8d$ до $24d$ (d — диаметр струи) (K. R. Greenivasan, 1991).

ных вихрей к мелким. В его модели при $Re = U l_0 / \nu$ исходное течение является неустойчивым (здесь U — скорость течения, l_0 — его характерный глобальный масштаб). Развитие неустойчивости ведёт к его разрушению и образованию вихрей с размерами $l_1 < l_0$ и скоростями $u_1 < U$. Поэтому число Рейнольдса $Re_1 = u_1 l_1 / \nu$ рассчитанное для вновь образовавшихся вихрей, несколько меньше, чем $Re = U l_0 / \nu$. Но при достаточно больших числах Рейнольдса исходного течения Re_1 также достаточно велико, $Re_1 \gg 1$, и эти вихри также неустойчивы. Поэтому они преобразуются во вторичные вихри с размерами l_2 и скоростями u_2 , меньшими, чем l_1 и u_1 , и т. д. Этот процесс рождения вихрей идёт до тех пор, пока число Рейнольдса, рассчитанное по размерам и скорости на n -ом шаге каскада, не станет примерно равным критическому Re_c , при к-ром вихри устойчивы и диссипируют из-за вязкости.

Совр. структурный подход к Т. основан на экспериментах, обнаруживших волны Толмина — Шлихтинга (как проявление неустойчивости в переходном течении) [Г. Шубауэр, Г. Скрамстедт (G. Schubauer, H. Skramstad), 1948]; неоднородности завихренности в однородных изотропных турбулентных течениях (Дж. Бэтчелор, А. Таунсенд, 1949); турбулентные пятна Г. Эммонса (H. Emmons, 1951); структуры в пристеночных сдвиговых течениях [С. Клайн, П. Рунстедлер (S. Kline, P. Runstadler), 1959]; структуры в турбулентных сдвиговых слоях [Дж. Браун и А. Рошко (G. Brown, A. Roshko), 1974]. В некр-рых течениях (конвекция в подогреваемом снизу плоском слое, течение между вращающимися цилиндрами) при потере устойчивости однородного состояния спонтанно, т. е. без внешнего организующего воздействия, возникают упорядоченные структуры в виде разл. рода решеток (см., напр., рис. 2). Дальнейшее увеличение степени неравномерности среды приводит к усложнению (также спонтанному) индивидуальных структур или к появлению дефектов в упорядоченной решетке через последовательную цепочку бифуркаций. При этом ячейки являются настолько устойчивыми образованиями, что идентифицируются как в переходном, так и в турбулентном режимах, а пространственно-временной беспорядок связан с хаотич. движением дефектов на фоне упорядоченной решетки или (при дальнейшем увеличении надкритичности) самих структур.

Мелкомасштабная Т., возникающая в результате последовательного каскада большого числа пространственных и временных бифуркаций, приводящих к полному разрушению первичных структур, в конце концов оказывается устроенной настолько сложным образом, что идентифицировать структуры можно не во всяких течениях. Это можно сделать, напр., в сильно неоднородных и анизотропных течениях, когда на топологию структур существенно влияют динамика и климатич. ограничения, связанные с геометрией потока. Примерами подобных структур могут служить продольные вихри в сдвиговых течениях, геирируемые вблизи седловых точек поля скорости крупномасштабных структур, рябь и «подковы» на спиральных вихрях при обтекании вращающихся тел (рис. 8). Такие структуры обнаруживаются не только в области перехода, но и в полностью развитом турбулентном течении. Интересна



Рис. 8. Развитие турбулентности из спиральных вихрей, формирующихся в пограничном слое при обтекании вращающегося конуса: а) $U = 1.7$ м/с; $n = 670$ об/мин; б) $U = 1.0$ м/с; $n = 1200$ об/мин. Здесь U — скорость набегающего потока, n — частота вращения (R. Kobayashi, L. Kohama, M. Kurosawa, 1983).

с этой точки зрения структура пограничного слоя на плоской пластине — значит, часть её трёхмерной завихренности сосредоточена в мелкомасштабных «шипилькообразных» вихрях, к-рые сносятся потоком примерно с одинаковой скоростью и сравнительно слабо взаимодействуют друг с другом.

В полностью развитых турбулентных течениях наблюдаются также и упорядоченные крупномасштабные структуры (КС) на фоне мелкомасштабной Т. Можно выделить два механизма, приводящих к их возникновению. В простейшем случае — это результат вторичной неустойчивости турбулизованного ср. течения (КС в турбулентных сдвиговых слоях, струях, в следе за плохо обтекаемыми телами при больших числах Рейнольдса и т. п.). Более нетривиальная генерация крупномасштабного поля завихренности неосредственно (даже в отсутствие неосредствованн. ср. течения) мелкомасштабной Т. (это явление наз. также вихревым динамо). При этом передача энергии от мелких масштабов к более крупным возможна при достаточной степени анизотропии течения. Кроме анизотропии, на обратный каскад передачи энергии влияют также гиротропность мелкомасштабной турбулентности и сжимаемость жидкости.

Динамический подход. Для любой Т. (гидродинамической, плазменной и т. п.) фундаментальным является вопрос, каким способом нелинейное поле переходит в неупорядоченное, случайное движение, не зависящее от леонторлируемых флуктуаций и внеш. шумов. Этот вопрос оставался в стороне как при статистическом, так и в структурном подходах. Первые попытки объяснить неупорядоченное, хаотич. течение с чисто динамич. позиций были предприняты Л. Д. Лаудой (1944) и Е. Хопфом (Е. Hopf, 1948). В их модели усложнение течения происходит за счёт развития иерархии неустойчивостей с несоизмеримыми временными масштабами. Поле скорости оказывается тем более неупорядоченным, чем большее число возмущений с несоизмеримыми масштабами участвует в его формировании. Авторорецел. ф-ция поля скорости такого течения быстро падает, а обнаружить регулярность можно лишь наблюдая процесс в течение времени, большего, чем время возврата Пуанкаре (см. Пуанкаре теорема) $T_{\text{ср}} \sim \exp(\alpha N)$ ($\alpha \sim 1$, N — число возмущений с независимыми частотами ω_j , $j = 1, 2, \dots$). Образом такой Т. является аттрактор в виде незамкнутой намотки на многомерном торе. Подобный аттрактор, однако, как показал последний анализ Д. Рюэля и Ф. Такенса (D. Ruelle, F. Takens, 1971), является структурно неустойчивым, т. е. он разрушается при малом изменении параметров системы. Это означает, что такое сложное квазипериодич. течение, как правило, реализоваться не может.

Принципиальное изменение представлений о природе Т. произошло после открытия феномена динамич. хаоса — случайного поведения полностью детерминированных систем. Образом случайного движения динамич. системы является странный аттрактор. Странный аттрактор — притягивающее множество траекторий, среди к-рых есть (или почти все) являются неустойчивыми (седловыми) — может возникнуть после небольшого числа бифуркаций в фазо-

вом пространстве даже весьма простых течений. Наиб. известный пример — конвекция в подогреваемой горизонтальной полости, расположенной в вертикальной плоскости. Образом хаотич. колебаний вращат. движения жидкости внутри такой полости служит странный аттрактор — аттрактор Лоренца. По совр. представлениям, в фазовом пространстве для ур-ний Навье — Стокса при определ. условиях должен существовать странный аттрактор, движение к р-ному соответствует режиму установившейся Т.

Наиб. успехи в использовании динамич. подхода достигнуты при исследовании перехода от ламинарного к хаотическому во времени течения жидкости. Наиб. распространённые сценарии перехода к хаосу в простых ситуациях (течение Тейлора — Куэтта между вращающимися цилиндрами, термоконвекция) — это: разрушение квазипериодич. движений; перемежаемость; бесконечная последовательность удвоений периода. В экспериментах наблюдаются и более сложные сценарии, однако обнаружены именно этих канонич. сценариев в реальных течениях обосновано справедливо представлений о динамич. характере процессов в области перехода к Т. Эти же сценарии обнаружены и в численных экспериментах с полными [точнее, моделируемыми] на компьютере с достаточно большим числом ($\geq 10^6$) ячеек сетки] ур-ниями Навье — Стокса при числах Рейнольдса $Re \sim 10^3 + 10^4$.

Применимость теории динамич. хаоса к описанию возникновения Т. обосновывается не только характером бифуркаций течения, предшествующих возникновению беспорядка, но и тем, что непосредственно по наблюдаемому данным удаётся восстановить странный аттрактор за точкой перехода. Идеи обработки хаотич. сигналов с целью диагностики их происхождения и воспроизведения аттрактора соответствующей динамич. системы были высказаны Такенсом (1981) и впервые реализованы в экспериментах с течением Тейлора — Куэтта в с термоконвекцией в замкнутой полости (Дж. Голлаб, Х. Суннин (J. Gollub, H. Swinney), 1983). Эти эксперименты подтвердили, что хаос вблизи точки перехода действительно соответствует странному аттрактору малой размерности. Существенно, что для определения размерности течения необязательно восстанавливать аттрактор. В 1983 Р. Фросберггер (R. Grassberger) и И. Прокачиа (I. Procaccia) предложили процедуру измерения размерности непосредственно по наблюдаемому сигналу.

В рамках динамич. подхода удаётся объяснить и происхождение пространственно-неупорядоченного движения. При этом исходным является тот очевидный для теории динамич. систем факт, что движение индивидуальных жидк. элементов, удовлетворяющее ур-нию $dx/dt = u(x, t)$, где $u(x, t)$ — поле скорости, удовлетворяющее ур-нию Навье — Стокса, может быть хаотическим, даже если скорость $u(x, t)$ регулярна. Такое неупорядоченное движение обычно называют лагранжевой Т. При подходящих условиях в системе, к-рая демонстрирует лагранжеву Т., может развиться и Т. поля скорости. В частности, полевые ур-ния (не только гидродинамические) в ряде случаев могут быть преобразованы (без приближений) в многозначную задачу для нек-рого класса решений. Роль частиц здесь играют особенности самого поля или сформированные им локализованные структуры, напр. вихри. Хаотич. движение таких частиц и есть, собственно, пространственно-временной беспорядок.

В периоды своего возникновения и развития разл. подходы — статистический, структурный и динамический — представлялись их сторонниками единственно приемлемыми для описания феномена Т. Поэтому они развивались параллельно и практически независимо. Результаты, полученные в каждом из них, зачастую относились к разл. задачам и отвечали на вопросы, возникающие в качественном разл. эксперн. ситуациях. Эти подходы складываются в единую теорию Т., и уже кажется удивительным, что их автономия просуществовала столь долго.

Провлечения турбулентности. Т. относится к наиб. распространённым в природе и в техн. устройствах явлениям. Масштабы Т. простираются от космического до порядка

длины световой волны. Турбулентности, в частности, являются: течение воды в реках, морях, океанах и в кровеносных сосудах; межзвёздные газовые туманности; струи реактивных двигателей и газовых горелок; общая циркуляция атмосферы планет, нидр зёвд; конвективные потоки в жилых помещениях. Т. также возникает при движении гребных винтов, турбин, летательных аппаратов и биол. объектов; при протекании кап. мсленных, так и быстрых (горение, взрыв) хим. реакций, в космос, и лаб. плазме. Будучи порождённой нек-рыми процессами и движениями, Т., в свою очередь, оказывает существенное влияние на их протекание и состояние среды в целом благодаря её свойству интенсифицировать перенос кол-ва движения и вещества. В частности, Т. атмосферы играет роль в процессах переноса тепла и влаги с поверхности суши и океана, определяя тем самым её состояние и изменения погоды. Существенна её роль и для др. процессов, непосредственно не связанных с Т. Так, напр., возникающие в ней случайные поля темп-ры, плотности, давления, влажности и т. п. влияют на распространение эл.-магн. и акустич. волн. Это приводит к ряду интересных эффектов, играющих, с точки зрения деятельности человека, как отрицат. роль (в частности, для оптич. астрономии и радиоастрономии), так и положительную (напр., способствуя более надёжной радиосвязи, уменьшая область тени благодаря диффузному рассеянию коротких эл.-магн. волн).

Интенсивная Т. не только рассеивает волны, но и сама является их источником: электромагнитных — в плазме, внутренних — в океане, акустических — в сжимаемой среде. Излучённые поля содержат информацию о Т. и могут быть использованы для её диагностики. Процессы генерации волн турбулентными движениями среды представляют и практич. важность; напр., уровень акустич. излучения реактивных двигателей летательных аппаратов настолько высок, что учитывается при их коммерц. оценке.

В гидродинамике наиб. важным, с практич. точки зрения, является влияние Т. на сопротивление движущихся тел, к-рое под её влиянием может как увеличиваться, так и уменьшаться. Для хорошо обтекаемых (удлиненных вдоль набегающего потока) тел осн. вклад даёт сопротивление трения, к-рое является равновесствующей касательных напряжений и поэтому после перехода к турбулентному режиму возрастает из-за большего переноса кол-ва движения Т. Для плохо обтекаемых тел (тела перпендикулярно обтекаемого цилиндра) большую роль играет сопротивление давления, являющееся равновесствующей давления на поверхность и обычно уменьшающееся после турбулизации течения. Это наряду с исследованными свойствами разл. Т. и методов расчётов турбулентных течений порождает и другую практически важную задачу — управление переходом к Т.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидродинамика. Механика турбулентности, ч. 1—2, М., 1965—67; Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Турбулентность. Принципы и приложения, под ред. У. Фроста, Т. Муаллен, пер. с англ., т. 1, М., 1980; Вихри и волны, пер. с англ., М., 1984; Рабинович М. И., Суцков М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3; Greenivasan K. R., Fractals and multifractals in fluid turbulence, «Ann. Rev. Fluid Mech.», 1991, v. 23, p. 539.

М. И. Рабинович, М. М. Суцков.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ — хаотическое, детально невоспроизводимое пространственно-временное изменение параметров плазмы, неустойчивой относительно возбуждения сразу многих её степеней свободы (колебаний, волн и вихрей разл. типов) до уровня, заметно выше теплового. В отличие от обычных, тоже нерегулярных, флуктуирующих вблизи устойчивого термодинамич. равновесия для Т. п. характерно именно наличие в плазме неустойчивости, т. е. избыточной свободной энергии, вводимой в неустойчивые моды (степени свободы) внеш. источниками, граничными или начальными условиями. За счёт нелинейных взаимодействий эта энергия перераспределяется между всеми модами и возмущениями разл. пространств. масштабов и диссипирует в тепло за счёт вязкости, резистивности

и пр., достигая быстрозатухающих мод. В этом отношении Т. п. сходна с турбулентностью жидкости или газа, но обладает вследствие кулоновского взаимодействия частиц гораздо большим разнообразием возможных форм движения, особенно при наличии магн. поля. В соответствии с типом преобладающих мод и движений плазмы выделяются Т. п. магнитогидродинамическую (МГД), ленгмюровскую, дрейфовую и др.

МГД турбулентность представляет собой широко распространённый вид Т. п. в условиях, когда при движении проводящего газа существенна роль магн. поля. В природных условиях МГД Т. п. развивается, когдаgeom. масштабы плазмы не очень малы, так что магн. поле является слабозатухающим и при движении плазмы оно как бы «вморожено» в её (см. *Вмороженность магнитного поля*). Явление вмороженности описывается ур-нием

$$\delta \mathbf{B} / \delta t = \text{rot} [\mathbf{v} \mathbf{B}],$$

где \mathbf{v} и \mathbf{u} — соответственно векторы напряжённости магн. поля и скорости течения плазмы. Несмотря на малость диссипативных эффектов в подавляющей части объёма, занятого МГД течением, они принципиально важны в т. н. *X-точках* — в местах пересечения магн. силовых линий, пересечаемых и деформируемых потоком плазмы. В этих точках происходит *пересоединение* магн. силовых линий с соответствующим изменением топологии, характеристик магн. поля.

МГД течения характерны прежде всего для *космической плазмы*. Как своеобразную МГД Т. п. можно рассматривать движение межзвёздных облаков, а более компактными объектами с МГД Т. п. могут служить остатки оболочек сверхновых звёзд, напр. *Крабовадна туманность*. В лаб. условиях МГД Т. п. наблюдается в установках для магн. удержания высокотемпературной плазмы: *токамаках*, *стеллараторах* и пинчах, стабилизированных продольным магн. полем. В токамаках и стеллараторах интенсивная МГД Т. п. возникает на периферии плазменных торOIDов; в более глубоких слоях, где темп-ра плазмы и её электропроводность очень высоки, МГД Т. п. модифицируется в т. и. дрейфовую Т. п.

Дрейфовая Т. п. представляет собой хаос из дрейфовых волн конечной амплитуды, т. е. таких возмущений, в *x-р-х* плазма ведёт себя как двухжидкостная среда с разным движением электронов и ионов в достаточно сильном магн. поле (см. *Дрейфовые неустойчивости*). В этом случае смещение частиц поперёк магн. поля на расстояния, большие соответствующих ларморовских радиусов, вызывается дрейфом их ларморовских орбит под действием электрич. поля и сил газокинетич. давления плазмы. Дрейфовую Т. п. обычно описывают не полной системой ур-ний *двухжидкостной гидродинамики плазмы*, а её более простыми следствиями, основанными на решении ур-ний переноса движения электронов в дрейфовом приближении. В простейшем модельном описании дрейфовой Т. п. используется приближённое решение ур-ния продольного (вдоль сильного магн. поля) движения электронов в виде их болымаоновского распределения в продольном электрич. поле плазмы. В этом случае динамика дрейфовой Т. п. полностью определяется поведением электрич. потенциала плазмы ϕ и описывается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta \phi - \phi) + [\nabla \phi \nabla (\Delta \phi - \ln n_0)]_z = 0, \quad (1)$$

где n_0 — плотность невозмущённой пространственно неоднородной плазмы, а пространств. переменные в операторе ∇ и Δ нормированы на ларморовский радиус ионов. Ур-ние (1) позволяет рассчитывать не только спектр и др. статистич. характеристики дрейфовой Т. п., но описывает также и регулярные структуры в виде дрейфовых вихрей и *солитонов* в плазме. Ур-ние (1) используется не только в теории плазмы, но и при описании многих др. явлений природы; напр., существует аналогия между дрейфовой турбулентностью в плазме и турбулентностью волн Россби в атмосферах и океанах планет. В основе аналогии,

роднящей Большое Красное Пятно в атмосфере Юпитера и дрейфовые вихри в плазме токамака, лежит схожесть проявления силы Кориолиса во вращающейся планетной атмосфере и магн. части силы Лоренца в плазме. Как и атм. турбулентность, дрейфовая Т. п. играет заметную роль в явлениях переноса, приводя к усиленным потокам частиц и тепла поперёк сильного магн. поля. Существует много диссипативных механизмов возбуждения дрейфовой Т. п., в т. ч. связанных с взаимодействием волн с быстрыми частицами, инжектируемыми извне или генерируемыми в плазме с помощью подпитки, нагрева.

Ленгмюровская турбулентность может развиваться в плазме без магн. поля и связана с возбуждением самой простой моды колебаний в виде смещения электронов относительно ионов (плазменные колебания). При очень малой амплитуде смещения — это линейные *ленгмюровские волны*. Однако при увеличении амплитуды *ленгмюровских* волн очень быстро возникают нелинейные эффекты. А именно, вследствие небольшого смещения ионов возникает *модуляционная неустойчивость*, приводящая к появлению сгустков ленгмюровских волн — солитонов. Эти солитоны оказываются неустойчивыми по отношению к самосжатию до таких малых размеров (коллапс ленгмюровских волн), что их энергия может переходить в энергию ускоренных электронов. Перечисленные выше и многие др. эффекты, обнаруживаемые в развитой ленгмюровской Т. п., описываются ур-ниями Захарова, *x-р-х* следуют из ур-ний двухжидкостной динамики плазмы при явном выделении в электронном отклике адиабатической ионной части.

Ленгмюровская Т. п. представляет собой один из простейших примеров сугубо плазменной турбулентности. Для её развития существенно движение как электронов, так и ионов. При наличии магн. поля может развиваться чисто электропная ветвь колебаний при неподвижных ионах — т. н. *геликоны* (или *звисты*), генерируемые в магнитосфере Земли в результате действия циклотронной неустойчивости или под действием электрич. атм. разрядов. Геликоны наблюдаются и в полупроводниковой плазме. Др. случай движения электронов при неподвижных ионах, важный для физики плазменных джоулов и размыкателей, а также для микро- и *Z-пичей*, связан с нелинейной динамикой тока в плазме под действием внешнего и собственного, порождённого током, магн. поля. Вся эта группа эффектов, в т. ч. и турбулентность соответствующего типа, рассматривается в рамках т. п. *электронной магнитной гидродинамики* (ЭМГ).

Ионно-звуковая турбулентность плазмы. В плазме возможны также турбулентные движения, очень похожие на обычную турбулентность в газе. Для этого в ней должны быть возбуждены до нелинейного уровня акустич. ветви колебаний, напр. ионный звук, возбуждаемый током электронов, имеющих скорость выше некого критич. значения. Ионно-звуковая Т. п. представляет собой хаос из нелинейно взаимодействующих ионно-звуковых волн. Многие существенные нелинейные свойства таких волн описываются *Каомицева — Петелиашиви уравнением*:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial^3 \phi}{\partial z^3} \right) = -\Delta_1 \phi,$$

x-р-е обобщает *Кортвега — де Фриса уравнение* на случай слабеоноднородных волн. Здесь ϕ — электрич. потенциал плазмы, z — координата вдоль направления распространения волны. Δ_1 — оператор Лапласа в поперечной плоскости (все переменные безразмерны). Интересным проявлением ионно-звуковой Т. п. служит *аномальное сопротивление* плазмы, возникающее в ней, поскольку в процессе накачки ионно-звуковой Т. п. электроны передают свой импульс звуковым волнам.

Возможные типы Т. п. не исчерпываются приведёнными выше примерами. Однако при всём разнообразии Т. п. поднимается довольно общим закономерностям и складывается из универсальных процессов нелинейного взаимодействия волн, вихрей и частиц. Это взаимодействие фор-

мирует вид распределения энергии турбулентных пульсаций (спектр турбулентности) и др. корреляц. характеристики. Если взаимодействие пульсаций является определяющим, то говорят о сильной турбулентности, если же оно слабо изменяет их спектральные характеристики, то имеет место слабая турбулентность.

Слабая турбулентность может развиваться в условиях, когда возбуждается много волн небольшой амплитуды в среде с дисперсией. В результате взаимодействия таких волн их фазы сбиваются, так что становится применимым приближение хаотич. фаз. Процессы взаимодействия волн можно также представить в виде разложения по степеням соответствующих нелинейных членов. Наименьший порядок по амплитуде взаимодействия описывается т. н. квазилинейным приближением (см. *Квазилинейная теория плазмы*), когда учитывается только индуцированное черенковское излучение и поглощение волн резонансными частицами, скорость к-рых близка к фазовой скорости соответствующей волны (при наличии магн. поля сюда добавляется ещё излучение и поглощение на гармониках циклотронной частоты с учётом нормального или аномального эффекта Доплера). Однако в квазилинейном приближении пренебрегают взаимодействием между волнами (т. е. поток энергии по спектру отсутствует), поэтому оно является недостаточным для описания действительно турбулентных процессов. В следующем порядке — *возмущенной теории* — учитываются процессы, квадратичные по интенсивности волн, приводящие к перекачке энергии по спектру: индуцированное рассеяние волн на частицах и трёхволновые процессы типа слияния двух волн в одну и распада одной волны на две. Чтобы соответствующие процессы имели место, должны выполняться резонансные условия распада в виде равенств

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad k_1 = k_2 + k_3,$$

где ω_i — частоты, k_i — волновые векторы плоских взаимодействующих волн. Эти условия выполняются не для всех типов волн в плазме (напр., не выполняются для волн, фазовая скорость к-рых убывает с увеличением волнового вектора), поэтому важными могут оказаться четырёхволновые процессы, учитываемые в более высоком порядке разложения по интенсивности волн и представляющие собой рассеяние волн на волнах (см. *Нелинейные явления в плазме*). В слабой турбулентности для описания вышеназванных процессов, по аналогии с квантовой механикой, вводится понятие о квазичастицах — *плазмонах* с импульсом $\hbar k_i$ и энергией $\hbar \omega_i$. Число плазмонов N_k в единице объема в интервале волновых векторов от k до $k+dk$ пропорционально спектральной ф-ции $I_{k\omega}$, описывающей распределение энергии пульсаций по спектру турбулентности. В слабой турбулентности частотная зависимость $I_{k\omega}$ близка к δ -образной. В этом случае N_k описывается кинетическим ур-нием волн вида

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + (v \cdot \nabla_v) N_k = N_k \int v_{k_1 k_2} N_{k_1} dk_1 + \int v_{k_1 k_2} N_{k_1} N_{k_2} dk_1 dk_2. \quad (2)$$

Здесь матричные элементы $v_{k_1 k_2}$ и групповая скорость плазмонов $v_g = \partial \omega_k / \partial k$ выражаются через компоненты тензора диэлектрич. проницаемости плазмы и фактически содержат информацию о природе рассматриваемых волн. Выражения для матричных элементов получаются в результате последовательных итераций поправки к ф-ции распределения частиц по скоростям и в виде отклика на турбулентные пульсации эл.-магн. поля.

Сильная турбулентность. При увеличении амплитуды пульсаций взаимодействие волн усиливается, матричные элементы взаимодействия растут и происходит уширение спектра колебаний по частоте, так что зависимость $I_{k\omega}$ от частоты нельзя считать близкой к δ -функции. В таком случае имеет место сильная турбулентность, для описания к-рой кинетич. ур-ние для волн (2) уже не подходит. Существуют разные методы рассмотрения сильной турбулентности. Большинство из них основано на идее перенормировки. Одним из таких подходов является приближение

слабой связи, сходное с приближением прямого взаимодействия в теории гидродинамич. турбулентности.

Приближение слабой связи. Главным в этом приближении является нахождение перенормированного (т. е. заранее учитывающего эффекты нелинейного взаимодействия) волн в виде дополнит. коэф. «коллективного» затухания) отклика отдельной волны при её взаимодействии сразу со всеми волнами. Схематично процедуру такой перенормировки можно представить на примере модельной ур-ния, типичного для описания плазменной турбулентности:

$$(\omega - \omega_k) C_{k\omega} = \int v_{k\omega, k_1 \omega_1} C_{k_1 \omega_1} C_{k-k_1, \omega-\omega_1} dk_1 d\omega_1. \quad (3)$$

Здесь $C_{k\omega}$ характеризует амплитуду волн, $v_{k\omega, k_1 \omega_1}$ — матричный элемент взаимодействия, $\omega_k = \text{const}$, частота волны, следующая из линейного дисперсионного соотношения. Интегральный оператор взаимодействия в правой части (3) наряду с др. эффектами описывает нелинейное затухание волны, т. е. содержит члены, пропорциональные её амплитуде $C_{k\omega}$ ($\Gamma_{k\omega}$ — декремент коллективного затухания, к-рый и надо определить). Добавляя явно эти члены в левую и правую части ур-ния (3) и итерируя затем правую часть (см. *Итерационный метод*), считая её малой (г.л. эффект в ней как бы вычтен), приходим к системе двух ур-ний для спектра $I_{k\omega} = |C_{k\omega}|^2$ и перенормированного пропагатора $S_{k\omega} = (\omega - \omega_k + \Gamma_{k\omega})^{-1}$ в виде

$$I_{k\omega} = 0.5 |S_{k\omega}|^2 \int v_{k\omega, k_1 \omega_1}^2 I_{k_1 \omega_1} I_{k-k_1, \omega-\omega_1} dk_1 d\omega_1, \quad (4)$$

$$S_{k\omega} = S_{k\omega}^0 - S_{k\omega}^0 S_{k\omega} \int v_{k\omega, k_2 \omega_2} v_{k_2 \omega_2, k\omega} S_{k_2 \omega_2} I_{k_1 \omega_1} dk_1 d\omega_1, \quad (5)$$

где $k_2 = k - k_1$, $\omega_2 = \omega - \omega_1$, а $S_{k\omega}^0 = (\omega - \omega_k)^{-1}$ есть пропагатор (ф-ция Грина отклика плазмы на внеш. воздействие) в линейном приближении. Интегрирование в (4), (5) проводится по всем возможным волнам, что приводит к перекачке взаимодействия волн с сильно отличающимися волновыми векторами и как следствие к неверным (расходящимся) спектрам турбулентности. На самом деле сильно разномасштабные волны слабо взаимодействуют друг с другом, не приводя к перекачке энергии по спектру, а лишь смещая более коротковолновый пакет в пространстве практически без его искажения. Усечь это можно, введя подогнанный параметр обрезания ξ и ограничиваясь в (4), (5) интегрированием только по волнам с волновыми векторами, отличающимися друг от друга не более чем в ξ раз. При этом характеристики спектра в широком диапазоне слабо зависят от значений ξ . Из двух ур-ний приближения слабой связи первое как следствие закона сохранения энергии (суммарная энергия не может измениться в процессе взаимодействия волн) является точным. Второе ур-ние для нелинейного отклика, описывающее особенности процесса перераспределения энергии по спектру, является приближённым. Существуют и др. способы получения ур-ния для нелинейного отклика, в частности вариационные, когда турбулентность также считается квазиравновесной, а ур-ние для отклика является следствием максимизации энтропии системы при тех или иных ограничениях, т. е. является ур-нием Эйлера для вариацион. задачи на условный экстремум. Известен также вариацион. способ получения ур-ния непосредственно для $\Gamma_{k\omega}$ путём минимизации функционала ошибки при замене точного нелинейного ур-ния (3) ур-нием Ланжевена с δ -коррелированной случайной силой. Предсказываемые этими способами результаты (константа Колмогорова в спектре турбулентности несжимаемой жидкости и др.) хорошо согласуются с эксперим. данными.

Метод подобия. В случае сильной турбулентности важные результаты могут быть получены в рамках феноменологич. методов, одним из к-рых является метод подобия, или размерностный анализ, применённый, напр., А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуховым при изучении спектра пульсаций в турбулентной жидкости.

В плазме использование анализа размерностей осложнено одновременным наличием неск. характерных размеров и времён, из к-рых можно составить неск. безразмерных

комбинаций в виде числовых параметров (напр., число Рейнольдса и т. п.). В этом случае размерный анализ приводит к результатам, содержащим произвольные функции от этих параметров. Тем не менее даже при такой высокой степени произвола размерный анализ оказывается полезным, напр. при получении скейлинговых зависимостей времени удержания термоядерной плазмы от параметров установок.

Один из широко распространенных методов оценки коэф. переноса в плазме, напр., следующий. По аналогии с броуновским движением частицы считается, что в турбулентном течении регулярное, или скоррелированное, смещение элементарного объема плазмы происходит лишь в течение короткого отрезка времени t , после чего происходит «сброс фазы», а предыдущая история смещений забывается. Другими словами, t есть время корреляции поля турбулентной скорости. За это время элемент плазмы смещается на нек-рый характерный размер l (длина корреляции), зависящий от интенсивности турбулентных пульсаций скорости и типа скоррелированного движения (оно может быть сложным, напр. не прямолинейным, а круговым в виде ларморовской орбиты; заряд, частицы в магн. поле и т. д.). Из двух пространственно-временных корреляций характеристика поля турбулентности l и t можно составить единственную комбинацию размерностью коэф. диффузии $D_{\text{эф}} \sim l^2/t$. Для оценок величин l и t пользуются след. соображениями. Если турбулентность не очень сильная и связана с неустойчивостью к-л. колебаний или волн, то в ней еще имеют смысл собственные моды и собственные числа соответствующего линейного (по амплитуде волн) приближения. В частности *инкремент* γ и волновое число k наиб. неустойчивой волны. За время t характерной неустойчивости пропорциональное $1/\gamma$ наступает нелинейный режим, завершающийся «проколом» волны. По аналогии с волнами на поверхности жидкости амплитуду волн в момент ее опрокидывания и, следовательно, величину смещения элементов плазмы l полагают пропорциональным длине волны, т. е. $1/k$. Момент опрокидывания естественно считать моментом «сброса фазы», т. е. $t \sim 1/\gamma$. Тогда получается известная оценка $D_{\text{эф}} \sim \gamma/k^2$, справедливая при очень высокой амплитуде турбулентных пульсаций. В сильной турбулентности характер зависимости D от амплитуды пульсаций существенно меняется, и приходится пользоваться процедурой перенормировки, напр. как в приближении слабой связи, заранее учитывая *турбулентную диффузию* в траекториях элементарных объемов плазмы. Сложность процессов переноса в сильной турбулентности связана еще и с их возможной недиффузионностью, когда ср. квадрат смещения l^2 пропорционален не l , а l^s , с s , отличным от $1/2$. Подобная ситуация возникает при наличии в турбулентной плазме скоррелированных структур в виде «реш» с $\nu = -1$, появив в k -рме элемент плазмы совершает т. и. полеты Леви. В сочетании с действительно диффузионным переносом в остальной «хаотической» части турбулентного течения это приводит к разл. значениям показателя степени ν , k -рмы оцениваются методами теории перколяции (просачивания или проникновения). Примером перколяции в плазме служит поведение силовых линий магн. поля с хаотич. компонентой. Почти безмерционные электронные плазмы могут очень быстро смешаться вдоль силовой линии, так что существуют условия, когда электронный перенос полностью определяется перколяц. характеристиками магн. поля.

Др. пример феноменология, подхода к изучению Т. п., в частности турбулентного переноса, связан с введением понятия длины перемешивания. Под длиной перемешивания l_0 обычно понимают ср. длину взаимного проникновения элементов плазмы (или жидкости) в турбулентном течении. Если рассматривается турбулентный перенос нек-рой удерживаемой по турбулентным пульсациям величины A вдоль направления ее градиента и если этот градиент влияет на амплитуду турбулентных пульсаций (напр., является причиной расщипки неустойчивости), то можно предполагать, что и коэф. турбулентного переноса также зависит от величины градиента $|\nabla A|$.

Самоорганизация в плазме. Т. п. очень часто включает в себя как чисто хаотич. тип движения, так и набор разл. самоорганизованных структур, возникающих из хаоса и на его фоне в процессе нелинейного взаимодействия разл. колебаний, волн, вихрей. Наличие такого взаимодействия и, следовательно, перекачки энергии по фазовому пространству системы — непереносное и интуитивно понятное условие *самоорганизации*. Однако не всякое регулярное течение и (или) равновесие плазмы, возникшее в результате эволюции первоначально хаотич. состояния, следует рассматривать как самоорганизованное. Примером служит система неавтономнодействующих линейных волн, каждая из k -рых характеризуется своим временем жизни, либо инкрементом нарастания. Даже при хаотич. начальном распределении параметров спустя достаточное время в такой системе будет доминировать лишь одна, наиболее неустойчивая либо долгоживущая, волна, воспринимаемая как довольно регулярная структура. Между тем ясно, что такая эволюция не является процессом самоорганизации, в k -ром хаотич. и регулярная компоненты принципиально связаны друг с другом. Эту связь грубо, но наглядно можно представить как перераспределение энтропии между разл. областями фазового пространства системы. Самоорганизация (локальное уменьшение энтропии в одной группе параметров и масштабное сопровождается деорганизацией (ростом энтропии) в других) на фоне общего возрастания энтропии вследствие всегда реально присутствующей диссипации. Подобная трактовка характерна для целого ряда т. и. энтропийных подходов к явлению самоорганизации, когда считается, что турбулентное течение эволюционирует к состоянию с максимальной полной энтропией при условии сохранения к-л. интегральных характеристик. Это означает максимально возможную потерю информации о нач. состоянии системы, но все же при условии запоминания нек-рых ее свойств. То, что система «себя помнит», математически формулируется как соответствующий инвариант (интеграл движения или идеальный инвариант). Наличие таких инвариантов определяет вид ф-ции распределения энергии системы. В хаотич. системе к-л. состояние (k -л. точка фазового пространства) как результат решения соответствующей задачи, являясь условным экстремум. В отсутствие интегралов движения максимизация энтропии приводит к неравномерному, когда все состояние равновероятно. При сохранении только полной энтропии системы максимум энтропии осуществляется при нормальном (гауссовском) распределении P . При более разнообразном наборе интегралов движения вид P может заметно отличаться от гауссовского, что, как известно, приводит к появлению долгоживущих крупномасштабных «самоорганизованных» структур. При этом P оказывается чувствительным к используемому набору инвариантов и возникает вопрос о правомерности сделанного выбора «существенных» интегралов движения. Большинство последних сохраняется лишь в отсутствие диссипации и не является, строго говоря, инвариантами в реальных течениях. Однако разрушение этих интегралов происходит разными темпами, на разных временных шкалах, что и позволяет классифицировать все возможные идеальные инварианты как долгоживущие («существенные») либо быстро разрушающиеся. Эволюцию турбулентности при этом естественно рассматривать как релаксацию к состоянию с мин. значением быстро распадающихся инвариантов при условии постоянства долгоживущих.

Успешным применением такого подхода к самоорганизации является теория Тейлора, абстрагирующая эффект генерации магн. поля в плазме с МГД турбулентностью. В идеальной сверхпроводящей плазме, как известно, сохраняются энергия $E_m = (1/8\pi) \int (B)^2 d^3r$ и спиральность $K_m = \int (A \cdot B) d^3r$ магн. поля, где A есть векторный потенциал, т. е. $B = \text{rot } A$. Величина K_m характеризует топологию магн. силовых линий и может изменяться только в процессе их пересоединения. Если кол-во таких пересоединений в единицу объема не слишком велико, т. е. магн. поле не очень «запутано», то E_m диссипирует значительно быстрее, чем

K_m . Следовательно, релаксированное состояние плазмы характеризуется мин. значением E_m при постоянстве K_m . Соответствующая вариация задачи приводит к известной бесволновой конфигурации $B = \alpha \cot A$, где константа α падает по нач. значениям K_m и граничным условиям для плазмы. При определ. значениях K_m получается конфигурация с разным направлением магн. силовых линий на оси и на периферии плазменного тороида, что соответствует экспериментально наблюдаемой структуре магн. поля в пипках с обращённым магн. полем.

Поскольку при классификации инвариантов как долгоживущих и быстро разрушающихся важны лишь относительные масштабы времени изменения интегральных характеристик плазмы, то совершенно не обязательно принимать в расчёт только идеальные интегралы движения. В качестве долгоживущего «инварианта» можно принимать физически осмысленную и обоснованную интегральную характеристику, лишь бы она действительно, по тем или иным причинам, поддерживалась постоянной или изменялась медленнее др. интегралов. Примером самоорганизации в таких условиях служит установление самосогласованных профилей плотности тока и давления в плазме токамака в широком диапазоне параметров разряда и условий ввода мощности в плазму. Если считать, что полный ток в разряде $J_{tot} \int j dr$ (j — плотность тока) фиксирован хотя бы и внеш. причинами, тогда как полная энергия плазмы, магнитная и тепловая $E_{tot} \int [(1/2) B_0^2 + p(\gamma-1)] dr$ (p — давление плазмы, γ — показатель адиабаты, B_0 — поперечное магн. поле), диссипирует, то соответствующая вариация задачи приводит к «универсальному» профилю коэффициента запаса устойчивости $q(r) = 1 + (r/r_0)^2$, k -рый в грубых чертах согласуется с эксперим. наблюдениями.

К самоорганизованным состояниям относятся и двойные слои в ленгмюровской плазме. Они наблюдаются в ионосферной и космич. плазме в виде долгоживущих самоподдерживающихся нространств. скачков электростатич. потенциала с амплитудой значительно выше теплового уровня, а также в лаб. плазме электродных разрядов в виде *виртуальных катодов* внутри столба плазмы. Двойные слои возникают на нелинейной стадии неустойчивости ленгмюровских возмущений. Такие структуры часто сопровождают образованием «дыр» в фазовом пространстве, т. е. областей, свободных от частиц. В фазовом пространстве одномерного движения кроме дыр могут существовать и др. когерентные структуры — клампы, похожие на вихри в обычной жидкости с захваченными в них частицами (см. *Солитон* в плазме). Зарождение и движение таких «вихрей» по фазовому нространству является важным моментом в динамике самоорганизованной турбулентности.

Лит.: Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Кадомице В. Б., Турбулентность плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в 4 М., 1964.

С. В. Балдинков, В. Б. Кадомицев.

ТУШЕКА ЭФФЕКТ — явление сильного *внутрилучевого* рассеяния в накопителях заряд. частиц высоких энергий, приводящего к гибели частиц. В типичных для накопителей ситуациях поперечная темп-ра пучка велика по сравнению с продольной; при этом внутр. энергия, передаваемая из столбчатых степеней свободы в продольную при близких столкновениях частиц пучка, может многократно превышать продольную энергию, а полная энергия частиц может превышать энергию апертуры накопителя, что приводит к гибели частиц. Условие выхода частиц из накопителя: $q > \Delta p_x$ при $q \leq p_x$ где q — передаваемая продольная составляющая импульса в системе центра масс, p_x — поперечный импульс частицы перед столкновением, γ — лоренц-фактор пучка, $c \Delta p_x$ — энергетич. апертура. Время жизни пучка при наличии Т. э. определяется ф-лой

$$\tau_n \sim \frac{\rho \theta (\Delta p_x)^2}{2n(Ze)^2 m m_L c}, \quad L_n \approx \ln(\gamma \rho \theta / \Delta p_x) \geq 1,$$

где Ze , m , ρ , θ , n — заряд, масса, импульс, угл. разброс и концентрация частиц в пучке в лаб. системе.

Наблюдение Т. э. может служить способом контроля параметров пучка. Так, напр., вследствие спиновой зависимости упругого рассеяния на большие углы выход частиц из пучка зависит от их спинового состояния, что используется в накопителях электронов и позитронов для измерения поляризации пучков.

Лит.: Байер В. Н. Радиационная поляризация электронов в накопителях «ФЭН», 1971, т. 105, в. 3, с. 441; Середняков С. И. [и др.] Изучение радиационной поляризации пучков в накопителе ВЭПП-2М, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 2025; Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1981.

Я. С. Дербенёв.

ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — возникновение безызлучательных потерь энергии, поглощённой в люминесцирующем веществе. Ведствие Т. л. энергетич. выход *люминесценции* меньше единицы.

Потери энергии в люминофоре обусловлены физ. и хим. процессами, приводящими в конечном счёте к нагреву вещества или его фотохим. превращениям (фотосинтезу, фотолитизу и т. д.). Различают Т. л. первого и второго рода. В процессах первого рода часть возбуждающей энергии поглощается во веществе, но не создаёт в нём возбуждённых состояний, к-рые могут быть ответственны за излучат. переходы. Т. л. второго рода, при к-ром за времена жизни возбуждённых состояний центров происходят безызлучат. переходы внутри самих центров свечения (внутрицентровое тушение) или вне этих центров (внеш. тушение); эти процессы ведут к сокращению длительности послесвечения. Т. л. зависит от агрегатного состояния и состава вещества (вида и концентрации центров свечения и тушения, их взаимного расположения и т. д.), от способа его возбуждения (фото-, катодо-, электро-, термилюминесценция и т. д.) и др. факторов (темп-ра опыта, интенсивность и длина волны возбуждающего света при фотолюминесценции, наличие доп. нространств, напр. ИК, подсетки и т. д.).

В том случае, когда все процессы от поглощения возбуждающего излучения до искушения квантов света протекать в пределах одного и того же центра, Т. л. обычно не зависит от плотности возбуждения. При этом температурная зависимость выхода люминесценции $\eta(T)$ часто хорошо описывается ф-лой Мотта:

$$\eta(T) = \frac{\eta_0}{1 + A \exp(-\Delta \delta / kT)}, \quad (*)$$

где A — константа тушения; $\Delta \delta$ — т. н. энергия активации тушения, определяющаяся взаимным расположением осн. и возбуждённого уровней энергии центра люминесценции; η_0 — выход свечения при низких темп-рах (т. е. при $\Delta \delta \gg kT$). Ф-ла (*) следует из кинетич. ур-ния при условии, что вероятность излучат. переходов не зависит от темп-ры, а вероятность безызлучат. переходов возрастает с ростом темп-ры по экспоненц. закону. Температурное Т. л. может начать развиваться уже при комнатной и даже более низких темп-рах, а при нагреве на неск. сотен градусов люминесценция обычно полностью погасает. Т. о., температурное Т. л. принципиально отличает люминесценцию от теплового, а также от др. видов неравновесного свечения (напр., от *Черенкова* — *Вавилова излучения*).

Если Т. л. происходит вне центров люминесценции, то оно лишь в исключит. случаях описывается ф-лой Мотта [е ним, чем в (*), физ. смыслом констант тушения], в нек-рых же диапазонах темп-р выход свечения может и увеличиваться с ростом Т.

Внеш. тушение обусловлено неренсом поглощённой энергии на центры тушения я — специально вводимые или остаточные примеси, а также собств. дефекты кристаллич. структуры, вероятность безызлучат. переходов в к-рых велика. Этот неренс может осуществляться по резонансно-индукционному механизму *миграции энергии* и рекомбинац. путём, т. е. с помощью неравновесных носителей заряда (электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны). При рекомбинац. Т. л. иногда наблюдается очень резкая зависимость выхода свечения от темп-ры (при нагреве на неск. градусов выход уменьшается в 2 раза) и от плотности возбуждения; эта зависимость

удовлетворительно описывается соответствующими кинетик. ур-ниями.

При высоких плотностях энергии возбуждения (напр., лазерным излучением) может возникнуть нелинейное тушение и, при к-ром выход свечения падает с ростом интенсивности возбуждения. Известны разл. механизмы такого тушения, обусловленные поедоват. поглощением двух (или более) квантов возбуждающего излучения в одном и том же центре свечения или взаимодействием неск. возбуждённых центров. Образуются при этом высокоэнергетич. состояние центров свечения может релаксировать безызлучат. путём, в т. ч. в результате фотоллиза возбуждённой молекулы. Другой механизм нелинейного тушения — тушащее действие возбуждающего света на возбуждённые кристаллофосфоры с рекомбинац. механизмом свечения. В этом случае электрон из валентной зоны обычно переходит на осн. уровень ионизованного центра. В нек-рых кристаллофосфорах существенны нелинейные потери на т. н. тройную безызлучат. рекомбинацию, когда энергия, выделяющаяся при рекомбинации пары носителей заряда противоположного знака, передаётся третьему носителю заряда, расположенному вблизи этой пары; ирриобратная им энергия обычно расходуется на возбуждение тепловых колебаний решётки.

Повышение концентрации центров тушения, а в ряде случаев и концентрации центров свечения обычно усиливает Т. л., причём наличие нек-рых элементов (напр., ионов группы железа или ОН) уже в очень малых концентрациях (до $10^{-5} - 10^{-6}$) заметно уменьшает выход свечения. Такое концентрационное Т. л. объясняется эфф. взаимодействием центров свечения и тушения, в т. ч. миграцией энергии через цепочку центров свечения на центр свечения, вблизи к-рого расположен центр тушения, а также образованием ассоциативных центров с малым выходом свечения.

Количественное описание Т. л. в общем случае требует многочисл. данных о микроструктуре вещества, кинетике и вероятности разл. конкурирующих процессов. Вместе с тем детальное изучение механизмов Т. л. необходимо для создания высокоэфф. люминофоров разл. назначения, использующихся, напр., в лазерах. В нек-рых растворах красителей, лазерных кристаллах, нолупроводниковых кристаллофосфорах потери энергии для оптимальных условий резонансного возбуждения составляют всего неск. процентов.

При наст. квантовом выходе потери энергии увеличиваются с уменьшением длины волны возбуждающего света, так что энергетич. выход свечения кристаллофосфоров при возбуждении УФ-излучением обычно не превышает 0,5—0,7. При возбуждении рентг. излучением или пучками жарж. частиц он составляет не более 0,2—0,3, а для др. видов возбуждения обычно не превышает неск. процентов. В существующих эфф. светодиодах, излучающих в ближней ИК-области, кид электролюминесцентного устройства достигает 30% и более.

Согласно неравновесной термодинамике, возможно получение энергетич. выхода люминесценции выше единицы, что должно сопровождаться охлаждением люминесцирующего вещества. Однако несмотря на то, что получены нек-рые положит. результаты, такие режимы свечения пока не осуществлены.

При практич. примененных люминесценции процессы тушения обычно играют отрицат. роль, т. к. они ограничивают ирдельную яркость и стабильность разл. люминесцентных устройств. Вместе с тем их используют и для практич. целей, напр. для люминесцентного анализа, контроля темп-ры разл. объектов, визуализации полей ИК- и СВЧ-излучения и т. д.

Лит.: Автонов-Романовский В. В., Кинетика фотолуминесценции кристаллофосфоров, М., 1966; Агранович В. М., Галавин М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978.

Ю. П. Тимофеев.

ТЯГОТЕНИЕ (гравитация) — универсальное взаимодействие между любыми видами материи. Если это взаимодействие относительно слабое и тела движутся с нерелятивистскими скоростями, то Т. описывается теорией Ньюто-

на. В случае сильных быстропеременных полей и быстрых движений тел Т. описывается общей теорией относительности, созданной А. Эйнштейном. Т. является самым слабым из 4 типов фундам. взаимодействий и в квантовой физике описывается *квантовой теорией гравитации*, к-рая ещё далека от завершения.

Теория тяготения Ньютона в нерелятивистской классической физике

Закон тяготения Ньютона гласит, что две материальные точки с массами m_A и m_B , находящиеся на расстоянии r друг от друга, притягиваются по направлению друг к другу каждая с силой

$$F = Gm_A m_B \frac{r}{r^3} \quad (1)$$

Козф. пропорциональности G наз. постоянной тяготения Ньютона или *гравитационной постоянной*. По совр. данным, $G = 6,6745(8) \cdot 10^{-11}$ м³/кг · с². Согласно закону Ньютона, сила Т. зависит только от положения частиц в данный момент времени, и поэтому гравитационное взаимодействие распространяется мгновенно.

В ньютоновой теории справедливо принцип суперпозиции; сила Т., действующая на нек-рую точку A со стороны многих материальных точек, является векторной суммой сил от каждой из них.

При произвольном распределении масс сила Т., действующая в данной точке на любую точечную массу m_A , может быть выражена как произведение m_A на вектор g , к-рый наз. напряжённостью поля Т. в данной точке.

Поле Т. — потенц. поле. Это означает, что его напряжённость может быть выражена как градиент скалярной ф-ции φ , наз. гравитационным потенциалом:

$$g = -\text{grad } \varphi \quad (2)$$

Потенциал поля Т. частицы с массой m может быть записан в виде $\varphi = -Gm/r$. В силу принципа суперпозиции потенциалы полей от разных частиц складываются. Потенциал непрерывного распределения плотности вещества $\rho = \rho(r)$ определяется как решение *Пуассона уравнения*:

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho \quad (3)$$

где Δ — *Лапласа оператор*.

Для изопр. тела или системы тел потенциал определяется, вообще говоря, неоднозначно. Так, напр., к потенциалу можно прибавить произвольную константу.

Ньютонова теория Т. и ньютонова механика явились величайшим достижением естествознания. Они позволяют описать с большой точностью обширный круг явлений, в т. ч. движение естеств. и искусств. тел в Солнечной системе, движения в др. системах небесных тел в двойных звёздах, в звёздных скоплениях, в галактиках. На основе теории тяготения Ньютона было предсказано существование планеты Нептун и спутника Сириуса и сделаны многие др. предсказания, впоследствии блестяще подтвердившиеся. В совр. астрономии закон тяготения Ньютона является фундаментом, на основе к-рого вычисляются движения и строение небесных тел, их массы, эволюция. Точное определение гравитационного поля Земли позволяет установить распределение масс под её поверхностью (гравиметрич. разведка) и, следовательно, непосредственно решать важные прикладные задачи. Однако в нек-рых случаях, когда поля Т. становятся достаточно сильными, а скорости движения тел в этих полях не малы по сравнению со скоростью света, Т. уже не может быть описано законом Ньютона.

Ограничения применимости теории Ньютона

Теория Ньютона предполагает мгновенное распространение Т. и уже поэтому не может быть согласована со спец. теорией относительности (см. *Относительности теория*), утверждающей, что никакое взаимодействие не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Нетрудно найти условия, ограничивающие применимость ньютоновой теории Т. Так как эта теория не согласуется со спец. теорией относительности, то её нельзя

использовать в тех случаях, когда гравитаци. поля настолько сильны, что разгоняют движущиеся в них тела до скорости порядка скорости света c . Скорость, до к-рой разгоняется тело, свободно падающее из бесконечности (предполагается, что там оно имело пренебрежимо малую скорость) до нек-рой точки, равна по порядку величины корню квадратному из модуля гравитаци. потенциала ϕ в этой точке (на бесконечности ϕ считается равным нулю). Т. о., теорию Ньютона можно применять только в том случае, если

$$|\phi| \ll c^2. \quad (4)$$

В полях T , обычных небесных тел это условие выполняется. Так, на поверхности Солнца $|\phi|/c^2 \approx 4 \cdot 10^{-6}$, а на поверхности белых карликов — порядка 10^{-2} .

Кроме того, ньютонова теория неприменима и к расчёту движения частиц даже в слабом поле T , удовлетворяющем условию (4), если частицы, пролетающие вблизи массивных тел, уже вдали от этих тел имели скорость, сравнимую со скоростью света. В частности, теория Ньютона неприменима для расчёта траектории света в поле T . Наконец, теория Ньютона не используется при расчётах переменного поля T , создаваемого движущимися телами (напр., двойными звёздами) на расстояниях $r \gg \lambda = ct$, где t — характерное время движения в системе (напр., период обращения в системе двойной звезды). Действительно, согласно ньютоновой теории, поле T на любом расстоянии от системы определяется положением масс в тот же момент времени, в к-рый определяется поле. Это означает, что при движении тел в системе изменения гравитаци. поля, связанные с перемещением тел, мгновенно передаются на любое расстояние r . Но, согласно спец. теории относительности, изменение поля не может распространяться со скоростью, большей c .

Обобщение теории T на основе спец. теории относительности было сделано Эйнштейном в 1915—16. Новая теория была названа её творцом общей теорией относительности.

Принцип эквивалентности

Самой важной особенностью поля T , известной в ньютоновой теории и положенной Эйнштейном в основу его новой теории, является то, что T совершенно одинаково действует на разные тела, сообщая им одинаковые ускорения независимо от их массы, хим. состава и др. свойств. Этот факт был установлен опытным путём ещё Г. Галилеем (G. Galilei) и может быть сформулирован как принцип строгой пропорциональности гравитационной, или тяжёлой, массы $m_{гп}$, определяющей взаимодействие тела с полем T , и входящей в закон (1), и инертной массы $m_{и}$, определяющей сопротивление тела действующей на него силе и входящей во второй закон механики Ньютона (см. *Ньютоновы законы механики*). Действительно, ур-ние движения тела в поле T записывается в виде

$$m_{и} a = F = m_{гп} g, \quad (5)$$

где a — ускорение, приобретаемое телом под действием напряжённости гравитаци. поля g . Если $m_{гп}$ пропорц. $m_{и}$ и коэф. пропорциональности одинаков для любых тел, то можно выбрать единицы измерения так, что этот коэф. станет равным единице, $m_{гп} \equiv m_{и}$, тогда они сокращаются в ур-нии (5) и ускорение a не зависит от массы и равно напряжённости g поля T , $a = g$, в согласии с законом Галилея. (О совр. эксперим. подтверждениях этого факта см. ниже.)

Т. о., тела разной массы и природы движутся в заданном поле T совершенно одинаково, если их нач. скорости были одинаковыми. Этот факт показывает глубокую аналогию между движением тел в поле T и движением тел в отсутствие T , но относительно ускоренной системы отсчёта. Так, в отсутствие T тела разной массы движутся по инерции прямолинейно и равномерно. Если наблюдать эти тела, напр., из кабины космич. корабля, к-рый движется вне полей T с пост. ускорением за счёт работы двигателя, то, естественно, по отношению к кабине все тела будут

двигаться с пост. ускорением, равным по величине и противоположным по направлению ускорению корабля. Движение тел будет таким же, как падение с одинаковым ускорением в пост. однородном поле T . Силы инерции, действующие в космич. корабле, летящем с ускорением, равным ускорению свободного падения на поверхности Земли, неотличимы от сил гравитации, действующих в истинном поле T в корабле, стоящем на поверхности Земли. Следовательно, силы инерции в ускоренной системе отсчёта (связанной с космич. кораблём) эквивалентны гравитаци. полю. Этот факт выражается принципом эквивалентности Эйнштейна. Согласно этому принципу, можно осуществить и процедуру, обратную описанной выше имитации поля T ускоренной системой отсчёта, а именно, можно «уничтожить» в данной точке истинное гравитаци. поле введением системы отсчёта, движущейся с ускорением свободного падения. Напр., в кабине космич. корабля, свободно (с выключенными двигателями) движущегося вокруг Земли в её поле T , наступает состояние невесомости — не проявляются силы T .

Эйнштейн предположил, что не только механич. движение, но и вообще все физ. процессы в истинном поле T , с одной стороны, и в ускоренной системе в отсутствие T , с другой, протекают по одинаковым законам. Этот принцип получил назв. «сильного принципа эквивалентности», в отличие от «слабого принципа эквивалентности», относящегося только к законам механики.

Основная идея теории тяготения Эйнштейна

Рассмотренная выше система отсчёта (космич. корабль с работающим двигателем), движущаяся с пост. ускорением в отсутствие поля T , имитирует только однородное гравитаци. поле, одинаковое по величине и направлению во всём пространстве. Но поля T , создаваемые отд. телами, не таковы. Для того чтобы имитировать, напр., сферич. поле T Земли, нужны ускоренные системы с разным направлением ускорения в разл. точках. Наблюдатели в разных системах, установив между собой связь, обнаружат, что они движутся ускоренно относительно друг друга, и тем самым установят присутствие истинного поля T . Таким образом, истинное поле T не сводится просто к введению ускоренной системы отсчёта в обычном пространстве, или, точнее, в пространстве-времени спец. теории относительности. Однако Эйнштейн показал, что если, исходя из принципа эквивалентности, потребовать, чтобы истинное гравитаци. поле было эквивалентно локальным соответствующим образом ускоренным в каждой точке системам отсчёта, то в любой конечной области пространство-время окажется искривлённым — неевклидовым. Это означает, что в трёхмерном пространстве геометрия, вообще говоря, будет неевклидовой, а время в разных точках будет течь по-разному. Т. о., согласно теории тяготения Эйнштейна, истинное гравитаци. поле является не чем иным, как проявлением искривления (отличия геометрии от евклидовой) четырёхмерного пространства-времени.

В отсутствие T движение тела по инерции в пространстве-времени спец. теории относительности изображается прямой линией, или, на матем. языке, экстремальной (геодезич.) линией. Идея Эйнштейна, основанная на принципе эквивалентности и составляющая основу теории T , заключается в том, что и в поле T все тела движутся по геодезич. линиям в пространстве-времени, к-рое, однако, искривлено, и, следовательно, геодезич. линии уже не прямые.

Массы, создающие поле T , искривляют пространство-время. Тела, к-рые движутся в искривлённом пространстве-времени, в этом случае движутся по одним и тем же геодезич. линиям независимо от массы или состава тела. Наблюдатель воспринимает это движение как движение по искривлённым траекториям в трёхмерном пространстве с переменной скоростью. Но с самого начала в теории Эйнштейна заложено, что искривление траекторий, закон изменения скорости — это свойства пространства-времени, свойства геодезич. линий в этом пространстве-времени, а следовательно, ускорение любых тел должно быть одина-

ково и, значит, отношение тяжёлой массы к инертной [от к-рого зависит ускорение тела в заданном поле Т., ф-ла (5)] одинаково для всех тел и эти массы неотличимы. Т. о., поле Т., по Эйнштейну, есть отклонение свойств пространства-времени от свойств плоского (искривлённого) многообразия спец. теории относительности.

Вторая важная идея, лежащая в основе теории Эйнштейна,— утверждение, что Т. (т. е. искривление пространства-времени) определяется не только массой вещества, слагающего тело, но и всеми видами энергии, присутствующими в системе. Согласно этой идее, Т. зависит не только от распределения масс в пространстве, но и от их движения, от давления и натяжений, имеющихся в телах, от эл.-магн. поля и всех др. физ. полей.

Наконец, в теории тяготения Эйнштейна обобщается вывод спец. теории относительности о конечной скорости распространения всех видов взаимодействия. Согласно Эйнштейну, изменения гравитат. поля распространяются в вакууме со скоростью *c*.

Теория тяготения Эйнштейна

Измерение промежутков времени и пространственных расстояний. В спец. теории относительности в инерциальной системе отсчёта квадрат четырёхмерного «расстояния» в пространстве-времени — *интервала* ds^2 — между двумя бесконечно близкими событиями записывается в виде

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (6)$$

где *t* — время; *x*, *y*, *z* — прямоуг. декартовы (пространств.) координаты. Эта система координат наз. галилеевой. Выражение (6) не изменяется при *Лоренца преобразованиях*. Пространство-время, в к-ром можно ввести систему координат так, что в каждой точке ds^2 записывается в виде (6), наз. псевдоевклидовым, плоским или *Минковского пространством-временем*. Специальная теория относительности является теорией физ. процессов в таком пространстве.

Если в пространстве-времени Минковского использовать неинерциальные системы отсчёта и идекартовы координаты, то в новых координатах ds^2 записывается в виде

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (7)$$

(т. е. $\nu=0, 1, 2, 3$), где x^0, x^1, x^2, x^3 — произвольные пространств. координаты, $x^0 = ct$ — временная координата (здесь и далее по одинаковым верх. и ниж. индексам производится суммирование).

В искривлённом пространстве-времени общей теории относительности (в конечных, не малых, областях) уже нельзя ввести декартовы координаты и использование криволинейных координат становится неизбежным. В конечных областях искривлённого пространства-времени ds^2 записывается в криволинейных координатах в общем виде (7). Зная $g_{\mu\nu}$ как ф-ции 4 координат, можно определить все геом. свойства пространства-времени. Говорят, что величины $g_{\mu\nu}$ определяют метрику пространства-времени, а совокупность всех $g_{\mu\nu}$ наз. метрическим тензором. С помощью $g_{\mu\nu}$ вычисляются темп. течения времени в разных точках системы отсчёта и расстояния между точками в трёхмерном пространстве. Так, ф-ла для вычисления бесконечно малого интервала времени dt по часам, покоящимся в системе отсчёта, имеет вид

$$dt = \sqrt{g_{00}} dx^0/c. \quad (8)$$

Квадрат пространств. расстояния d^2 определяется след. образом через пространств. координаты:

$$d^2 = h_{ik} dx^i dx^k; \quad h_{ik} = -g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} \quad (9)$$

(лат. индексы *i, k* = 1, 2, 3).

Матем. аппаратом, изучающим неевклидову геометрию (см. *Риманова геометрия*) в произвольных координатах, является тензорное исчисление. Общая теория относительности использует аппарат тензорного исчисления, её зако-

ны записываются в произвольных криволинейных координатах (это означает, в частности, запись в произвольных системах отсчёта), как говорят, в ковариантном виде.

Оси. объектами тензорного исчисления являются скаляры, векторы и тензоры разных рангов, к-рые преобразуются по определ. законам при переходе от одной координатной системы к другой (см. *Тензор*).

Уравнения движения тел и динамические величины

Как уже говорилось, тела в гравитат. поле движутся по геодезич. линиям, если на них не действуют негравитат. силы. Ур-ние геодезич. линии в искривлённом пространстве-времени записывается в виде

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0, \quad (10)$$

ds измеряется вдоль геодезич. линии. Величины $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ наз. символами Кристоффеля и выражаются через метрич. тензор:

$$\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} = \frac{1}{2} g^{\mu\sigma} \left(\frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^\beta} + \frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\sigma} \right), \quad (11)$$

где $g^{\mu\nu}$ определяется из условия $g^{\mu\nu} g_{\nu\sigma} = \delta^{\mu}_{\sigma}$ (δ^{μ}_{σ} — символ Кронекера). В малой окрестности любой точки пространства-времени можно ввести систему координат, движущуюся по инерции, в к-рой метрич. тензор имеет вид (6), а $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu} = 0$. Такие системы наз. локально иерциальными. В этих системах нет никаких гравитат. и инерциальных сил (свободное падение, невесомость). Если система отсчёта не движется по инерции, то в ней имеется гравитационно-инерциальная сила, определяемая ускорением, к-рос испытывает свободное тело, покоящееся в данном месте в данный момент времени. Вектор ускорения записывается в виде

$$F^i = - \frac{c^2 \Gamma_{00}^i}{g_{00}}, \quad (12)$$

величина ускорения

$$F = \sqrt{F^i F^i h_{ik}}. \quad (13)$$

Уравнения тяготения Эйнштейна

Оси. задача теории Т.— определение гравитат. поля, что соответствует в теории Эйнштейна нахождению геометрии пространства-времени. Эта последняя задача сводится к нахождению метрич. тензора $g_{\mu\nu}$.

Ур-ния тяготения Эйнштейна связывают величины $g_{\mu\nu}$ с величинами, характеризующими материю, создающую поле: плотностью, потоками импульса и т. п. Эти ур-ния записываются в виде

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (14)$$

Здесь $R_{\mu\nu}$ — т. н. тензор Риччи.

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial \Gamma_{\mu\sigma}^{\rho}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \Gamma_{\nu\sigma}^{\rho}}{\partial x^\mu} + \Gamma_{\mu\sigma}^{\rho} \Gamma_{\nu\rho}^{\alpha} - \Gamma_{\nu\sigma}^{\rho} \Gamma_{\mu\rho}^{\alpha}; \quad R = R_{\nu\sigma} g^{\sigma\nu}, \quad (15)$$

$T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи. Для газов этот тензор записывается в виде

$$T_{\mu\nu} = (\epsilon + P) \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} g_{\nu\alpha} g_{\mu\beta} - P g_{\mu\nu}. \quad (16)$$

где $\epsilon = \rho c^2$ — плотность энергии (включая массу покоя частиц) в системе отсчёта, в к-рой элемент вещества покоится; P — давление. В частном случае, при условии

$$\epsilon = -P = \text{const}, \quad (17)$$

тензор энергии-импульса можно записать а виде $T_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$, где $\Lambda = 8\pi G\rho/c^2$. Постоянная Λ наз. космологической постоянной. Впервые она была введена в теорию Эйнштейном с целью построить модель Вселен-

ной, к-рая не изменяется с течением времени. Космологи, постоянно можно рассматривать как величину, описывающую плотность энергии и давление (или натяжение) вакуума, или т. н. вакуумоподобного состояния, характеризующего ур-ние состояния (17). Согласно данным космологии, в сегодняшней Вселенной Λ либо равна нулю, либо чрезвычайно мала: $|\Lambda| < 10^{-55}$ см⁻². Однако, согласно теории ранней Вселенной, в самом начале космологии, расширения, вероятно, Λ была очень большой, гравитация вакуумоподобного состояния определяла динамику расширения Вселенной (см. *Раздувающаяся Вселенная*).

Внеур-ния (14) подобны ур-нию (3) для ньютонова потенциала. В обоих случаях слева стоят величины, характеризующие поле, а справа — величины, характеризующие материю, создающую поле. Однако ур-ния (14) имеют ряд свойств, особенностей. Ур-ние (3) линейно и поэтому удовлетворяет принципу суперпозиции. Оно позволяет вычислить гравитат. потенциал ϕ для любого распределения произвольно движущихся масс. Ньютоново поле T , не зависит от движения масс, поэтому ур-ие (3) само не определяет непосредственно их движение. Движение масс определяется из второго закона механики Ньютона. Иная ситуация в теории Эйнштейна. Ур-ния (14) нелинейны, не удовлетворяют принципу суперпозиции. В теории Эйнштейна нельзя произвольным образом задать правую часть ур-ний ($T_{\mu\nu}$), зависящую от движения материи, а затем вычислить гравитат. поле $g_{\mu\nu}$. Решение ур-ний Эйнштейна приводит к совместному определению и движения материи, создающей поле, и к вычислению самого поля. Существенно при этом, что ур-ния поля T , содержа в себе и ур-ния движения масс в поле T . С физ. точки зрения это соответствует тому, что в теории Эйнштейна материя создаёт искривление пространства-времени, а это искривление, в свою очередь, влияет на движение материи, создающей искривление. Математически этот факт выражается в том, что ковариантная производная левой части ур-ний Эйнштейна тождественно равна нулю. Из ур-ний (14) тогда следует:

$$(T^{\mu\nu})_{;\nu} = 0 \quad (18)$$

(; — знак ковариантного дифференцирования). Ур-ния (18) непосредственно являются ур-ниями движения материи с учётом T . Так, для случая тензора энергии-импульса (16) в лагранжевых координатах ур-ния (18) переписываются в вид

$$d\delta + PdV = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x^i} - \frac{g_{0i}}{g_{00}} \frac{\partial P}{\partial x^0} (g + P) \frac{F_i}{c^2} = 0. \quad (20)$$

Здесь δ — энергия объёма V элемента вещества; $\delta = \varepsilon V$. Ур-ие (19) описывает изменение энергии за счёт работы сил давления, ур-ие (20) определяет в лагранжевых координатах сохранение импульса вещества. Ур-ния движения тел (10) во внеш. поле T , также являются следствием ур-ний (18).

В случае слабых гравитат. полей метрика пространства-времени мало отличается от евклидовой и ур-ния Эйнштейна приближённо переходят в ур-ния (3) и (5) теории Ньютона (если рассматриваются движения, медленные по сравнению со скоростью света, и расстояния от источника поля много меньше, чем $\lambda = c$, где t — характерное время изменения положения тел в источнике поля). В этом случае ньютонов потенциал

$$\phi = \frac{c^2}{2} (g_{00} - 1). \quad (21)$$

В слабых полях можно ограничиться вычислением малых поправок к ур-ниям Ньютона. Эффекты, соответствующие этим поправкам, позволяют экспериментально проверить теорию Эйнштейна (см. ниже). Поле вращающейся массы в теории Эйнштейна отличается от поля не вращающейся массы дополнительными, т. н. гравимагнитными силами, к-рые действуют на движущиеся тела. Напряжён-

ность гравимагн. поля H на расстоянии r от массы, имеющей угл. момент g , составляет по порядку величины

$$H \approx Gg/cr^3. \quad (22)$$

Это поле вызывает ускорение тела, движущегося со скоростью, малой по сравнению с c , равное $F = Gg/cr^3$. Особенно существенны эффекты теории Эйнштейна в сильных гравитат. полях.

Некоторые выводы теории таготения Эйнштейна

Ряд выводов теории Эйнштейна качественно отличается от выводов ньютоновой теории T . Важнейшие из них связаны с возникновением чёрных дыр, сингулярностей пространства-времени (мест, где формально, согласно теории, обрывается существование частей и полей в обычной, известной нам форме) и существованием гравитационных волн.

Чёрные дыры. Решение ур-ний Эйнштейна (10) в пустоте ($T_{\mu\nu} = 0$) в случае изолированного сферически-симметричного источника поля массой M записывается в виде (решение Шварцшильда)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (23)$$

Величина ускорения свободного падения F [см. (13)] для поля (23) имеет вид

$$F = \frac{GM}{r^2 \sqrt{1 - 2GM/c^2 r}}. \quad (24)$$

Это выражение отличается от ньютонова корнем в знаменателе. Величина F стремится к бесконечности, когда r стремится к $r_g = 2GM/c^2$. Величина r_g наз. гравитационным радиусом. Сфера радиусом r_g наз. сферой Шварцшильда. Вторая космич. скорость в теории Ньютона даётся выражением

$$V_2 = \sqrt{2GM/r}. \quad (25)$$

Следовательно, при $r = r_g$ величина V_2 становится равной скорости света. Если сферич. тело массой m сожмётся до размеров, меньших r_g , то свет не сможет выйти из-под сферы Шварцшильда. Такие объекты получили название чёрных дыр. Из чёрных дыр к внеш. наблюдателю не поступает никакой информации.

При сжатии вращающегося тела вывод о возникновении чёрной дыры сохраняется, но поле T вокруг неё отличается от выражения (23) наличием гравимагн. сил (см. *Чёрные дыры*). В этом случае линейные размеры области, из к-рой не может выходить информация (ограничивающая её поверхность наз. горизонт ома облатки), зависят от угл. момента вращающегося сжимающегося тела, но по порядку величины они равны r_g .

Внутри горизонта событий в чёрной дыре никакие силы не могут удержать тело от дальнейшего сжатия. Процесс сжатия наз. гравитационным коллапсом. При этом растёт поле T , — увеличивается искривлённость пространства-времени. Доказано, что в результате гравитат. коллапса неизбежно возникает сингулярность пространства-времени, связанная, по-видимому, с возникновением его бесконечной искривлённости. (Об ограничении применимости теории Эйнштейна в таких условиях см. след. раздел.) Теоретич. астрофизика предсказывает возникновение чёрных дыр в конце эволюции массивных звёзд; возможно существование во Вселенной чёрных дыр и др. происхождения. Чёрные дыры, по-видимому, открыты в составе некр-ых двойных звёздных систем.

Гравитационные волны. Теория Эйнштейна предсказывает, что тела, движущиеся с переменным ускорением, будут излучать гравитат. волны. Гравитат. волны являются распространяющимися со скоростью света полями приливных гравитат. сил.

Для слабых гравитационных полей компоненты $g_{\mu\nu}$ мало отличаются от выражений (6). Если представить $g_{\mu\nu}$ как $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^0 + h_{\mu\nu}$, где $g_{\mu\nu}^0$ имеют вид (6), а $|h_{\mu\nu}| \ll 1$, то в случае одиночной плоской гравитационной волны, распространяющейся в пустоте вдоль оси x^1 , преобразованием координат всегда можно записать решение уравнения Эйнштейна (14) в виде

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (1 + h_{22})(dx^2)^2 - (1 + h_{33})(dx^3)^2 - 2h_{23}dx^2dx^3, \quad (26)$$

и отличные от нуля компоненты $h_{\mu\nu}$ удовлетворяют соотношениям

$$h_{22} = -h_{33}, \quad (27)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{(\partial x^1)^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = 0. \quad (28)$$

Выражения (26—28) показывают, что гравитационные волны распространяются со скоростью света, поперечны и имеют два независимых состояния поляризации $h_{22} = -h_{33}$ и h_{23} . Гравитационные волны являются тензорными (в отличие от векторных эл.-магн. волн). В них можно измерять лишь относительные (приливные) ускорения частиц, помещённых в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В системе координат (26) не действуют никакие ускорения на частицы, покоящиеся в этой системе ($F=0$, состояние невесомости), и при прохождении волны меняются лишь относительные расстояния между ними в плоскости (x^2, x^3).

В каждой точке пространства свободное падение («устраняет» действие гравитационного поля). Следствием этого является невозможность локализовать понятие плотности энергии или плотности потока энергии для гравитационного поля. Однако как глобальные понятия для изолированных систем или в случае гравитационных волн для областей, содержащих много длин волн, понятия энергии и потока энергии вполне определены. Гравитационная волна, имеющая частоту ω и амплитуду $h = h_{22} = -h_{33}$, обладает плотностью потока энергии (усреднённого по многим длинам волн)

$$I = \frac{c^3 h^2 \omega^2}{32\pi G} = 4 \cdot 10^{36} h^2 \omega^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}. \quad (29)$$

В случае нерелятивистских движений и слабых полей T мощность излучения гравитационных волн системами движущихся тел даётся формулой

$$W = \frac{G}{45c^5} \left(\frac{\partial^3 K}{\partial t^3} \right)^2, \quad (30)$$

где K — квадрупольный момент источника:

$$K_{ik} = \int \rho (3x_i x_k - \delta_{ik} x_j x_j) dV.$$

Даже в случае гигантских систем небесных тел излучение гравитационных волн и уносимая ими энергия ничтожны. Так, мощность излучения за счёт движения планеты Солнечной системы составляет ок. 10^{11} эрг/с, что в 10^{22} раз меньше светового излучения Солнца. Столь же слабо гравитационные волны взаимодействуют с обычной материей. Экспериментальные попытки обнаружить, зарегистрировать гравитационные поля (1996) оказались неудачными.

Квантовые эффекты. Ограничения применимости теории тяготения Эйнштейна

Теория Эйнштейна — неклассическая теория. В этом отношении она подобна классической электродинамике Максвелла. Однако наиболее общие рассуждения показывают, что гравитационное поле должно подчиняться квантовым законам точно так же, как и эл.-магн. поле. В противном случае возникли бы противоречия с принципом неопределённости для электронов, фотонов и т. д. Применение квантовой теории к гравитации показывает, что гравитационные волны можно рассматривать как поток квантов — *гравитонов*. Гравитоны представляют собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах \hbar).

В подавляющем большинстве мыслимых процессов во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты гравитации чрезвычайно слабы, и можно пользоваться неклассической теорией Эйнштейна. Однако квантовые эффекты должны стать весьма существенными вблизи сингулярности поля T , где искривления пространства-времени очень велики. Теория размерностей указывает, что квантовые эффекты в гравитации становятся определяющими, когда радиус кривизны пространства-времени (расстояние, на котором проявляются существенные отклонения от геометрии Евклида: чем меньше этот радиус, тем больше кривизна) становится равным величине $r_{\text{пл}} = \sqrt{G\hbar/c^3}$. Расстояние $r_{\text{пл}}$ наз. планковской длиной; оно ничтожно мало: $r_{\text{пл}} \approx 10^{-33}$ см. В таких условиях теория тяготения Эйнштейна неприменима.

Сингулярные состояния возникают в ходе гравитационного коллапса; сингулярность в прошлом была в расширяющейся Вселенной (см. *Космология*). Последоват. квантовой теории T , применённой и в сингулярных состояниях, пока не существует. О совр. состоянии исследований квантовых эффектов в T , включая проблемы *супергравитации*, многомерных единых теорий поля, *суперструн* и др., см. в статье *Квантовая теория гравитации и Гравитационное взаимодействие*.

Квантовые эффекты приводят к рождению частиц в поле T . Чёрный дыр. Темп излучения частиц определяется массой M (а значит, размером) чёрной дыры и приблизительно соответствует излучению тела, нагретого до темп-ры

$$T_{\text{ч.д.}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi G k M}. \quad (31)$$

Полная мощность излучения составляет по порядку величины

$$P = 10^{-20} \text{ эрг/с } (M/M_{\odot})^{-2}, \quad (32)$$

где $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. Для чёрных дыр, возникающих из звёзд и имеющих массу, сравнимую с солнечной, эти эффекты пренебрежимо малы. Так, для чёрной дыры с $M = 10 M_{\odot}$ имеем $T_{\text{ч.д.}} \approx 10^{-8}$ К и $P \approx 10^{-22}$ эрг/с. Однако они могут быть важны для чёрных дыр малой массы ($< 10^{15}$ г), к-рые в принципе могли возникать на ранних этапах расширения Вселенной.

Экспериментальная проверка теории Эйнштейна. Другие теории тяготения

Поскольку в основе теории тяготения Эйнштейна лежит принцип эквивалентности, его проверка с возможно большей точностью является важнейшей эксперим. задачей. Л. Этвеш (L. Eötvös) с помощью крутильных весов доказал справедливость принципа эквивалентности с точностью до 10^{-9} . Р. Дикке (R. Dicke) с сотрудниками добился точности до 10^{-10} , а В. Б. Брагинский с сотрудниками — до 10^{-12} .

Другой проверкой принципа эквивалентности является проверка вывода об изменении частоты ν света при его распространении в гравитационном поле. Теория предсказывает изменение частоты $\Delta\nu$ (см. *Красное смещение*) при распространении между точками с разностью гравитационных потенциалов $\Phi_1 - \Phi_2$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{c^2}. \quad (33)$$

Эксперименты в лаборатории подтвердили эту фл-у с точностью по крайней мере до 1% (см. *Мессбауэров эффект*), а с помощью водородного мазера, установленного на ракете, точность доведена до $2 \cdot 10^{-4}$ предсказываемой величины (1980). В теории Эйнштейна постоянная ν не меняется с течением времени. Справедливость этого факта проверялась путём радарных наблюдений движения планет Меркурия и Венеры, движения космич. кораблей, измерений движения Луны с помощью лазера, а также наблюдений движения нейтронной звезды — пульсара PSR 1913+16, входящей в состав двойной звёздной системы.

Наблюдения подтверждают неизменность G с точностью

$$\left| \frac{dG}{dt} \cdot \frac{1}{G} \right| < 10^{-11} \text{ лет}^{-1}.$$

Кроме этих экспериментов по проверке основ теории существует ряд опытных проверок её выводов. Теория предсказывает искривление луча света при прохождении вблизи тяжёлой массы. Аналогичное отклонение следует и из пытоновой теории Т., однако теория Эйнштейна предсказывает вдвое больший эффект. Многочисл. наблюдения этого эффекта при прохождении света от звёзд вблизи Солнца (во время полных солнечных затмений) подтвердили предсказание теории Эйнштейна (отклонение на $1,75''$ у края солнечного диска) с точностью $\sim 11\%$. Гораздо большая точность была достигнута с помощью совр. техник наблюдения вневзрывных точечных радиосточников. Этим методом предсказание теории подтверждено с точностью (по данным 1984) ок. $0,3\%$.

Другим эффектом, тесно связанным с предыдущим, является большая длительность времени распространения света в поле Т., чем это дают ф-лы без учёта эффектов теории Эйнштейна. Для луча, проходящего вблизи Солнца, эта поправка задержка составляет ок. $2 \cdot 10^{-4}$ с. Эксперименты проводились с помощью радиолокационных планет Меркурий и Венера во время их прохождения за диском Солнца, а также с помощью ретрансляции радиолок. сигналов космич. кораблями, в т. ч. кораблями, движущимися вокруг планеты Марс. Предсказание теории подтверждено (по данным 1979) с точностью $0,1\%$.

Наконец, ещё одним эффектом является предсказываемый теорией Эйнштейна медленный дополнительный (не объясняемый гравитат. возмущениями со стороны др. планет Солнечной системы) поворот эллиптич. орбит планет, движущихся вокруг Солнца. Наиб. величину этот эффект имеет для орбиты Меркурия— $43''$ в столетие. По совр. данным это предсказание подтверждено экспериментально с точностью до $0,5\%$. На точность проверки этого эффекта влияют неопределённость знания величины квадрупольного момента Солнца. Согласно стандартной модели, квадрупольный момент Солнца мал и его вклад в поворот орбиты Меркурия на $3-4$ порядка меньше, чем предсказываемый теорией Эйнштейна. Однако нек-рые наблюд. данные указывают на возможность того, что квадрупольный момент Солнца значителен и его влияние на поворот орбиты Меркурия сравнимо с предсказаниями теории Эйнштейна. Наблюдения, определяющие квадрупольный момент Солнца, очень трудны, и вопрос о его величине до сих пор остаётся открытым.

Эффекты теории Эйнштейна должны быть весьма значительными при движении звёзд в тесных двойных системах. Проверка этих эффектов с наиб. точностью возможна при изучении движения пульсара PSR 1913+16 в двойной системе. Здесь поворот орбиты за счёт эффектов теории Эйнштейна составляет $4,2''$ в год, и за 14 лет наблюдений (1975—89) поворот составил почти $60''$. Наблюдения этого пульсара впервые подтвердили предсказываемую теорией Эйнштейна потерю энергии двойной системой за счёт излучения гравитат. волн. Вследствие этого эффекта должен уменьшаться со временем период обращения звёзд. Наблюдения подтверждают предсказание с точностью до 1% .

Т. о., все имеющиеся эксперим. данные подтверждают правильность как положений, лежащих в основе теории тяготения Эйнштейна, так и её наблюд. предсказаний. Следует отметить, что пока эксперим. данные относятся почти исключительно к сравнительно слабым полям Т. с $|\phi| \ll c^2$. Неоднократно делались попытки построить теорию Т., обобщающую теорию Ньютона на случай сильных полей, но отличную от общей теории относительности. В нек-рых из этих теорий все поправки к ньютоновой теории, к-рые проверены экспериментально, совпадают с поправками, предсказываемыми теорией Эйнштейна, и, т. о., эти данные ещё не указывают однозначно на безусловную справедливость общей теории относительности. Попытки построения др. теорий Т. выявили ряд важных особенностей теории Эйнштейна. Существуют

альтернативные формулировки этой теории, напр. т. н. полевая формулировка [7]. Нек-рых авторов не удовлетворяет подход к проблеме энергии в общей теории относительности, отличный от подхода в полевых теориях, и поэтому предлагается др. теория Т. (см., напр., [10], [11]).

На протяжении более 80 лет теория Эйнштейна демонстрирует свою необычайную стройность, экономность построения, красоту. Все её предсказания подтверждаются, и нет ни одного факта, противоречащего ей. Более того, вероятное открытие астрофизиками чёрных дыр продемонстрирует справедливость предсказаний теории и в области сильных полей Т.

Лит.: 1) Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 1—4, М., 1965—67; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1987; 3) Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; 4) Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Тяготение и излучения звёзд, М., 1971; 5) Брумберг В. А., Релятивистская небесная механика, М., 1976; 6) Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1982; 7) Гришук Л. П., Петров А. Н., Гамильтоново описание гравитационного поля и калибровочная симметрия, «ЖЭТФ», 1987, т. 92, с. 9; 8) Гришук Л. П., Гравитационно-волновая астрономия, «УФН», 1988, т. 156, в. 2, с. 297; 9) Will C., Experimental gravitation, from Newton's principles to Einstein's general relativity, в кн.: Three hundred years of gravitation, Camb., 1987, p. 80; 10) Логунов А. А., Мествичирский Я. М., Основы релятивистской теории тяготения, 2 изд., М., 1986; 11) Зельдович Я. Б., Гришук Л. П., Тяготение, общая теория относительности и альтернативные теории, «УФН», 1986, т. 149, в. 4, с. 695.

И. Д. Новиков.

ТАЖЁЛЫЕ ИОНЫ—атомы хим. элементов с массой, большей, чем у атома He. Ускорители тяжёлых ионов создают пучки Т. и с интенсивностями до $10^{12}-10^{13}$ частиц/с и с энергиями до дес. десятков ГэВ на нуклон ускоряемого иона (и выше). Такие ускорители работают в Ин-те тяжёлых ионов в Дармштадте (Германия), в международных центрах ядерных исследований в Женеве и Дубне.

Т. и. дают возможность изучать атомные ядра, далеко отстоящие от линии стабильности, и осуществлять синтез *трансурановых элементов* с атомными номерами $Z > 100$, особенно в области $Z = 110-120$, где теория предсказывает существование относительно долгоживущих ядер («остров стабильности»). С помощью Т. и. синтезированы элементы с $Z = 102-112$.

Т. и. позволяют исследовать свойства короткоживущих ядерных систем, состоящих из $300-500$ нуклонов. Образовавшиеся в результате взаимодействия налетающего Т. и. с тяжёлым ядром-мишенью, такие «сгустки нуклонов» могут обладать большим угл. моментом и принимать не обычные геом. формы, а, напр., форму гантели (один шар как бы «скользит» по поверхности другого). Время жизни системы из двух не слившихся тяжёлых ядер может быть достаточно большим для того, чтобы вокруг такой «квазилокулярной» системы успела образоваться часть обшей электронной оболочки. Рентг. излучение, связанное с квантовыми переходами электронов в этой оболочке, даёт сведения о свойствах сверхтяжёлых атомов с $Z > 100$.

В реакциях с Т. и. действуют электрич. поля, к-рые являются наиб. сильными среди всех электрич. полей, известных во Вселенной. Это открывает возможность проверки законов квантовой электродинамики, позволяет исследовать нелинейные и др. эффекты, к-рые могут возникнуть лишь в очень сильных полях.

Пучок Т. и. оказывает сильное термич. и механич. воздействия на кристаллич. решётку. При этом может изменяться его хим. состав по заранее заданной программе. Пучок Т. и. может быть сфокусирован в узкий луч диам. в деск. мкм. Т. и. могут воздействовать практически на любое свойство вещества, зависящее от его структуры и хим. состава. При этом радиаци. воздействие Т. и. на вещество тем сильнее, чем тяжелее ион.

Используя ионы с энергиями ~ 10 МэВ/нуклон, можно изменять свойства материала на глубине до деск. десятков мкм. Ускорители Т. и. высоких энергий позволяют воздействовать на очень глубокие внутр. слои облучаемых мате-

риалов. Пучки Т. и используются для легирования поверхностных и близких к ним слоёв полупроводниковых материалов. *Ионная имплантация* открывает возможности для изготовления сплавов, к-рые практически невозможно получить др. способами, напр., из-за хим. несовместимости компонентов, препятствующей их взаимному проникновению. Обработка слоёв компонентов пучками Т. и, позволяет «содавить» их несовместимость и получить сплавы с необычно высокими прочностью, термостойкостью, антикоррозионностью и т. д. Таким же путём можно улучшить свойства существующих и создавать новые, в т. ч. и высокотемпературные, *сверхпроводники*.

Пучки Т. и, используются для моделирования радиац. повреждений, вызываемых нейтронами, в тепловыделяющих элементах и конструкц. материалах ядерных реакторов, приводящих к их деформации. Т. и. оказываются приблизительно в 10^8 раз более эффективными в создании радиационных дефектов, чем нейтроны. радиац. эффект, к-рый в реакторах достигается за 1—2 года, с помощью Т. и. может быть промоделирован в течение неск. часов.

Пучки Т. и. применяются для прои-ва фильтров из тонких пластич. плёнок (см. *Ядерные фильтры*).

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практическое применение пучков тяжелых ионов, *ЭФН*, 1974, т. 114, в. 2, с. 351. Г. Н. Флеров, В. С. Барашенков.

ТАЖЕЛЫЕ ФЕРМИОНЫ — состояние электронов, в к-ром они образуют ферми-жидкость квазичастиц с аномально большой эфф. массой m . Величина m в 10^2 — 10^3 раз превышает *эффективную массу* электронов в нормальных и переходных металлах, где, как правило, $m \sim (1-10)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Состояния Т. ф. наблюдаются в ряде *интерметаллических соединений*, содержащих элементы с недостроенными 4f- и 5f-оболочками (Ce, Eu, U, Np, по нек-рым данным — Yb).

Свойства Т. ф. проявляются при низких темп-рах: для каждого соединения из этого класса существует характерная темп-ра $T^* \sim 1-10$ К, ниже к-рой его термодинамик. и кинетич. характеристики определяются свойствами ферми-жидкости. Электронная теплоёмкость $C_V = \gamma T$; парамагн. восприимчивость $\chi = \chi_0 = \text{const}$; уд. электросопротивление $\rho = \rho_0 + AT^2$ (см. *Квантовая жидкость*). Однако при этом эфф. энергия Ферми ϵ_F оказывается очень малой $\epsilon_F \sim T^*$ (в системе единиц $k=1$), так что $\gamma \sim (T^*)^{-1}$, $\chi_0 \sim (T^*)^{-1}$, $A \sim (T^*)^{-2}$. В результате C_V и χ превышают на 2—3 порядка соответствующие величины в нормальных металлах, а ρ быстро возрастает с повышением T до величины 100—200 мкОм·см (рис. 1), отвечающей мин.

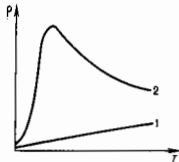


Рис. 1. Зависимость сопротивления в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2).

металлич. проводимости, т. е. минимально возможной в данном веществе длине свободного пробега электронов проводимости (табл.). При высоких темп-рах ρ ведёт себя

Металл	γ ($T \rightarrow 0$ К), мДж/моль·К ²	χ_0 , СГС/моль	A , мкОм·см/К ²	$\frac{m}{m_0}$	T^* , К
CeCu ₂ Si ₂	1050	0,0065	10	500	8
CeAl ₃	1620	0,036	35	800	5
CeCu ₄	1450	0,027	~30	10^2-10^3	3
UBe ₁₃	1100	0,015		10^2-10^3	10
Cu	0,695	$10^{-2} \pm 10^{-6}$	10^{-1}	0,1—1,0	$8 \cdot 10^4$

также аномально, спадая по логарифмич. закону, и, как правило, имеет минимум, характерный для магн. рассеяния с перерывом спина.

Магн. восприимчивость χ при высоких темп-рах подчиняется *Кюри—Вейса* закону: $\chi = C/(T-\Theta)$ (рис. 2), причём

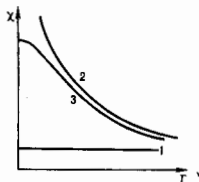


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости в обычных металлах (1), в веществах с локализованными магнитными моментами (2) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (3).

$\Theta < 0$, а эфф. магн. момент μ^* , входящий в постоянную C , по величине близок к соответствующим моментам для ионов Ce^{2+} , U^{3+} или Eu^{2+} . Электронная теплоёмкость C_V с ростом темп-ры становится пропорц. T с коэф. $\gamma \sim 10^{-3}$ Дж/моль·К (рис. 3).

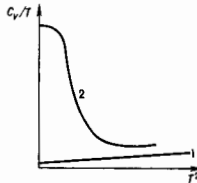


Рис. 3. Зависимость теплоёмкости C_V в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2) в координатах $C_V/T, T^2$.

Почти все соединения с Т. ф. являются *антиферромагнетиками* с темп-рами Нееля $T_N \sim 5-20$ К. Часть из них обладает эфф. магн. моментами μ^* , близкими к номинальному для трёхзарядных f-ионов, а в нек-рых соединениях (UPt₃, URuSi₂, CeCu₂, CeAl₃) магн. моменты являются малы: $\mu^* \sim (2-5) \cdot 10^{-2} \mu_B$. Эти магн. моменты не являются локализованными, но механизм их образования, по-видимому, не сводится ни к одному из известных механизмов *зонного магнетизма*.

Среди соединений с Т. ф. есть *сверхпроводники* с темп-рой сверхпроводящего перехода $T_c \sim 0,5-1,5$ К (CeCu₂Si₂, UBe₁₃, UPt₃, URu₂Si₂), причём сверхпроводящими являются именно носители с большой эфф. массой. На это указывает большая величина скачка теплоёмкости при $T = T_c$ (рис. 4). Большой скачок C_V при $T = T_c$ указывает на большую энтропию, к-рая в теории ферми-жидкости порядка T_c/ϵ_F (отсюда малость ϵ_F).

По сверхпроводящим свойствам соединения с Т. ф. существенно отличаются от обычных сверхпроводников (см. *Сверхпроводимость*). Степенная (а не экспоненциальная)

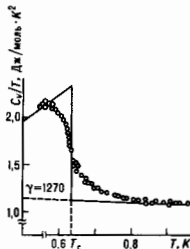


Рис. 4. Скачок электронной теплоёмкости в точке сверхпроводящего перехода в CeCu₂Si₂ (сплошная линия — теоретическая зависимость по модели Бардена—Купера—Шриффера).

зависимость $C_V(T)$, коэф. поглощения ультразвука, теплопроводности, временн. релаксации сигнала ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при $T \sim T_K$ указывает на бесщелевой характер сверхпроводников с Т. ф. Эти данные, а также то обстоятельство, что во всех известных случаях переходу в сверхпроводящее состояние предшествует возникновение антиферромагн. порядка, позволяют предположить возможность сверхпроводящего состояния с ненулевым моментом куперовской пары (своего всего, d -спаривания с $l=0$ и $l=2$) и нефононного механизма спаривания через антиферромагн. спиновые флуктуации. Сложная фазовая диаграмма UPt_3 (рис. 5) в магн. поле H указывает на анизотропию параметра сверхпроводящего порядка и его взаимодействие с магн. параметром порядка.

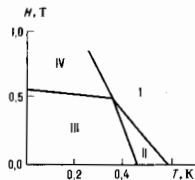


Рис. 5. Фазовая диаграмма UPt_3 в магнитном поле H , параллельном гексагональной оси кристалла; I — антиферромагнитная фаза; II—IV — сверхпроводящие антиферромагнитные фазы, отличающиеся различным характером магнитного упорядочения.

Исчерпывающего теоретич. объяснения явления Т. ф. пока не найдено. Если f -уровень лежит глубоко под ϵ_F , то свойства электронов вблизи ϵ_F могут измениться из-за резонансного рассеяния электронов проводимости на локализованных магн. моментах f -центров, сопровождающегося переворотом спина иона (флип- или sf -рассеяние). При $T \rightarrow 0$ К sf -рассеяние приводит к полному экранированию спина магн. иона (Кондо эффект). Характерная темп-ра, при к-рой происходит смена режима от слабого sf -рассеяния к сильному экранированию магн. иона (темн-ра Кондо T_K), определяется выражением

$$T_K = \epsilon_F \exp(-\epsilon_F / I_{sf}) \quad (1)$$

Здесь ϵ_F — энергия Ферми в отсутствие эффекта Кондо, к-рой отвечает эфф. масса электронов $m = m_0$, а I_{sf} — т. н. sf -обменный интеграл. Как правило, $\epsilon_F \gg I_{sf}$, следовательно, $T_K \ll \epsilon_F$.

В интерметаллич. соединениях на основе f -элементов магн. ионы образуют периодич. Кондо-решётку, но при высоких темп-рах межзубельные магн. корреляции слабы и каждый нон является независимым рассеивателем. Отсюда следует кондовское поведение электросопротивления ρ и закон Кюри для магн. восприимчивости χ при $T \gg T_K$.

При понижении T в конкуренции с Кондо рассеянием вступает тенденция к антиферромагн. упорядочению, связанному с косвенным обменным Рудермана — Киттеля — Касуя — Йосиде взаимодействием (см. РККИ-обменное взаимодействие) локализованных моментов через электроны проводимости. РККИ-взаимодействие характеризуется энергией

$$T_{РККИ} \sim I^2 / \epsilon_F \quad (2)$$

От соотношения между $T_{РККИ}$ и T_K зависит свойства осн. состояния системы. Если f -уровень лежит близко к уровню Ферми и «размыт» в f -зону за счёт его гибридизации с электронами проводимости, то вблизи ϵ_F плотность состояний $g(\epsilon)$ выше, чем в обычных металлах, на 2—3 порядка. Аномально высокое значение $g(\epsilon)$ в случае Т. ф. может быть связано с промежуточной валентностью.

Можно также предположить, что возникновение Т. ф. тесно связано с неустойчивостью валентных f -оболочек ионов Се, У, Np. В этих ионах происходит «коллапс» f -оболочек — из атомных оболочек радиусом 10—15 Бора радиуса a_0 в сжатую орбиталь радиусом меньше a_0 . В силу близости к порогу коллапса $4f$ - ($5f$ -)уровни атомов этих элементов оказываются аномально «мелкими» по сравнению с уровнями типичных ионов редкоземельных элемент-

тов и актиноидов даже в свободном состоянии, а в кристалле экранирование может привести к неустойчивости относительно перехода f -электрона либо обратно на «внешнюю» f -орбиту, либо в d -оболочку.

Классификацию интерметаллич. соединений, содержащих f -элементы, иллюстрирует рис. 6. В большинстве со-

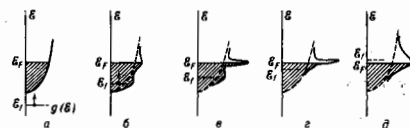


Рис. 6. Схемы энергетических электронных уровней интерметаллических соединений, содержащих f -элементы, при различных величинах энергии связи ϵ_f электронов в f -оболочке. Пулункором показана плотность состояний $g(\epsilon)$ в отсутствие sf -взаимодействия. Стрелки символизируют нескомпенсированные магнитные моменты f -ионов и электронов проводимости.

единицы реализуется ситуация, в к-рой $T_{РККИ} \gg T_K$ и многоэлектронные эффекты несущественны. Эти соединения представляют собой магнетики с локализованными на f -ионах магн. моментами и слабо подмагниченными электронами проводимости.

В системах с менее глубокими f -уровнями (рис. 6, б) в наряду с РККИ-взаимодействием начинает играть роль гибридизация f -электронов с электронами проводимости:

$$I_{sf} \approx V^2 / (\epsilon_F - \epsilon_f) \quad (3)$$

Здесь V — матричный элемент sf -взаимодействия. Разность $\epsilon_F - \epsilon_f$ характеризует положение f -уровня. В этом случае $T_{РККИ} \gg T_K$ система обладает целочисленной валентностью, но Кондо рассеяние существенно усложняет магн. структуру. В её формировании наряду с локализованными моментами существенный вклад вносят экранирующие их электроны проводимости.

В случае $T_{РККИ} < T_K$ (рис. 6, в) экранирующее действие Кондо рассеяния почти полностью уничтожает магн. порядок, но при этом вблизи ϵ_F возникает узкая зона шириной порядка T_K в виде пика (резонанса) плотности состояний $g(\epsilon)$. Этот резонанс определяет низкотемпературные ферми-жидкостные свойства системы. В теории решетчатого Кондо характерная энергия при низких темп-рах $T^* \approx T_K \ll \epsilon_F$. В случаях б (б, в) валентность остаётся почти целочисленной, т. е. имеют место Кондо решетки.

В случае б (з) уровень ϵ_f столь близок к ϵ_F , а его гибридизационное уширение $\Gamma \sim I_{sf}$ столь велико, что система приобретает свойство промежуточной валентности. При этом рассеяние на флуктуирующей валентности даёт в формирование резонанса не менее существенный вклад, чем рассеяние с переворотом спина. В случае б (д), когда $\Gamma \sim \epsilon_F$, f -электроны перестают отличаться от обычных электронов проводимости и мы имеем дело с f -металлами типа U или Np, хотя флуктуации спиновой плотности могут и здесь давать существенный вклад в m . Системы с Т. ф. на основе Се, как правило, относятся к случаю б (в), а соединения U — к случаю б (з).

К группе веществ с Т. ф. обычно относят соединения, у к-рых $\gamma > 400$ мДж/моль · К². Это выделенное условие, т. к. обнаружены десятки соединений, среди к-рых есть металлы, полуметаллы и даже неупорядоченные, у к-рых и значительно превышает характерные для нормальных металлов величины, принимая значения от 10 до 2000 мДж/моль · К². Эти системы образуют класс соединений с нестабильной валентностью, и своеобразие их свойств определяется спиновыми и зарядовыми флуктуациями в f -оболочке входящих в их состав ионов лантанидов и актиноидов.

Лит.: Алексеевский Н. Е., Хомский Д. И., Сверхпроводники с тяжелыми фермионами, «УФН», 1985, т. 147, с. 767; Мошалоков В. В., Брандт Н. Б., Нематическое кондо-решетки, «УФН», 1986, т. 149, с. 585; Stewart G. R., Heavy-fermion systems,

«Rev. Mod. Phys.», 1984, v. 56, p. 755; O'H. R., «Progress in Low Temperature Physics», 1987, v. 11, p. 217; Frontiers and borders in many-particle physics, Amst., 1988 (International School «Enrico Fermi», v. 104, eds. J. R. Schrieffer, R. A. Broglia). К. А. Киком.

ТЯЖЕЛЫЙ ЛЕПТОН — общее название для группы элементарных частиц, заряженных или нейтральных, обладающих свойствами лептонов и массой, заметно превышающей массу мюона (105,66 МэВ). Первой и единственной обнаруженной в этой группе частицей является заряженный *tau-лептон* ($m_\tau = 1777$ МэВ), др. т. л. пока не обнаружены. Поэтому τ -лептон иногда именуется просто Т. л. Однако ввиду возможности открытия др. т. л. такое отождествление нецелесообразно. На нач. 90-х гг. экскерим. ограничения снизу на массы возможных дополнит. Т. л. [заряженных (L^\pm) и нейтральных (L^0)] следующие:

$$m_{L^\pm} > 44,3 \text{ ГэВ},$$

$$m_{L^0} > 42,7 \text{ ГэВ}$$

А. А. Комар.

ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ УСКОРИТЕЛИ — мощные ускорит. установки, предназначенные для получения интенсивных пучков тяжёлых ионов (элементов тяжелее лития) в широком диапазоне масс и энергий. Использование пучков ускоренных тяжёлых ионов стало в кон. 20 в. осн. методом исследований в области ядерной физики. Тяжёлые ионы используются в изучении *дефектов ядер*, свойств ядер вблизи границы устойчивости, в исследовании механизма взаимодействия сложных ядерных систем, состоящих из большого числа нуклонов, в к-рых проявляются коллективные эффекты, связанные со свойствами ядерной материи. Это позволяет получать важную физ. информацию не только в области ядерной физики, но и в физике твёрдого тела, астрофизики и др. Реакции с тяжёлыми ионами дают принципиальные возможности для синтеза тяжёлых элементов, включая синтез и изучение свойств сверхтяжёлых элементов.

Большие удельные потери тяжёлых ионов позволяют исследовать вещество в экстремальных состояниях, в условиях сверхвысоких темп-р и существенного изменения структуры материала. Эти уникальные свойства тяжёлых ионов дают возможность использования их для моделирования радиат. повреждений разл. материалов, подвергавшихся воздействию больших нейтронных потоков в совр. ядерных реакторах, для глубокой послойной имплантации в разл. вещества, включая монокристаллы, при создании прецизионных трекровых мембран, в биофизике, биомедицине и т. д. Т. о., исследования с помощью тяжёлых ионов проводятся во мн. областях, связанных как с фундам. проблемами совр. ядерной физики, так и с решением прикладных задач.

Методы генерации (получения) тяжёлых ионов. Диапазон ускоряемых частиц и интенсивность пучка во многом определяются возможностями *ионных источников*. Для Т. н. у. используются источники высокозарядных ионов.

Вероятность образования иона с зарядом Z в результате одиночного электронного удара быстро уменьшается с увеличением Z , поэтому для получения достаточно эффективного выхода высокозарядных ионов используют процессы многократной ионизации. Для этого необходимо увеличить время пребывания ионов в облаке плазмы, содержащей горячие электроны. Темп-ра электронов E_e должна лежать в диапазоне кэВ (1 кэВ = 10³ К), если необходимо достичь больших значений Z и избежать процессов прямого захвата электронов (процесс рекомбинации). Кроме того, для образования высокозарядных ионов должно выполняться условие $n/n_0 \gg 1$, т. е. плотность плазмы n должна превосходить плотность нейтрального газа n_0 , чтобы свести до минимума захват электронов в результате столкновений. Если обозначить концентрацию электронов в плазме n_e , а время τ удержания τ , то условия образования многозарядных ионов для трёх типичных случаев можно записать след. образом:

а) если $n_e \tau > 10^8 \text{ с/см}^3$, $E_e < 100 \text{ эВ}$, то образуются тяжёлые ионы с малым Z ;

б) многозарядные ионы лёгких элементов с макс. Z (полная обдирка) образуются, если $n_e \tau \sim 10^{10} \text{ с/см}^3$, $E_e < 5 \text{ кэВ}$; в) многозарядные ионы тяжёлых элементов с большим Z образуются при $n_e \tau > 10^{13} \text{ с/см}^3$, $E_e \sim 40 \text{ кэВ}$.

Эти условия реализуются в той или иной степени в разл. конструктивных типах источников.

Дуалыэлектрон (DP). В источнике этого типа разрядный столб зажигается между катодом и анодом сквозе канал промежуточного электрода. В зазоре анод — промежуточный электрод за счёт сильно неоднородного радиально-симметричного магн. поля, создаваемого наконечниками электродов, образуется плотная анодная плазма, обладающая повышенной по сравнению с катодной плазмой темп-рой вторичных электронов. Эти электроны ионизуют рабочее вещество вплоть до образования многозарядных ионов. Осн. параметры DP: $n_e \tau \sim 10^8 \text{ с/см}^3$, $E_e = 10 \text{ эВ}$, длительность импульса 1 мс, частота повторения 100 Гц. Однако возможности DP ограничены из-за малой величины $n_e \tau$, поэтому он в осн. используется как источник низкозарядных ионов для инжекторов *линейных ускорителей* (для малых Z он позволяет получать большие импульсные интенсивности пучка).

Дуговой источник (PIG). В дуговом источнике образование многозарядных ионов происходит в плазменном разряде за счёт ступенчатой ионизации (~100 мкс) нейтрального газа электронами, осциллирующими в магн. поле в промежутке катод — антокад. Осн. параметры PIG: $n_e \tau \sim 10^9 \text{ с/см}^3$, $E_e \sim 100 \text{ эВ}$, длительность импульса 1—3 мс при частоте повторения импульсов 100—200 Гц. В плазменном разряде источника PIG в результате ионной бомбардировки происходит интенсивное разрушение материала катода и антокада, вследствие чего срок службы источника обычно не превосходит 25—30 ч. Тем не менее источник данного типа позволяет получать в определ. диапазоне зарядового спектра наб. интенсивности пучков ионов из вещества, находящихся как в газовой, так и твердотельной фазах.

Источник с электронно-циклотронным резонансом (ECR). Этот тип источника — двухступенчатый. В первой ступени с помощью электронов, разогретых за счёт передачи энергии вынужденных СВЧ-колебаний на лазермовской электронной частоте f_{ce} , создается низкозарядная плазма при давлении $10^{-2} - 10^{-3}$ тор (половина мощность СВЧ < 0,5 кВ, $f_{ce} = 6,4 - 16 \text{ ГГц}$ для разл. типов конструкций). Во второй стадии создается давление $\sim 10^{-7}$ тор, холодная плазма диффундирует в зеркальную *магнитную ловушку*, где за счёт электронно-циклотронного резонанса (мощность СВЧ 1—1,5 кВт) энергия электронов плазмы повышается до 1—10 кэВ. Магн. ловушка в зоне ионизации плазмы быстрыми электронами увеличивает время их взаимодействия с ионами до 10—50 мс ($n_e \tau \sim 10^{10} \text{ с/см}^3$) и заметно повышает заряд ионов. Источник прекрасно воспроизводит характеристики пучка, обладает высокой надёжностью в работе и большим сроком службы.

Лазерный источник (ЛИМЗ). В источнике этого типа в результате взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с поверхностью мишени создается плазменный факел с высокими темп-рой и плотностью электронов, поглощающий осн. часть световой энергии. В нём за время ~ 1 мкс происходит ионизация и образование *многозарядных ионов*. Осн. параметры лазерного источника при использовании CO₂-лазера: $n_e \tau \sim 10^{11} \text{ с/см}^3$, E_e до 100 эВ, длительность импульса 1—10 мс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Источник позволяет получать высокозарядные ионы с относительно большой интенсивностью пучка в импульсе, поэтому он применяется в ускорителях импульсного действия (синхротроны, накопительные кольца).

Электронно-лучевой источник (EBIS). В этом источнике образование высокозарядных ионов происходит в результате длительного (сотни мс) времени взаимодействия низкозарядных ионов с интенсивным электронным пучком с энергией в неск. десятков кэВ и плотностью тока до 1000 А/см². Такие времена взаимодействия обеспечиваются удержанием ионов в потенци. яме, образованной в ради-

альном направлении полев пространств. заряда электронного пучка, проходящего внутри системы дрейфовой трубки, а в аксиальном направлении — подъемом потенциала на крайних секциях дрейфовой трубки. Осн. параметры электронно-лучевого источника: $n_e \tau \sim 10^{12}$ с/см², $E_e \sim (50-60)$ кэВ, длительность импульса ~ 50 мкс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Этот источник используется в ускорителях импульсного действия.

Особенности работы источников можно проиллюстрировать нек-рыми графиками. На рис. 1 представлена работа

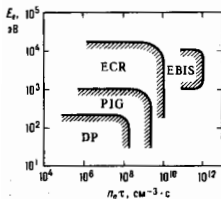


Рис. 1. Рабочая область параметров E_e и $n_e \tau$ для различных типов источников тяжелых ионов: DP — дуоплазмотрон; PIG — дуговой источник; ECR — источник с электронно-пиклотронным резонансом; EBIS — электронно-лучевой источник.

ча область параметров E_e и $n_e \tau$ для разл. типов источников тяжелых ионов, а какими зарядами обладают генерируемые этими источниками ионы, можно видеть из

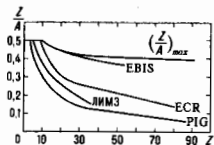


Рис. 2. Возможности источников тяжелых ионов различного типа. Верхняя кривая $(Z/A)_{max}$ соответствует полностью обдирным ионам, где Z и A — атомный номер и масса иона соответственно.

рис. 2. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Xe в разл. типах источников приведена на рис. 3.

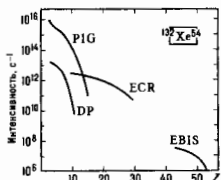


Рис. 3. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Xe в различных типах источников.

Кроме получения ионов непосредственно из источника, возможно и др. метод генерации высокозарядных ионов. Ускоренные тяжелые ионы при прохождении через тонкую мишень (газовую или твердотельную) в результате взаимодействия с атомами мишени теряют часть электронов и увеличивают свой зарядовое состояние. При равновесной толщине мишени иррозидные частицы имеют заряды Z , распределенные вокруг нек-рого среднего, равновесного заряда по нормальному закону Гаусса $F(Z) = (1/d\sqrt{2\pi}) \exp[-(Z-\bar{Z})^2/2d^2]$. Равновесный заряд \bar{Z} определяется атомным номером ускоренной частицы и её скоростью (энергией). Величина равновесного заряда растёт с энергией ионов, а дисперсия распределения d падает с её увеличением. Этот метод получения высокозарядных тяжелых ионов, называемый обдиркой, широко используется и является основой для создания больших ускорительных комплексов разл. типов, позволяющих получать пучки ионов в большом диапазоне масс и энергий.

Ускорение тяжелых ионов в электростатических и линейных ускорителях. Этот способ ускорения достаточно ши-

роко распространился в последние 20—25 лет. В ускорителях этого типа получают пучки с высоким энергетик. разрешением ($\Delta E/E \leq 10^{-3}$), малым эмиттансом (неск. п. мм·мрад) и плавной вариацией по энергии, что весьма удобно в прецизионных исследованиях структуры ядерной материи. Схема совр. эл.-статич. ускорителя дана на рис. 4. Пучок отрицат. ионов, генерируемых в источнике,

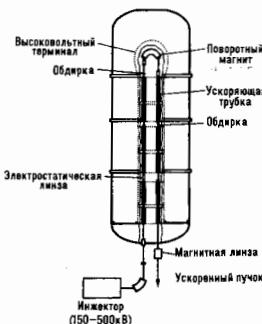


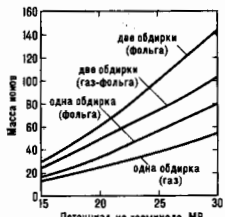
Рис. 4. Схематическое изображение современного электростатического ускорителя вертикального типа.

детельную мишень (или их комбинацию), в результате обдирки увеличивают свой заряд и ускоряются высоковольтным потенциалом терминала до конечной энергии (эффективность обдирки зависит от типа ионов и величины высоковольтного потенциала).

Энергия ионов на выходе ускорителя для одной обдирки определяется выражением $E = V_e(1 + Z_1) + V_m$, где E — полная энергия, V_e и V_m — потенциалы на терминале и инжекторе соответственно, Z_1 — равновесный заряд иона после обдирки. Для двойной обдирки $E = V_e(1 + (1/3)Z_1 + (2/3)Z_2) + V_m$, где Z_2 — равновесный заряд иона после второй обдирки. Расчётенные зависимости масс тяжелых ионов, ускоренных до энергии 6 МэВ/нуклон (энергия кулоновского барьера на ураповой мишени), от значения высоковольтного потенциала на терминале для 4 комбинаций обдирочных мишеней представлены на рис. 5. Интенсивность ускоренного до конечной энергии пучка для ио-

нов ср. масс ($A \leq 100$) при двойной обдирке (фольга — фольга) составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ от интенсивности инжектируемого пучка.

Эл.-статич. ускорители позволяют получать пучки тяжелых ионов в массовом диапазоне $A \leq 100$ с энергией до 10 МэВ/нуклон и интенсивностям $(10^9 - 10^{11})$ с⁻¹. Дальнейшее увеличение энергии и расширение диапазона ускоряемых масс связано с их использованием в качестве инжекторов в ускорителе др. типов (циклотроны; линейные ускорители, синхротроны).



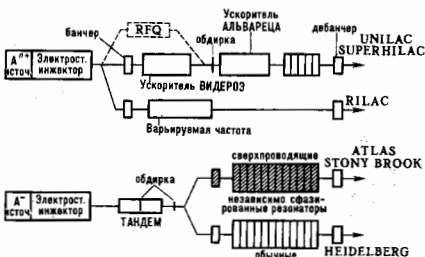


Рис. 6. Различные схемы линейных ускорителей тяжелых ионов.

Ускорение тяжелых ионов может быть и на линейных ускорителях (рис. 6). Наиб. совр. конструкцией «классического» линейного ускорителя является ускоритель UNILAC (Германия, Дармштадт), на котором получены пучки разл. ионов от ^{14}N до ^{238}U с макс. энергией 20 МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{12} - 2 \cdot 10^{11})\text{ с}^{-1}$. Ионы, вытягиваемые из источника, сначала ускоряются эл.-статич. инжектором, а носел банчируются — ВЧ-структурой Видероз, на выходе к-рой ионы приобретают энергию 1,4 МэВ/нуклон. Далее, пройдя через обдирочную мишень, ионы увеличивают свой первонач. заряд в 3—4 раза и ускоряются 4 ВЧ-секциями Альвареса до энергии 11,4 МэВ/нуклон. Поскольку ускорители Видероз и Альвареса работают на фиксированной частоте, энергия ускоренных ионов постоянна. Для её изменения используются 17 независимых сфазированных однодorzонных резонаторов, к-рые дают возможность получать пучки ионов от 2 до 20 МэВ/нуклон. Длина ускорителя UNILAC равна 112 м, потребляемая импульсная мощность 34 МВт (ср. мощность ≈ 8 МВт). Сущест. повышение энергии ионов представляет серьёзную техн. проблему и связано со значит. увеличением мощности питания. Предел интенсивности ускоренного пучка определяется возможностями первой ступени, где при высоких плотностях тока пучка и относительно низкой энергии ионов весьма значительно кулоновское расталкивание. Это ограничение может быть ослаблено, если в качестве начального использовать линейный ускоритель с ВЧ квадратной фазировкой (RFQ-структура). Другой разновидностью линейных ускорителей является ускоритель с варьируемой частотой RILAC, состоящий из 6 четвертьволновых резонаторов, частота к-рых изменяется от 17 до 45 МГц и к-рые обеспечивают суммарный ускоряющий потенциал 20 МВ. Величина потребляемой ВЧ мощности составляет 400 кВт на ниж. частоте и 1200 кВт на верхней. На RILAC получены пучки ускоренных ионов от ^{14}N до ^{129}Xe с энергиями (4—0,8) МэВ/нуклон и интенсивностями $(6 \cdot 10^{13} - 10^{12})\text{ с}^{-1}$. Дальнейшее повышение энергии в линейных ускорителях такого типа связано со значит. увеличением ВЧ-мощности, что делает ускорение пучка до более высоких энергий нерациональным.

Кроме описанных установок для ускорения тяжелых ионов реализованы и др. схемы. В них в качестве нервной ступени используется эл.-статич. ускоритель, пучок к-рого после обдирки инжектируется и ускоряется отдельными, независимыми сфазированными ВЧ-резонаторами (обычными или сверхпроводящими). По сравнению с обычными резонаторами, темп ускорения у к-рых ~ 1 МВ/м, сверхпроводящие позволяют реализовать более эффективное ускорение (до 5 МВ/м). В ускорителях такого типа конечная энергия определяется количеством ВЧ-резонаторов, а интенсивность пучка ограничена возможностями инжектора и для ионов ср. масс не превышает 10^{10} с^{-1} . Увеличить интенсивность пучка можно заменой эл.-статич. ускорителя на линейный с RFQ-структурой, что позволяет

ускорять относительно интенсивные пучки до энергий, достаточных для ввода и дальнейшего ускорения системой одиночных резонаторов. Зависимость макс. кинетич. энергии тяжелых ионов от массы для нек-рых линейных ускорителей представлена на рис. 7.

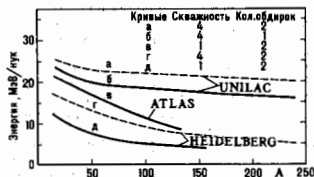


Рис. 7. Зависимость максимальной кинетической энергии тяжелых ионов от массы для различных линейных ускорителей.

Будущее развитие линейных ускорителей связано с их использованием в качестве инжекторов в синхротроны или накопители тяжелых ионов, для к-рых применение RFQ-структур позволяет получать большие импульсные интенсивности ускоренного пучка.

Циклотронный метод ускорения тяжелых ионов. Этот метод при сравнительно разумных затратах даёт возможность получать интенсивные пучки тяжелых ионов достаточно высоких энергий (сотни МэВ/нуклон) в широком диапазоне масс (вплоть до урана) и с хорошим качеством ($\Delta E/E < 10^{-3}$, эмиттанс пучка в обеих плоскостях $\leq 5\pi \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{мрад}$). Для циклотрона принципиально существуют прямой метод ускорения ионов, при к-ром заряд частицы из ионного источника остаётся постоянным в процессе всего цикла ускорения, и каскадный способ ускорения со скачкообразным увеличением заряда частицы за счёт обдирки на каждом этапе. Интенсивность пучков при прямом ускорении ионов целиком определяется интенсивностью высокозарядных ионов, полученных из источника, а энергия ионов определяется величиной магн. жесткости (размерами установки). При каскадном методе ускорения ионы с относительно низким зарядом (и, следовательно, высокой интенсивностью) ускоряются до определ. энергии (наиб. оптимальна энергия 1—2 МэВ/нуклон) и после обдирки на мишени (однокротной или многократной), увеличив свой заряд, поступают в дальнейшее ускорение. Поскольку предускоритель рассчитан на относительно низкую энергию, а осн. прирост энергии частицы приобретают, обладая высоким зарядом, каскадный метод ускорения (рис. 8) представляется достаточно оптималь-

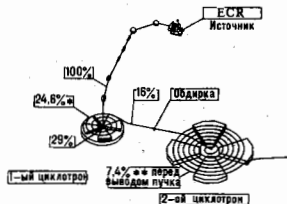


Рис. 8. Схема каскадного способа ускорения тяжелых ионов в циклотроне.

ным для получения высокой энергии пучка (интенсивность пучка с конечной энергией в значит. степени определяется возможностями инжектора). В связи с большим прогрессом в создании источников высокозарядных ионов (особенно ECR-типа) трудно однозначно отдать предпочтение

к.-л. из способов, и выбор конкретного варианта является определённым компромиссом между требуемыми энергиями, интенсивностью ионов, а также стоимостью ускорителя.

Расширение возможностей прямого метода ускорения в первую очередь связано с получением высокого уровня магн. поля (увеличение диаметра полуса D нецелесообразно, т. к. вес электромагнита пропорционален D^3), что достигается применением сверхпроводящих материалов. В разл. научных центрах мира созданы циклотроны с макс. уровнем ср. поля (40—53) кГс, к-рое реализуется с помощью сверхпроводящей основной обмотки и железных секторов, обеспечивающих азимутальную вариацию магн. поля.

Синхротронный метод ускорения тяжёлых ионов. Получение высоких энергий заряж. частиц (более 1 ГэВ/нуклон) наиб. оптимально осуществить на ускорителях синхротронного типа, и в этом смысле ускорение тяжёлых ионов не является исключением. Для его реализации применяется каскадный способ ускорения с использованием обдирки (однократной или многократной). Для получения очень высоких энергий (100—200 ГэВ/нуклон) применяется неск. ускоряющих колец, каждое из к-рых выполняет роль ускорителя энергии. Инжектором в синхротроне, как правило, служит линейный ускоритель, нач. часть к-рого для существ. увеличения импульсной интенсивности пучка тяжёлых ионов представляет собой ВЧ-структуру REQ-типа. Ускорительно-накопитель, комплексы тяжёлых ионов одновременно с получением ускоренных первичных и вторичных (радиоакт.) пучков разл. ядер позволяют за счёт использования совр. методов охлаждения пучков (электронное, стохастическое, лазерное) существенно улучшить их качество (энергетич. разброс 10^{-4} — 10^{-6} в зависимости от интенсивности накопленного пучка, эмиттанс пучка < 1 п.м. мрэд) и яркость. Кроме классич. схем ускорителей, в к-рых движущийся пучок взаимодействует с неподвижной мишенью, с целью значит. повышения эффективности использования энергии частиц применяется метод встречных пучков—соударяются частицы, принадлежащие двум пучкам, движущимся навстречу друг другу (рис. 9). Примером такого комплекса является сооружаемый

Separate preprints of the 2 European Particle Accelerator Conference, Nice, France, 1990; Papers 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, S. F., 1991; Proceedings of the 4th International Conference on Ion Sources, Bensheim, Germany, «Rev. of Sci. Instruments», 1992, v. 63, № 4, pt 2; Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, 1992.

Р. Ц. Оганесян.



УАЙТМЕНА ФУНКЦИИ (Вайтмана функции, Уайтмана функции)—вакуумные средние произведения гейзенберговских операторов поля (см. *Гейзенберга представления*).

Трудности стандартной лагранжево-гамильтоновой теории поля стимулировали в кон. 50—60-х гг. развитие аксиоматич. подхода, опирающегося не на явные ур-ния движения, а на нек-рые необходимые для любой разумной теории осн. свойства типа релятивистской инвариантности, причинности и др. требование выполнения к-рых налагается в форме аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). Один из наиболее разработанных вариантов такого подхода связан с именем А. С. Уайтмена (A. S. Wightman), к-рый выбрал в качестве осн. объекта оператор гейзенберга поля $A(x)$ (для простоты — одного и скалярного). Работать с операторнозначной *обобщённой функцией* $A(x)$ не всегда удобно, поэтому в методе Уайтмена вводится параллельная бесконечная последовательность числовых обобщённых ф-ций $(\mathcal{U}, \mathcal{F})$

$$W_n(x_1, \dots, x_n) = \langle 0 | A(x_1) \dots A(x_n) | 0 \rangle$$

и осн. аксиомы переводятся на язык этих ф-ций.

Чтобы гейзенбергово поле $A(x)$ существовало в качестве обобщённого оператора в квантово-механич. гильбертовом пространстве, надо потребовать, чтобы \mathcal{U}, \mathcal{F} были бы обобщёнными ф-циями медленного роста.

Для вещественности поля $A(x)$ должно выполняться соотношение

$$W_n^*(x_1, \dots, x_n) = W_n(x_n, \dots, x_1).$$

Инвариантность относительно неоднородных преобразований Лоренца $x \rightarrow \Lambda x + a$ влечёт требование

$$W_n(x_1, \dots, x_n) = W_n(\Lambda x_1 + a, \dots, \Lambda x_n + a). \quad (**)$$

Условие причинности входит в аксиоматику Уайтмена в виде требования локальной коммутативности полей $A(x)$ и $A(y)$ в пространственно-подобных точках x и y , что на языке \mathcal{U}, \mathcal{F} требует

$$W_n(x_1, \dots, x_j, x_{j+1}, \dots, x_n) = W_n(x_1, \dots, x_{j+1}, x_j, \dots, x_n)$$

для $x_j \sim x_{j+1}$.

Следующая аксиома, по существу, содержит условие отсутствия *тахеонов*; она требует, чтобы спектр 4-импульса (кроме точки 0) был сосредоточен внутри светового конуса будущего. [4-импульс попадает в несодвигнутую ни лагранжева, ни гамильтонова формализма теорию из требования релятивистской инвариантности, т. е. через посредство унитарного оператора $T(a) = e^{iP \cdot a}$, преобразующего сам оператор поля A при пространственно-временном сдвиге на a :

$$T(a) A(x) T^{-1}(a) = A(x+a).]$$

Чтобы перевести эту аксиому на язык \mathcal{U}, \mathcal{F} , удобно ввести фурье-образы (ФО):

$$\tilde{W}_n(p_1, \dots, p_n) = \frac{1}{(2\pi)^{4n}} \int dx_1 \dots dx_n e^{-iP \cdot x} W_n(x_1, \dots, x_n).$$

Если учесть, что в силу (**), \mathcal{U}, \mathcal{F} зависят только от разностей координат:

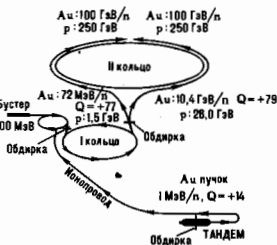


Рис. 9. Общая схема ускорительного комплекса тяжёлых ионов со встречными пучками (на примере релятивистского коллайдера RHIC).

мый в Бруксхейвене (США) релятивистский коллайдер RHIC, предназначенный для получения сталкивающихся пучков ионов золота с энергией 100 ГэВ/нуклон каждый и светимостью $2 \cdot 10^{26}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ (кроме тяжёлых ионов на нём возможно получение сталкивающихся пучков протонов с энергией 250 ГэВ и светимостью $1,5 \cdot 10^{31}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$).

Лит.: Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей. 2 изд., т. 1—2, М., 1991; Treatise on heavy-ion science, ed. by D. A. Bromley, v. 1—8, N. Y.—L., 1984—89; Proceedings of the International Conference on Electrostatic Accelerators, «Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research, sect. A», 1984, v. 220, № 1;

$$W_n(x_1, \dots, x_n) = w_n(\xi_2, \dots, \xi_n), \quad \xi_i = x_i - x_{i-1},$$

то ФО можно представить в виде

$$\tilde{W}_n(p_1, \dots, p_n) = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \int dx_1 d\xi_2 \dots d\xi_n \times \exp[-i(q_1 x_1 + q_2 \xi_2 + \dots + q_n \xi_n)] \tilde{w}_n(\xi_2, \dots, \xi_n) = \delta(q_1) \tilde{w}(q_2, \dots, q_n),$$

где

$$q_j = \sum_{i=j}^n p_i.$$

В терминах ФО формулируется аксиома спектральности, к-рая требует, чтобы ф-ции $\tilde{w}_n(q_2, \dots, q_n)$ были бы отличны от нуля только тогда, когда все q_2, \dots, q_n лежат в световых конусах будущего:

$$\tilde{w}(q_2, \dots, q_n) \neq 0, \text{ только если все } q_j > 0.$$

Наконец надо еще потребовать, чтобы состояния, получающиеся из вакуума действием операторов поля $A(x)$, обладали положит. нормой; это накладывает на У. ф. систему нелинейных ограничений: для любых N и любых пробных ф-ций $\varphi_n = \varphi(x_1, \dots, x_n)$, $n=0, 1, \dots, N$

$$\sum_{m=0}^N \int dy_1 \dots dy_m dx_1 \dots dx_n \varphi_m^*(y_1, \dots, y_m) \varphi_n(x_1, \dots, x_n) \times \times W_{m+n}(x_1, \dots, x_1, x_1, \dots, x_n) \geq 0.$$

Возможность работать с обобщенными членовым У. ф. определяется доказанной Уайтменом осн. теоремой о реконструкции. Пусть $W_n(x_1, \dots, x_n)$, $n=0, 1, \dots$ есть последовательность обобщенных ф-ций в пространстве $4n$ измерений, удовлетворяющих сформулированным выше условиям. Тогда существует гильбертово пространство \mathcal{H} , представление неоднородной группы Лоренца $U(a, \Lambda)$, состояние вакуума $|0\rangle$ и нейтральное скалярное поле $A(x)$, такие, что средние по вакууму от произведений l операторов $A(x)$ будут равны $W_n(x_1, \dots, x_n)$.

Особенная плодотворность использования обобщенных У. ф. определяется теоремой, утверждающей, что каждая обобщенная У. ф. $w_n(\xi_2, \dots, \xi_n)$ является граничным значением аналитич. ф-ции $w_n(z_2, \dots, z_n)$ комплексных переменных z_2, \dots, z_n , голоморфной в трубе будущего $\text{Im} z_j > 0$, $j=2, \dots, n$, что позволяет использовать мощный аппарат теории ф-ций многих комплексных переменных.

Лит.: Wightman A. S. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values, «Phys. Rev.», 1956, v. 101, p. 860. Шабфер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Йост Р., Общая теория квантовых полей, пер. с англ., М., 1967. Б. В. Медведев.

УБЕГАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОНЫ — электроны полностью ионизованной плазмы, ускоренные внеш. электрич. полем, в к-ром находится плазма. Несмотря на то что этому ускорению мешает сила трения электронов об ионы, часть электронов может непрерывно ускоряться вплоть до больших энергий — «убегать» от ионов. У. э. могут наблюдаться, напр., в экспериментах на пламенных установках типа токамак.

Теория убегания [Джованелли Р. (Giovanelly R.), Дрейцер Х. (Dreicer H., 1949), А. Гуревич и др.] кратко состоит в следующем. В электрич. поле с напряженностью E на электрон с зарядом e действует ускоряющая сила eE и тормозящая сила трения его об ионы F_t , к-рая при малых скоростях электронов v растёт пропорционально скорости: $F_t = -mv\tau$, где m — масса электрона; τ — время торможения. Далее, с ростом скорости эта сила достигает максимума $F_{\text{макс}}$, а при ещё больших скоростях (\sim тепловых) убывает. Максимуму силы трения соответствует определенное критич. значение поля $E_{\text{крит}} = F_{\text{макс}}/e$, к-рое, как показывают детальные расчёты, равно $E_{\text{крит}} = \Delta |e| / 2r_D$, где $\Delta = 12$ (кулоновский логарифм), а r_D — дебаевский радиус экранировки. Если отношение $E/E_{\text{крит}}$ обозначить через ϵ , то нетрудно видеть, что при $\epsilon < 1$ ускоряющая и тормозящая силы могли бы уравновесить друг друга и тогда бы электрон, не ускораясь, двинулся с пост. скоростью, что соответствовало бы закону Ома, а при $\epsilon > 1$ электрон непрерывно бы ускорялся. Однако в плазме всегда имеется

доля электронов с достаточно большими скоростями, и для них сила торможения мала, так что они будут ускоряться даже при $\epsilon < 1$. Как показывают расчёты, в этом случае прирост доли У. э. $n_{\text{уб}}$ по отношению к основным $n_{\text{осн}}$ описывается производной по времени:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\text{уб}}}{n_{\text{осн}}} \right) = \frac{\xi}{\tau},$$

где $\xi = 3\sqrt{\epsilon} \exp(-1/2\epsilon)$.

Подчеркнем, что У. э. со скоростями, значительно большими тепловых, составляют здесь лишь малую долю по сравнению с осн. электронами и ионами. Поэтому для расчёта их ф-ции распределения по скоростям $f(v)$ можно пользоваться линеаризованным кипетич. ур-нием Ландау со столкновительным членом, учитывающим их столкновения лишь с основными электронами и ионами.

Лит.: Сивухин И. В., Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 4, М., 1964. Б. А. Трубишков.

УВЕЛИЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЕ — отношение линейных или угл. размеров изображения предмета, получаемого с помощью оптич. системы, к соответствующим размерам самого предмета. Характеризует наиболее употребит. осесимметричные системы, различают линейное, угл. и продольное У. о. Линейное (поперечное) увеличение β — отношение длины l' изображения отрезка, перпендикулярного оптич. осн системы, к длине этого отрезка l : $\beta = l'/l$. При $\beta > 0$ (направления l и l' совпадают) изображение наз. прямым, при $\beta < 0$ (l и l' антипараллельны) — обратным или перевернутым, при $|\beta| < 1$ — уменьшенным, при $|\beta| > 1$ — увеличенным. Величину β оптич. системы можно вычислить, используя выражение $\beta = -f/x = -x'/f'$, где f и f' — переднее и заднее фокусные расстояния, а x и x' — расстояния от переднего фокуса до предмета и от заднего фокуса до изображения соответственно. В реальных оптич. системах линейное У. о. для сопряжённых плоскостей не остаётся постоянным по всему полю зрения. Это приводит к нарушению геом. подобия между предметом и его изображением, наз. дисторсией (см. *Аберрации оптических систем*).

Угловое увеличение γ — отношение тангенса угла наклона u' луча к оптич. осн в пространстве изображений к тангенсу угла наклона u сопряженного ему луча в пространстве предметов: $\gamma = tg u' / tg u$. Продольное увеличение α — отношение длины отрезка $\Delta x'$, отложенного вдоль оптич. осн системы в пространстве изображений, к сопряженному осн отрезку Δx в пространстве предметов: $\alpha = \Delta x' / \Delta x$.

Величины α , β и γ взаимосвязаны: $\alpha\gamma = \beta$. Если l и l' — показатели преломления среды в пространстве предметов и пространстве изображений соответственно, то $\beta = n'/n$. Для оптич. системы, находящейся в воздухе, $n = n' = 1$ и $\gamma = 1/\beta$, т. е. угл. увеличение обратно пропорционально линейному. Это означает, что чем больше линейное увеличение, тем уже световые пучки, с помощью к-рых строится изображение, и тем меньше его освещённость, α и β связаны выражением: $\alpha = \beta^2 n'/n$, и при $n = n' = \alpha = \beta^2$. Т. к. продольное и поперечное У. о. различны, то даже идеальная оптич. система не может точно передать пространство предметов — размеры изображения по осн сокращаются и оно становится плоским.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.—Л., 1948—52; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976. Л. Н. Капорский.

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНОНАМИ — возникновение потока носителей заряда в проводнике (полупроводнике или металле) вследствие их взаимодействия с нерезонансными фонанами. В образце, в к-ром создан градиент темп-ры ∇T , возникает поток фононов от горячего конца к холодному. Рассеиваясь на электронах, фононы передают им часть своего квазимпульса и увлекают их к холодному концу образца. В замкнутой цепи этот эффект даёт дополнил. вклад в термоэлектрич. ток, в разномкнутую — в термоэдс (термоэдс увеличения). Эффект увеличения был

предсказан Л. Э. Гуревичем для металлов (1945); в полупроводниках он впервые наблюдался в 1953.

При низких темп-рах ($T \leq 100$ К) термоэз увлечения в полупроводниках достигает значений порядка десятков мВ/К и намного превосходит диффузионную термоэз. Большая величина термоэз увлечения объясняется тем, что в полупроводниках с электронами взаимодействуют только длинноволновые фононы с импульсами $q < 2p$ (p — импульс электрона), длина пробега k -рых значительно больше длины пробега электронов. В полупроводнике с простой структурой зоны проводимости (см. *Зонная теория*) коэф. термоэз увлечения

$$\alpha_0 = \frac{k}{e} \frac{(ms^2)}{(kT)} \frac{\langle \tau_s \tau_0 \tau_{\text{ф}} \rangle}{\langle \tau_s \rangle},$$

где m , e — эфф. масса и заряд электрона; s — скорость звука; τ_s — полное время релаксации импульса электронов; τ_0 — время релаксации импульса электронов при рассеянии на фононах; $\tau_{\text{ф}}$ — время релаксации фононов, усреднённое по импульсам q : $\tau_0 = (1/4p^4) \int_0^{2p} \tau_{\text{ф}}(q) q^3 dq$. Угл.

скобки означают усреднение по энергиям электронов:

$$\langle f(\epsilon) \rangle = (4/3 \sqrt{\pi}) \int_0^{\infty} f(\epsilon) \delta^{-3/2} e^{-\epsilon} d\epsilon. \text{ При не слишком низких темп-рах } \tau_0 \text{ определяется фонон-фононной релаксацией. При этом } \alpha_0 \text{ быстро растёт с уменьшением темп-ры. Напр., если в кубич. кристалле электроны рассеиваются в осн. на фононах, т.е. } \tau_s \approx \tau_{\text{ф}}, \text{ а фонон-фононное рассеяние определяется механизмом Херринга, то } \alpha_0 \propto T^{-7/2}. \text{ В очень чистых образцах термоэз увлечения имеет максимум, когда преобладающим становится рассеяние фононов на границах образца.}$$

В образцах с большой концентрацией электронов становится существенным рассеяние на них фононов. Это уменьшает τ_0 и ограничивает макс. значение термоэз увлечения (эфф. коэф. насыщения). В сильно вырожденных полупроводниках, когда рассеяние фононов на электронах является преобладающим, максимально возможное значение

$$\alpha_0 = (4/3)(k/e).$$

Эффект увлечения существенно влияет на термогальваномагнитные явления. Относит. роль увлечения в *Нернста эффекте* значительно больше, чем в термоэз, и с уменьшением темп-ры коэф. Нернста растёт быстрее, чем термоэз. Напр., если $\tau_s \approx \tau_{\text{ф}}$, а τ_0 определяется механизмом Херринга, то коэф. Нернста $\propto T^{-5}$.

В квантовом магн. поле H характерный импульс электрона в плоскости, перпендикулярной H , порядка \hbar/λ , где λ — магнитная длина $\lambda = (ch/EH)^{1/2}$. Поэтому объём фазового пространства фононов, взаимодействующих с электронами, а вместе с ним и термоэз увлечения растут с полем H , и в квантовом поле она превосходит диффузионную термоэз в десятк раз. Зависимость от T и H определяется механизмом фонон-фононной релаксации. В вырожденных полупроводниках и металлах наблюдаются квантовые осцилляции термоэз увлечения в сильных полях (см. *Термоэз осцилляции*).

Лит.: Алесандри А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зырянов П. С., Клянтгер М. И., Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., 1976. И. Я. Коробов.

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ФОТОНАМИ (светозлектрический эффект) — возникновение электронного потока в результате передачи импульса от направленного потока фотонов электронам. У. э. ф. наблюдается в оптич. и СВЧ-областях спектра в полупроводниках, полуметаллах (В) и не k -рых металлах. Наиб. подробно изучен в полупроводниках (Ge, Si, тиа A^3B^5), где может возникать как при межзонных переходах, фотоионизации связанных электронов, так и при поглощении света свободными электронами и дырками.

Импульс фотонов, в конечном счёте приобретаемый всем твёрдым телом, вначале в значит. мере воспринимается подвижными носителями, вызывая их смещение. Вре-

мя затухания полученного электронами импульса $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с, что определяет малую инерционность эффекта. Т. к. импульс фотона равен сумме импульсов, приобретаемых рёшёткой и электронами, то возможен случай, когда импульс, приобретаемый электронами, противоположен по знаку импульсу фотона.

У. э. ф. обнаруживается в короткозамкнутом образце в виде тока (тока увлечения) или в разомкнутом образце в виде эдс. Плотность тока может быть записана в виде

$$j = e \alpha I \frac{\hbar \omega \langle \tau \rangle}{c m \beta},$$

где e , m — заряд, эфф. масса носителей заряда; $\langle \tau \rangle$ — усреднённое время релаксации импульса носителя; I , α — соответственно интенсивность (в фотон/см 2 ·с), коэф. преломления, коэф. поглощения света; $\hbar \omega$ — энергия фотона; β — коэф., характеризующий долю импульса фотонов, приобретаемую электронами.

В полупроводниках со сложными зонами (см. *Зонная теория*) при определ. ориентации кристалла наружу с продольным может возникнуть поперечный ток увлечения, направленный перпендикулярно импульсу фотонов. Так, напр., при освещении поверхности кубич. кристалла светом, линейно поляризованным в плоскости, составляющей угол θ с его осью [110], возникает поперечный ток, направленный под углом 2θ к этой оси:

$$j_{\perp} = \eta p e \langle \tau \rangle / m.$$

Здесь p — переданный электронам импульс. Величина и знак коэф. η зависят от расположения экстремумов зон, анизотропии изоэнергетич. поверхностей и механизмов рассеяния электронов. При сильной анизотропии $|\eta| \sim 1$.

Эффект У. э. ф. экспериментально обнаружен в 1958. Классич. теория его основана на рассмотрении тока увлечения как холловского тока, возникающего в электрич. и магн. полях световой волны, с учётом тока, обусловленного пространств. дисперсией проводимости (k -рых) может быть сравним с холловским током, см. *Холл эффект*.

У. э. используется для измерения временных характеристик излучения импульсных лазеров и для регистрации ИК-излучения.

Лит.: Блатт Ф. Дж., Физика электронной проводимости в твёрдых телах, пер. с англ. М., 1971; Изучено Е. Л., Пикус Г. Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб.: Проблемы современной физики, Л., 1980, с. 275—93; Рывачин С. М., Ярошецкий И. Д., Увлечение электронов фотонами в полупроводниках, там же, с. 173—85; Гуревич Л. Э., Травников В. С., Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами, там же, с. 262—68.

УВЛЕЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ η — величина, характеризующая степень увлечения света (или др. эл.-магн. волн) движущейся средой и равная $\alpha = 1 - 1/n^2$ (n — показатель преломления среды). Поэтому скорость света u в среде, движущейся со скоростью v относительно лаб. системы, равна $u = c/n \pm v$ (c — скорость света в вакууме), где знаки «+» и «-» соответствуют распространению света по движению среды и против него. У. к. α был рассчитан О. Френелем (А. J. Fresnel) в 1818. Подробнее см. в статьях *Оптика движущихся сред*, *Физо опит*.

УГЛЕРОД (лат. Carbonum), С. — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 6, ат. масса 12,011; относится к неметаллам. В природе представлен стабильными ^{12}C (98,90%) и ^{13}C (1,10%); в земной атмосфере постоянно присутствует в ничтожных концентрациях (ок. 10^{-14} ат%) β -радиоактивный ^{14}C ($T_{1/2} = 5717$ лет), образующийся в ядерной реакции с участием космич. нейтронов: $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Электронная конфигурация $1s^2 2s^2 2p^2$. Энергии последоват. ионизаций 11,260; 24,382; 47,883; 64,492 и 392,09 эВ. Радиус атома С 77 пм, иона C^{4+} 20 пм. Значение электроотрицательности 2,5. Масса януклада ^{12}C принята равной точно 12, а $^{1/12}$ эд. атом. единицы масс. Эфф. сечение захвата тепловых нейтронов природного У. мало ($0,0034 \cdot 10^{-28}$ м 2).

У. существует в неск. модификациях, свойства k -рых резко различны: графит, алмаз, карбин (получен искус-

стенно), лондейлит (получен искусственно, затем обнаружен в метеоритах) и фуллерит (см. Фуллерены); наиб. важен графит и алмаз. Графит — серо-чёрный, мягкий, жирный на ощупь, слоистый материал. Структура гексагональная с параметрами решётки $a = 245,6$ п. м и $c = 669,6$ п. м, $t_{пл}$ ок. 4200 °С (наивысшая среди всех известных веществ), $t_{пл}$ ок. 4200 °С. В тройной точке «твёрдый графит — пар — жидкость» давление ок. 10,5 МПа, темп-ра 4492 °С. Значение уд. теплоты сгорания $c_s = 8,736$ Дж/(моль·К). Уд. электрич. сопротивление при 20 °С $13,0$ мкОм·м, при 2500 °С $15,0$ мкОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Магн. восприимчивость графита $\chi = -1,22 \cdot 10^{-9}$. Многие характеристики графита анизотропны. Так, вдоль оси c в перпендикулярном направлении характеристики темп-ры Дебая соответственно равны 2280 и 760 К, теплопроводность при 300 °С $1,56$ и 281 Вт/(м·К), коэф. линейного расширения при 0 °С $27,2 \cdot 10^{-6}$ и $12,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Тв. графита по шкале Мооса равна I; временное сопротивление при растяжении графита лежит в интервале 0,3—17 МПа в зависимости от его качества.

Алмаз — прозрачный, твёрдый, сильно преломляющий свет (показатель преломления $n = 2,407\text{--}2,465$) кристалл, окраска к-рого определяется примесями и др. дефектами структуры. Решётка алмаза — кубическая, её параметр $356,679$ п. м. Плотн. $3,515$ г/см³. При нагревании до 1800 °С в отсутствие кислорода превращается в графит. В тройной точке «алмаз — графит — жидкость» давление $12,4$ ГПа и темп-ра 3000 °С. Тв. алмаза — наибольшая из всех известных веществ, по шкале Мооса она равна 10. Диэлектрик, хорошо проводит тепло. Магн. восприимчивость $\chi = -0,492 \cdot 10^{-9}$. Характеристики темп-ры Дебая 1860 К. Драгоценный камень, спец. образом огранённые алмазы — бриллианты; существует спец. единица массы алмаза — карат (равна 0,2 г); природные алмазы достигают 1000 карат. Искусств. алмазы получают в аппаратах высокого давления при темп-рах 1300—1600 °С и давлениях 4,5—8,0 ГПа.

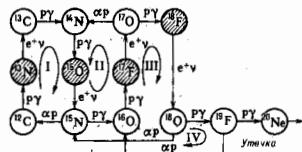
У. во всех модификациях химически относительно инертен. В соединениях проявляет степени окисления +4, —4 и реже +2 и —2. При взаимодействии с кислородом образует углекислый газ (диоксид У.) CO_2 и сильно ядовитый угарный газ (монооксид У.) CO . При растворении в воде CO_2 образует слабую угольную кислоту H_2CO_3 , соли к-рой (карбонаты) широко представлены в природе (мрамор, доломит и др.) и применяются в технике (сода Na_2CO_3 , поташ K_2CO_3 и др.). Важная особенность атомов У. — образованием цепочки атомов —С—С—С—, возможны также многоатомные шарообразные и цилиндрич. образования У. — фуллерены. Химия У. наз. органической, к соединениям У. относятся углеводы, белки, жиры и др. вещества, составляющие организмы и продукты их жизнедеятельности.

У. образует с др. элементами твёрдые соединения — карбиды (напр., близкий по твёрдости к алмазу карборунд SiC , карбид бора B_4C , также обладающий высокой твёрдостью карбид железа Fe_3C , входящий в состав сталей). У. — осн. элемент углей, он составляет 91—99,5% кокса, к-рый применяется в металлургии. Из графита изготавливают электроды, мембраны микрофонов, грифели карандашей, графитовые смазки. Специально обработанный У. — т. и. активированный У., характеризующийся высокой уд. поверхностью (до $100 \text{ м}^2/\text{г}$ и выше), используют как сорбент. Высококачеств. графит служит замедлителем нейтронов в ядерных реакторах. Алмаз применяют как абразивный материал для обработки металлов и др. материалов. Искусств. радионуклид ^{14}C в форме разл. соединений используют в хим., биол. и медицинских исследованиях.

С. С. Бердосов.

УГЛЕРОДНО-АЗОТНЫЙ ЦИКЛ — последовательность термоядерных реакций в звёздах, приводящая к образованию гелия из водорода с участием углерода, азота, кислорода и фтора в качестве катализаторов. У.-а. ц. — осн. источник энергии массивных ($M \geq 1,2 M_\odot$) звёзд на нач. стадиях их существования (см. Эволюция звёзд). Вблизи

центра таких звёзд темп-ра достаточно высока для того, чтобы У.-а. ц. был эффективнее водородного цикла. Реакции У.-а. ц. образуют 4 переплетающихся цикла (I—IV), направления обхода к-рых на рис. указаны изогнутыми



стрелками. В сокращённой записи эти циклы выглядят следующим образом:

- I. $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{C}(e^+ \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$.
- II. $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(e^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$.
- III. $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(e^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}(e^+ \nu)^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$.
- IV. $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(e^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$.

Скорость превращения водорода в гелий и пропорциональная ей мощность выделения энергии определяются в осн. циклом I: ядро ^{12}C захватывает протон (p) и после испускания γ -фотона переходит в неустойчивое ядро ^{13}N , распадающееся с испусканием позитрона (e^+) и нейтрино (ν) в образовании ядра ^{13}C ; затем последоват. γ -излучением захватывает протонов и распадается в неустойчивое ядро ^{14}N образуется ядро ^{15}N . Это ядро примечательно тем, что для него реакция (p, α) (захват протона с выбросом α -частицы) протекает с выделением энергии, т. е. является беспрогововой и поэтому эффективной при характерных для звёздного вещества низких энергиях частиц (для аналогичных реакций с участием др. изотопов из цикла I потребовались бы протоны с энергиями неск. МэВ, к-рые отсутствуют в звёздном веществе). Реакция $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ замыкает цикл I. В итоге 4 протона превращаются в α -частицу — ядро ^4He . К такому же результату приводят и циклы II—IV.

Взаимодействие протона с ядром ^{15}N иногда заканчивается образованием ядра ^{16}O [примерно на 1000 реакций (p, α) приходится 1 радиац. захват протона], что приводит к двум дополнит. циклам, II и III. Эти циклы протекают прибл. в одинаковом темпе, т. е. сравнимыми скорости реакций $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ и $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$, от к-рых зависит их относит. частота. Цикл IV оказывается ещё более редким вследствие того, что скорость реакции $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ по крайней мере на 3 порядка меньше скорости реакции $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{C}$. В установившемся У.-а. ц. на каждую реализацию цикла IV приходится более 1000 циклов II и III и более 10⁶ циклов I. Хотя циклы II—IV играют второстепенную роль в скорости выделения энергии, они определяют концентрации изотопов ^{17}O и ^{18}O , к-рые на более поздних стадиях эволюции звезды могут вступать в термоядерные реакции с выделением нейтронов. Эти реакции имеют существенное значение для теории нуклеосинтеза. Цикл IV может быть важен для объяснения происхождения ^{19}F .

В У.-а. ц. участвуют все стабильные изотопы С, N, O и F, а также неск. нестабильных изотопов этих элементов (на рис. они отмечены штриховкой). Поэтому в совр. астрофиз. литературе У.-а. ц. часто наз. CNO-циклом (изотопы F имеют очень малые концентрации, и их вклад в общее число изотопов У.-а. ц. мал). Через нек-рое время после начала эволюции массивной звезды У.-а. ц. приходит в равновесное состояние, когда концентрации всех

указанных на схеме изотопов принимаю практически все зависящие от времени значения. При этом полное число всех изотопов C, N, O и F остаётся равным их нач. числу. Каково бы ни было нач. распределение изотопов этих элементов, У.-а. ц. вырабатывает вполне определённые (зависящие от темп-ры в недрах звезды) концентрации изотопов. Т. о., изотопы C, N, O и F являются в строгом смысле катализаторами — их отношения, вообще говоря, изменяются в процессе установления У.-а. ц., не изменяется лишь их полное число [уточкой этих изотопов через реакцию $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$ обычно можно пренебречь].

Параметры основных реакций углеродного цикла

Реакция	Q , МэВ	τ , лет	δ_{ν} , МэВ. Равновесные относительные содержания изотопов C, N, O, F
$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	1,94	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$[^{12}\text{C}] = 1,3 \cdot 10^{-2}$, $[^{13}\text{N}] = 1 \cdot 10^{-9}$ $\delta_{\nu} = 0,71$, $\delta_{\nu_{\text{max}}} = 1,20$ $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}] = 3,5$, $[^{12}\text{C}] =$ $= 3,7 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C}(e^+, \nu)^{13}\text{C}$	2,22	$2,7 \cdot 10^{-3}$	
$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	7,55	$1,0 \cdot 10^{-2}$	
$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	7,29	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$[^{14}\text{N}] = 0,935$, $[^{15}\text{O}] = 2 \cdot 10^{-10}$ $\delta_{\nu} = 1,0$, $\delta_{\nu_{\text{max}}} = 1,74$ $[^{15}\text{N}] = 3,5 \cdot 10^{-2}$ $\delta_{\nu} = 1,7$, $[^{16}\text{O}] = 2,9 \cdot 10^{-2}$, $[^{17}\text{O}] = 1,9 \cdot 10^{-2}$, $[^{17}\text{F}] = 9 \cdot 10^{-14}$, $[^{18}\text{F}] = 7 \cdot 10^{-12}$, $[^{18}\text{O}] = 10^{-2}$ — 10^{-8} , $[^{19}\text{F}] = 10^{-6} - 10^{-9}$
$^{15}\text{O}(e^+, \nu)^{15}\text{N}$	2,76	$5,6 \cdot 10^{-6}$	
$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{C}$	4,97	0,93	
$4^1\text{H} \rightarrow \text{He} + 2\nu$	26,73	$2,2 \cdot 10^6$	

* Разбор относительных содержаний ^{18}O и ^{19}F связан с неопределённостью скорости реакции $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$.

В табл. приведены параметры реакций осп. цикла I: Q — полное энерговыделение в реакции; τ — характерное время протекания реакции (время, за к-рое концентрация вступающего в реакцию изотопа C, N или O уменьшается бы в 2 раза, если этот изотоп не восполнялся бы за счёт др. реакций); δ_{ν} — средняя и $\delta_{\nu_{\text{max}}}$ — максимальная энергии испускаемых нейтрино. В последнем столбце приведены также равновесные относит. содержания изотопов У.-а. ц., рассчитанные с учётом всех 4 циклов I—IV. Значения τ и содержаний вычислены для темп-ры $3 \cdot 10^8$ К, плотности 10 г/см^3 и концентрации водорода по массе $X=0,5$, что соответствует физ. условиям в центре типичной звезды *спектрального класса В* (массой $\sim 10 M_{\odot}$) на гл. последовательности (см. Герцишунга — Расселла диаграмма). Относит. содержания обозначены символами самих изотопов, заключёнными в квадратные скобки, и определены как отношения числа частиц данного изотопа к полному числу частиц элементов C, N, O, F в единице объёма.

Наиб. медленной в цикле I оказывается реакция $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, поэтому именно она определяет скорость переработки водорода в гелий и интенсивность энерговыделения в У.-а. ц. В последней строке табл. даётся итог У.-а. ц.: каждый из циклов I—IV приводит к объединению 4 протонов в ядро ^4He , при этом выделяется энергия 26,73 МэВ (такая же, как и в водородном цикле), из к-рой ок. 1,7 МэВ (несколько больше, чем в водородном цикле) уносит нейтрино. Характерное время термоядерного сгорания водорода в центре звезды массой $10 M_{\odot}$ составляет ок. 2 млн. лет, однако время пребывания этой звезды на гл. последовательности примерно в 10 раз больше. Это связано с существованием у звезды коактивного ядра, значительно превышающего по массе ту область вблизи центра звезды, где протекают термоядерные реакции. Конвекция поставляет в центр. область звезды «свежее» горючее, существенно замедляя скорость уменьшения концентрации водорода. В результате звезда не уходит с гл. последовательности до тех пор, пока не исчерпается весь водород в коактивном ядре.

Для ядерной астрофизики наиб. важны также последствия У.-а. ц., как превращение почти всех (ок. 94%) исходных изотопов C, N, O и F в ^{14}N , а также образование изотопов ^{13}C и ^{17}O — потенц. источников нейтронов.

Посредством У.-а. ц. водород превращается в гелий не только в недрах массивных звезд, но и на поверхности

звезд, где могут происходить вспышки термоядерного горения (см. *Новые звезды, Барстеры*). В этих случаях У.-а. ц. существенно изменяет свой вид. Связанные со вспышками высокие темп-ры ($T \geq 10^8$ К) приводят к тому, что участвующие в У.-а. ц. радиоакт. ядра, не успев распастись, выступают во взаимное действие с протонами. В результате сеть реакций У.-а. ц. значительно усложняется и меняется характер превращения изотопов C, N, O и F (напр., концентрация ядр ^{14}N может быть уже не очень большой). Такой У.-а. ц. наз. горячим. Вследствие быстрого изменения физ. условий в процессе звёздных вспышек равновесные концентрации изотопов, вообще говоря, не успевают устанавливаться. Поэтому при исследовании звёздных вспышек приходится проводить трудоёмкие расчёты, учитывающие кинетику ядерных превращений в сложной сети реакций горячего У.-а. ц.

Лит.: Родни У. С., Рольфс С., Горение водорода в массивных звездах, в кн.: Ядерная астрофизика, под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма, пер. с англ., М., 1986. Д. К. Набёжин.

УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ — величина, характеризующая быстроту вращения твёрдого тела. Численно U , $\omega = d\varphi/dt$, где $d\varphi$ — приращение угла поворота φ за промежуток времени dt . Вектор U , ω направлен при этом вдоль оси вращения (в ту же сторону, что и ω , при ускоренном вращении и в противоположную — при замедленном). При вращении вокруг неподвижной точки вектор U , ω $\varepsilon = d\omega/dt$ и направлен по касательной к географу вектора ω в соответствующей его точке.

УГЛОВОЕ УСКОРЕНИЕ — величина, характеризующая быстроту изменения гл. скорости твёрдого тела. При вращении тела вокруг неподвижной оси, когда его угл. скорость ω растёт (или убывает) равномерно, численно U , $\varepsilon = d\omega/dt$, где $d\omega$ — приращение, к-рое получает ω за промежуток времени dt . Вектор U , ε направлен при этом вдоль оси вращения (в ту же сторону, что и ω , при ускоренном вращении и в противоположную — при замедленном). При вращении вокруг неподвижной точки вектор U , $\varepsilon = d\omega/dt$ и направлен по касательной к географу вектора ω в соответствующей его точке.

УГЛОВОЙ МОМЕНТ — то же, что момент количества движения.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ — осп. характеристики процессов столкновений и распадов частиц. Являются эксперим. источником информации о свойствах атомных ядер и элементарных частиц.

В эксперименте по столкновению частиц непосредственно измеряют дифференц. сечение:

$$d\sigma \propto |R|^2 |\delta(\varepsilon_c + \varepsilon_a + \dots - \varepsilon_b - \varepsilon_d) \times \\ \times \delta(p_c + p_a + \dots - p_b - p_d)|^2 p_c^2 p_a^2 \dots$$

оно представляет собой ср. число столкновений частиц a и b в 1 с, при к-рых продукты реакции — частицы c, d, \dots имеют импульсы в пределах $d^3 p_c, d^3 p_a, \dots$ около p_c, p_a, \dots . Здесь R — матрица рассеяния, $\delta_{\nu}, \delta_{\nu_{\text{max}}}$ — энергии стелкающихся частиц. Интегрирование $d\sigma$ по всем направлениям (кроме направлений n_c, n_a, \dots движения частиц c, d, \dots) даёт угл. распределение $W(n_c, n_a, \dots)$, т. е. относит. число соударений dN , в к-рых вторичные частицы попадают в телесные углы $d\Omega(n_c), d\Omega(n_a), \dots$. Физ. угол. корреляции по сути дела является частным случаем физ. угл. распределения применительно к каскадным распадам типа: $a \rightarrow b + e, e \rightarrow c + d$.

Сохраняя законы налагают на вид матрицы рассеяния существ. ограничения [1]. Параметры матрицы рассеяния, к-рые не определяются из кинемат. соображений, наз. динамическими, они характеризуют взаимное действие, приводящее к данному процессу. Их определение — одна из задач исследования. Так, сопоставление дифференц. сечения, полученное в 1911 Э. Резерфордом (Е. Rutherford) в эксперименте по прохождению α -частиц через тонкую фольгу, с теоретически рассчитанным сечением рассеяния α -частиц на точечном электрич. заряде позволило Резерфорду построить планетарную модель атома с центральною положительно заряженным ядром, в к-ром сосредоточена осн. масса атома. Наблюдённое отклонение от теоретич. ф-лы

для параметров соударения $\sim 10^{-12}$ см позволило оценить размеры атомного ядра.

Аппарат матрицы рассеяния [1, 2]. Рассмотрим процесс $a + b \rightarrow c + d$ в системе центра инерции (с. п. и.); $p = p_a = -p_b$, $q = p_c = -p_d$; $n_1 = p/p$, $n_2 = q/q$ — импульсы и направления движения частиц до и после столкновения; s_n , n_i ($i = a, b, c, d$) — спины частиц и проекции спинов. Закон сохранения момента кол-ва движения накладывает ограничения на вид матрицы рассеяния $R(q, p)$, к-рые состоят в том, что ф-ция $R(q, p)$ не должна меняться при одновременном повороте импульсов p, q и спинов частиц a, b, c, d . Т. о., для бесспиновых частиц $R(q, p) = f(q, p, n_1, n_2)$; а в случае, когда $s_a = s_c = 1/2$, $s_b = s_d = 0$,

$$R(q, p) = f_1 + \sigma [n_2 n_1] f_2 + \sigma n_1 f_3 + \sigma n_2 f_4;$$

здесь σ — спиновые Паули матрицы, ф-ция f, f_1, \dots, f_4 зависят от скалярного произведения (n_1, n_2) , q, p .

Разложение матрицы рассеяния по собств. ф-циям оператора момента кол-ва движения для бесспиновых частиц имеет вид

$$R(q, p) = \sum_{j, M} Y_{jM}(n_2) Y_{jM}(n_1) A^j(p, q), \quad (1)$$

а для случая, когда $s_a = s_c = 1/2$, $s_b = s_d = 0$,

$$R(q, p) = \sum_{j_1, j_2, j, M} Y_{j_1 M}^{j_1}(n_2) Y_{j_2 M}^{j_2}(n_1) A_{j_1 j_2}^j(p, q). \quad (2)$$

Здесь $Y_{jM}(n)$ — шаровые функции, $Y_{jM}^{j_1}(n)$ — шаровые спиноры, описывающие состояние системы двух частиц с орбитальным моментом l , полным моментом j и проекцией полного момента M ; коэф. A^j и $A_{j_1 j_2}^j$ — ф-ция q и p . Если для рассматриваемого процесса, кроме закона сохранения момента кол-ва движения, имеют место и др. законы сохранения, то они накладывают ограничения на параметры $A^j, A_{j_1 j_2}^j$. Рассмотрим, напр., упругое рассеяние ($q = p$). Из закона сохранения пространственной чётности следует: $A_{j_1 j_2}^j = 0$ при $j_1 \neq j_2$. Для бесспиновых частиц из унитарности матрицы рассеяния следует:

$$A^j(p, p) = \exp(2i\delta_j) - 1,$$

(δ_j — вещественная фаза рассеяния). Поведение коэф. A при малой энергии рассеяния (или для неупругих процессов около порога) определяется величинами орбитальных моментов. Так, в случае упругого рассеяния бесспиновых частиц

$$\delta_j(p) \propto (2pr_0)^{2j+1} / (2j+1),$$

где r_0 — радиус взаимодействия. При данном значении импульса p существенны только орбитальные моменты $l \leq pr_0$, поскольку при данном радиусе взаимодействия r_0 частицы с причесальным параметром $l/p > r_0$ пролетают не рассеиваясь. Т. о., при низких энергиях в ф-лах вида (1), (2) достаточно ограничиться лишь небольшим числом членов. Это обстоятельство является основным при анализе большинства конкретных процессов: фазовом анализе рассеяния, трёхчастичного распада, каскадного распада и др.

Иногда удобно пользоваться разложением $R(q, p)$ по т. н. спиральным шаровым векторам [3].

Угловые распределения. Знание матрицы рассеяния даёт возможность определить угл. распределение продуктов разложения:

$$W(p_c, p_d, \dots; p_a, p_b) \propto \text{Sp}(R^* p_f R p_i), \quad (3)$$

где p_i и p_f — матрицы плотности начального и конечного состояния; p_i определяется поляризацией мишени и налетающего пучка. Если мишень бесспиновая, а налетающий пучок описывается спиновой ф-цией ψ , то $(p_i)_{mm} = \psi_m^* \psi_m$; если же налетающий пучок неполяризован, то $(p_i)_{mm} = \delta_{mm}$. Матрица p_f определяется условиями опыта: если регистрируются все вылетающие частицы, то $p_f = 1$, если же регистрируются, напр., только частицы, падающие в состояниях ψ_1 и ψ_2 с вероятностями P_1 и P_2 , то

$$p_f = P_1 \psi_1 \psi_1^* + P_2 \psi_2 \psi_2^*.$$

Особо следует рассмотреть случай, когда одна из частиц — фотон. Для фотона возможны лишь состояния с проекциями спина ± 1 на направление движения n , поэтому неполяризованному пучку фотонов соответствует матрица плотности

$$\rho_0 = \varphi_+(n) \varphi_+^*(n) + \varphi_-(n) \varphi_-^*(n); \quad (4)$$

здесь $\varphi_{\pm}(n)$ — нормированные собств. ф-ции оператора (спин) $\hat{S}_n \varphi_{\pm}(n) = \varphi_{\pm}(n)$ (здесь S — оператор спина фотона). Если состояние пучка фотонов описывается волновой ф-цией $\psi = \alpha_0 + \alpha_1 \hat{S}_n$ [это имеет место, в частности, при линейной $\alpha = \beta^*$ или циркулярной $\alpha = 1, \beta = 0$ (или $\alpha = 0, \beta = 1$) поляризациях фотонов], то $\rho_0 = \psi \psi^*$.

Применения. Рассмотрим искр-ые простейшие приложения описанного формализма к определению спинов и чётностей нестабильных частиц. Пусть, напр., в результате столкновений двух бесспиновых частиц образуется частица с собств. моментом J , к-рая затем распадается на те же две бесспиновые частицы. В этом случае модуль коэф. $A^j(p, p)$ в разложении (1) имеет максимум при искр-ом $p = p_{\text{рез}}$. Если это макс. значение $|A^j(p_{\text{рез}})|$ гораздо больше всех остальных коэф. ядра (1), то: а) полное сечение рассматриваемого процесса имеет пик при $p \approx p_{\text{рез}}$; б) угл. распределение в области пика имеет вид $|P_j(n_1, n_2)|^2$, где $P_j(n_1, n_2)$ — полином Лежандра. Отсюда можно определить спин J нестабильной частицы; чётность её равна $(-1)^{J-\pi_{\alpha}\pi_{\beta}}$, где $\pi_{\alpha}, \pi_{\beta}$ — чётности рассеивающихся частиц. В случае $s_a = 0$, $s_b = 1/2$ угл. распределение имеет вид

$$(j+1/2)^2 |P_{j+1/2}(n_1, n_2)|^2 + [1 - (n_1, n_2)^2] |P_{j+1/2}(n_1, n_2)|^2;$$

оно не зависит от чётности нестабильной частицы. В частности, для $j = 3/2$ получим $W = 1 + 3(n_1, n_2)^2$. Эта ф-ция довольно хорошо описывает распределение π -мезонов, рассеянных на протонах в области первого максимума полного сечения (с энергией ~ 180 МэВ в с. п. и.). Ответственная за это максимум нестабильная частица [т. н. нуклонная изобара $N_3^*(1238)$] имеет, т. о., спин $3/2$.

Пусть при соударении частиц a и b рождаются частицы l, g, \dots и нестабильная частица c , к-рая затем распадается на частицы s и d . Матричный элемент такого сложного процесса записывается как сумма по всем значениям проекции спина частицы c произведений матричных элементов первой и второй стадий процесса:

$$R_{m_s m_d m_g \dots m_l m_c} = \sum R_{m_s m_d m_g \dots m_l m_c}^i R_{m_s m_d m_g \dots m_l m_c}^i \quad (5)$$

Для R^i и R^{ii} получаем выражения вида (1), (2). Пользуясь (3) и (5), можно построить распределение продуктов реакции W . Просуммируем и проинтегрируем это распределение в с. д. и. частиц s по всем параметрам, кроме направления n относ. движения частиц c и d и направления n_i относ. движения частиц a и b . Тогда

$$W(p_c, p_d, \dots; p_a, p_b) \rightarrow W_0(n, n_i).$$

Существенно, что при $p_i = 1$ ф-ция $W_0(n, n_i)$ содержит сферич. гармоники $Y_{lm}(n)$ с $l \leq 2s_c$. Т. о., по кол-ву сферич. гармоник, необходимых для описания угл. распределения, можно определить наименьшее возможное значение спина s_c частицы c . Для двухчастичного распада нестабильной частицы с нулевым спином, а также для аналогичного распада частицы со спином $1/2$, если распад идёт с сохранением чётности, распределение продуктов распада изотропно. Если $s_c = 1/2$, чётность в распаде не сохраняется и частица c поляризована, то распределение продуктов распада неанізотропно (на этом принципе был основан опыт по доказательству несохранения чётности в слабых взаимодействиях; В. Ципльсон, 1957). В случае, когда одна из начальных (и одна из конечных) частиц имеет спин $1/2$, а остальные — нулевой спин, существует простой способ определения s_c [5]. При анализе трёхчастичных распадов пользуются т. н. диаграммами Далацца [6].

Угловые корреляции. Один из наиб. эффективных способов определения параметров нестабильных частиц — исследование угл. корреляции в каскадных распадах $a \rightarrow b + c, c \rightarrow d$. В системе покоя частицы c процесс характеризует-

са двумя направлениями: $n_1 = p_n/p_n$, $n_2 = p_e/p_e$. Если $p_1 = 1$, $p_2 = 1$, то угл. корреляция продуктов распада зависит только от n_1, n_2 : $dN \propto W(n_1, n_2) d\Omega(n_1) d\Omega(n_2)$. Ф-ция $W(n_1, n_2)$ определяет корреляцию (связь) направлений n_1 и n_2 . Наличие такой корреляции (на первый взгляд противоречащее представлению о статич. характере распада нестабильной частицы) объясняется тем, что частица с ненулевым спином имеет возможность «запомнить» направление n_1 за счёт своей поляризации: состояния с разл. проекциями m_s спина на направление n_1 рождаются, вообще говоря, с разными вероятностями; в противном случае корреляция между n_1 и n_2 , разумеется, отсутствует. Ф-ция $W(n_1, n_2)$ подчиняется по тому же правилу, что и угл. распределения [Ф-лы (3), (5)]. Напр., если $s_3 = s_4 = 0$, $s_5 = s_6 = 1/2$, то в предположении наименьшего орбитального момента и сохранения чётности получаем $W(x) = 1 + 3x^2$ при $s_3 = 3/2$; $W(x) = 1 - 2x^2 + 5x^4$ при $s_3 = 5/2$, и т. д.

Воздействие внешних полей на угловые корреляции. Метод угл. корреляций применим для описания каскадных распадов ядер в том случае, когда за время жизни промежуточного ядра внеш. воздействия не успели существенно изменить его поляриз. состояние. Практически возмущение корреляции могут быть вызваны взаимодействием магн. момента ядра с внеш. магн. полем (α), с магн. моментом электронной оболочки (*сверхтонкая структура*) (β) или взаимодействием квадрупольного электр. момента ядра с электр. полем, создаваемым средой в месте нахождения ядра (γ). Последнее имеет место в случае, когда нестабильное ядро находится в кристаллич. структуре; ф-ция корреляции при этом зависит не только от угла между векторами n_1 и n_2 , но и от ориентации их относительно кристаллографич. осей; в этом случае и сверхтонкое расщепление приводит к анизотропному возмущению корреляции. Усреднение такой корреляции по направлениям кристаллографич. осей даёт ф-цию корреляции для каскада, наблюдаемого в кристаллич. порошке.

Для газов и жидкостей в случае (β) возмущение корреляции изотропно, так что возмущающая ф-ция угл. корреляции, как и невозмущённая, зависит только от n_1, n_2 . В жидкости межмолекулярные расстояния меньше, чем в газах, а движения атомов неупорядочены, и поле, действующее на каждый атом, меняется случайным образом. Этим вызывается переориентация магн. момента оболочки, что посредством сверхтонкого расщепления сказывается на угл. корреляции. С ростом темп-ры частота ω возмущающего поля растёт и оболочка не успевает переориентироваться. Т. о., в пределе $\omega \rightarrow \infty$ угл. корреляция такая же, как и в случае сохранения полного момента (ядра и оболочки) при наличии сверхтонкого расщепления. Последний случай может иметь место только в газах, если время между соударениями больше времени жизни промежуточного ядра. Предел $\omega \rightarrow 0$ (в жидкости) соответствует кристаллич. порошку.

Возмущения корреляции во всех случаях уменьшают её. Напр., изотропное сверхтонкое возмущение переводит невозмущённую угл. корреляцию

$$1 + \sum_{k=1}^{s_3} A_{2k} P_{2k}(n_1, n_2) \quad \text{в} \quad 1 + \sum_{k=1}^{s_3} G_{2k} A_{2k} P_{2k}(n_1, n_2).$$

Здесь коэф. $G_{2k} \leq 1$ зависят только от параметров, описывающих взаимодействие промежуточного ядра. Влияние возмущения на угл. корреляцию существенно, если вызываемое им расщепление уровней промежуточного ядра сравнимо с собств. их шириной (или больше её). Чувствительность угл. корреляции к внеш. воздействию возрастает с ихпомощью получать информацию об электр. и магн. моментах ядер или, напр., о полях, действующих внутри кристалла. Наиб. подходит для этой цели каскадные распады с большим временем жизни промежуточного ядра.

Литт.: 1) Кинематика ядерных реакций, 2 изд., М., 1968; 2) Давидсон А. С. Теория атомного ядра, М., 1958; 3) Заставенко Л. Г. К вопросу об однозначности фазового анализа, «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 785; Jacob M., Wick G. C., On the general theory of collisions for particles with spin, «Ann. Phys.», 1959, v. 7, p. 404;

4) Lee Y. Y. [а. о.], Determination of spin of FO resonance, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 12, p. 342; 5) Adair R. K., Nuclear potential well depth, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 737; 6) Dalitz R. H., Decay of mesons of known charge, там же, 1046; 7) Biedenharn L. C., Rose M. E., Theory of angular correlations of nuclear radiations, «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 8) Steffen R. M., «Adv. Phys.», 1955, v. 4, № 14, p. 294. Л. Г. Заставенко.

УДАР твёрдых тел — совокупность явлений, возникающих при столкновении движущихся твёрдых тел, а также при нек-рых видах взаимодействия твёрдого тела с жидкостью или газом (У. струи о тело, У. тела о поверхность жидкости, гидравлик, У. действие зрывной или ударной волны на твёрдое тело и др.). Промежуток времени, в течение к-рого длится У., обычно очень мал (на практике $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с), а развивающиеся на площадях контакта соударяющихся тел силы (т. н. ударные, или мгновенные) очень велики. За время У. они изменяются в широких пределах и достигают значений, при к-рых ср. величины давления (напряжений) на площадях контакта имеют порядок 10^5 и даже 10^8 атм. Действие ударных сил приводит к значит. изменению за время У. скоростей точек тела. Следствиями У. могут быть также остаточные деформации, звуковые колебания, нагревание тел, изменение механич. свойств их материалов (в частности, их упрочнение), полиморфные и хим. превращения и др., а при скоростях соударения, превышающих критические, — разрушение тел в месте У. Критич. скорости для металлов имеют порядок 15 м/с (медь) — 150 м/с и более (высококачеств. стали).

Изменение скоростей точек тела за время У. определяется методами общей теории У., где в качестве меры механич. взаимодействия тел при У. вместо самой ударной силы P вводится её импульс за время Δt , т. е. величина

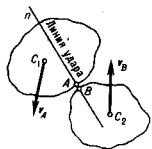
$$S = \int_0^{\Delta t} P dt = P_{\text{ср}} \Delta t.$$

из ударным импульсом. Одновременно, ввиду малости Δt , импульсами всех неуравных сил, таких, напр., как сила тяжести, а также перемещениями точек тела за время У. пренебрегают. Осн. ур-ния общей теории У. вытекают из теорем об изменении кол-ва движения и кинетич. момента системы при У. С помощью этих теорем, зная приложенный ударный импульс и скорости в начале У., определяют скорости в конце У., а если тело является несвободным, то и импульсные реакции связей.

Процесс соударения двух тел можно разделить на две фазы. 1-я фаза начинается с момента соприкосновения точек A и B тел (рис.), имеющих в этот момент скорости сближения $u_{Ax} - u_{Bx}$. Где u_{Ax} и u_{Bx} — проекции скоростей u_A и u_B на общую нормаль n к поверхностям тел в точках A и B , наз. линией удара. К концу 1-й фазы сближение тел прекращается, а часть их кинетич. энергии переходит в потенц. энергию деформации. Во 2-й фазе происходит обратный переход потенц. энергии упругой деформации в кинетич. энергию тел, при этом тела начинают расходиться и к концу 2-й фазы точки A и B будут иметь скорости расхождения $V_{Ax} - V_{Bx}$. Для совершенно упругих тел механич. энергия к концу У. восстановилась бы полностью и было бы $|V_{Ax} - V_{Bx}| = |u_{Ax} - u_{Bx}|$; наоборот, У. совершенно неупругих тел закончился бы на 1-й фазе ($V_{Ax} - V_{Bx} = 0$). При У. реальных тел механич. энергия к концу У. восстанавливается лишь частично вследствие потерь на образование остаточных деформаций, нагревание тел и др. Для учёта этих потерь вводится т. н. коэф. восстановления k , к-рый считается зависящим только от физ. свойств материалов тел:

$$k = \frac{|V_{Ax} - V_{Bx}|}{|u_{Ax} - u_{Bx}|} = \frac{(V_{Ax} - V_{Bx})_n}{(u_{Ax} - u_{Bx})_n}.$$

В случае У. по неподвижному телу $V_{Bx} = u_{Bx} = 0$ и $k = -V_{Ax}/u_{Ax}$. Значение k определяется эксперименталь-



но, напр. измерением высоты h , на к-рую отскакивает шарик, свободно падающий на горизонтальную плиту из того же материала, что и шарик, с высоты H ; в этом случае $k = \sqrt{h/H}$. По данным опытов, при соударении тел из дерева $k \approx 0,5$, из стали — $0,55$, из слоновой кости — $0,89$, из стекла — $0,94$. В предельных случаях при совершенно упругом U , $k=1$, а при совершенно неупругом — $k=0$. Зная скорости в начале U и коэф. k , можно найти скорости в конце U и действующий в точках соударения ударный импульс S .

Если центры масс тел C_1 и C_2 лежат на линии U , то U наз. центральным (U шаров); в противном случае — нецентральный. Если скорости v_1 и v_2 центров масс в начале U направлены параллельно линии U , то U наз. прямым; в противном случае — косым. При прямом центральном U двух гладких тел (шаров) 1 и 2

$$V_1 = v_1 - \frac{(1+k)M_2}{M_1+M_2}(v_1 - v_2),$$

$$V_2 = v_2 + \frac{(1+k)M_1}{M_1+M_2}(v_1 - v_2),$$

$$S = (1+k) \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (v_1 - v_2),$$

$$\Delta T = \frac{1-k^2}{2} \cdot \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (v_1 - v_2)^2,$$

где ΔT — потерянная за время U кинетич. энергия системы; M_1 и M_2 — массы шаров. В частном случае при $k=1$ и $M_1=M_2$ получается $V_1=v_2$ и $V_2=v_1$, т. е. шары одинаковой массы при совершенно упругом U обмениваются скоростями; при этом $\Delta T=0$.

Для определения времени U , ударных сил и вызванных им в телах напряжений и деформаций необходимо учесть механич. свойства материалов тел и изменения этих свойств за время U , а также характер начальных и граничных условий. Решение проблемы существенно усложняется не только из-за трудности чисто матем. характера, но и ввиду отсутствия достаточных данных о параметрах, определяющих поведение материалов тел при ударных нагрузках, что заставляет делать при расчётах ряд существенных упрощающих предположений. Наиб. разработана теория U совершенно упругих тел, в к-рой предполагается, что тела за время U подчиняются закону упругого деформирования (см. *Упругости теория*) и в них не появляются остаточная деформация. Деформация, возникающая в месте контакта, распространяется в таком теле в виде упругих волн со скоростью, зависящей от физ. свойств материала. Если время прохождения этих волн через всё тело много меньше времени U , то влиянием упругих колебаний можно пренебречь и считать характер контактных взаимодействий при U таким же, как в статич. состоянии. На таких допущениях основывается контактная теория удара Г. Герца (G. Hertz). Если же время прохождения упругих волн через тело сравнимо со временем U , то для расчётов пользуются волновой теорией U .

Изучение U неупругих тел — задача значительно более сложная, требующая учёта как упругих, так и пластич. свойств материалов. При решении этой задачи и связанных с ней проблем определения механич. свойств материалов тел при U , изучения изменений их структуры и процессов разрушения широко опираются на анализ и обобщение результатов многочисленных эксперим. исследований. Экспериментально исследуются также специфич. особенности U тел при больших скоростях (~сотен м/с) и при воздействии взрыва, к-рый в случае непосредств. контакта заряда с телом можно считать эквивалентным соударению со скоростью до 1000 м/с.

Кроме U твёрдых тел в физике изучают столкновения молекул, атомов и элементарных частиц (см. *Столкновения атомных*).

Лит.: Давиденков Н. Н., Динамические испытания металлов, 2 изд., Л.—М., 1936; Диник А. П., Избр. труды, т. 1 — Удар и сжатие упругих тел, К., 1952; Райнхарт Дж., Пирсон Дж.,

Поведение металлов при импульсных нагрузках, пер. с англ., М., 1958; Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959, гл. 6; Кильчевский Н. А., Теория соударений твёрдых тел, К., 1969; С. М. Тарг.

УДАРНАЯ ВОЛНА — движущаяся по шесту поверхность разрыва непрерывности скорости течения, давления, плотности и др. величин. U в. возникает при взрывах, детонации, при сверхзвуковых движениях тел (см. *Сверхзвуковое течение*), при мощных электрич. разрядах и т. д. Напр., при воздушном взрыве взрывающих веществ (ВВ) образуются высокотемпературные продукты, находящиеся под большим давлением. Продукты взрыва под действием давления расширяются, приводя в движение и сжимая сначала ближайшую, а затем всё более далекую слои воздуха. Поверхность, к-рая отделяет сжатый воздух от невозмущённого, представляет собой U в.

Простейший пример возникновения и распространения U в. — сжатие газа в трубе поршнем. Если первоначально покоящийся поршень мгновенно приходит в движение с пост. скоростью u , то сразу же несовершенство перед ним возникает U в. Скорость её распространения D по невозмущённому газу постоянна и больше u . Поэтому расстояние между поршнем и U в. увеличивается пропорц. времени движения. Скорость газа за U в. совпадает со скоростью поршня (рис. 1). Если поршень разгоняется до

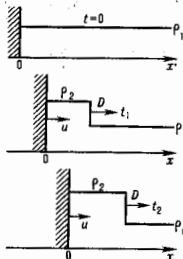


Рис. 1. Распределения плотности в последовательные моменты времени $t=0$, t_1 , t_2 в ударной волне, возбуждаемой поршнем, движущимся с постоянной скоростью u (D — скорость ударной волны; $D > u$).

скорости u постепенно, то U в. образуется не сразу. Вначале возникает волна сжатия с непрерывным распределением плотности и давления. С течением времени крутизна волны сжатия нарастает, т. к. возмущения от ускоремого поршня догоняют её и усиливают, приводя в итоге к разрыву непрерывности всех гидродинамич. величин и к образованию U в. (см. *Газовая динамика*).

Существуют прямые U в. в к-рые вещество втекает по нормали к поверхности и косые U в. Последние возникают, напр., при сверхзвуковом движении тел — ракет, сносимых комет, аппаратов, снарядов и др., когда перед телом движется U в. Геометрия U в. зависит от формы тела и от др. параметров. Поэтому в системе координат, где U в. покоится, газ втекает в каждый элемент её поверхности под своим углом. Если этот угол не прямой, то элемент поверхности представляет собой косую U в. На косой U в. претерпевает разрыв нормальная составляющая скорости вещества, но тангенциальная составляющая непрерывна. Следовательно, на косой U в. линии тока преломляются (о косых U в. см. *Уголочная скачок*). Путём перехода к новой системе координат, движущейся параллельно поверхности разрыва, косую U в. всегда можно свести к прямой. Поэтому первостепенный интерес представляют прямые U в., и далее речь идёт только о них.

Законы ударного сжатия. Состояния вещества по обе стороны U в.: давление p , плотность ρ , скорость течения относительно U в. v и уд. внутр. энергия e связаны т. и. соотношениями Рэнкина — Гюгонио:

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1, \quad p_2 + \rho_2 v_2^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2,$$

$$e_2 + p_2 / \rho_2 + v_2^2 / 2 = e_1 + p_1 / \rho_1 + v_1^2 / 2, \quad (1)$$

к-рые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к величинам перед У. в. и за ней. Кроме того, величины ϵ , p и r связаны *уровнем состояния*. Скорость распространения У. в. по невозмущённому веществу равна $D = -v_1$. Т. о., при заданных параметрах течения перед волной p_1 и r_1 шесть величин: D , p_2 , p_1 , ϵ_2 , v_1 , v_2 связаны пятью уравнениями, т. е. У. в. при заданных p_1 и r_1 характеризуется всего одним независимым параметром, напр. D или p_2 , через к-рый могут быть выражены все остальные величины.

Интенсивность У. в. обычно характеризуют относительно скачком давления $(p_2 - p_1)/p_1$ или *Маха числом* $M_1 = D/a_1$, где a_1 — скорость звука в веществе перед У. в. Для У. в. малой и большой интенсивности соответственно $(p_2 - p_1)/p_1 \ll 1$, $M_1 \approx 1$ и $(p_2 - p_1)/p_1 \gg 1$, $M_1 \gg 1$. Если $(p_2 - p_1)/p_1 \rightarrow 0$, то $M_1 \rightarrow 1$. Из системы (1) получаются следующие выражения для v_1 и v_2 и для скорости течения и относительно вещества перед У. в. (скорость газа в лаб. системе координат на рис. 1):

$$v_1^2 = V_1^2 \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}, \quad v_2^2 = V_2^2 \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2},$$

$$u = |v_1 - v_2| = \sqrt{(p_2 - p_1)(V_1 - V_2)} \quad (2)$$

(где $V = 1/\rho$ — уд. объём), а также соотношение

$$\epsilon_2 - \epsilon_1 = (1/2)(p_2 + p_1)(V_1 - V_2), \quad (3)$$

к-рые наз. *ур-нием ударной адиабаты (УА)* или адиабаты Погоньо. Др. форма записи ур-ния УА эквивалентна (3):

$$w_2 - w_1 = (1/2)(p_2 - p_1)(V_1 + V_2),$$

где w — уд. энтальпия. Вместе с ур-нием состояния в виде $\epsilon = \epsilon(p, V)$ ур-ние (3) выражает зависимость p_2 от V_2 и от параметров вещества перед У. в. — p_1 , V_1 , т. е. представляет собой ф-цию $p_2 = H(V_2, p_1, V_1)$, к-рую также называют УА или адиабатой Погоньо.

Вместе со скачком давления и плотности в У. в. терпят разрыв и др. термодинамич. величины, в т. ч. энтропия s . Законы сохранения (1) формально допускают существование У. в. как сжатия, так и разрежения. Однако, согласно *второму началу термодинамики*, реально осуществимы только такие У. в., в к-рых энтропия возрастает. Этому требованию удовлетворяют У. в. сжатия и не удовлетворяет У. в. разрежения, если всюду на УА вторая изэнтропич. производная уд. объёма по давлению существует и положительна:

$$(\partial^2 V / \partial p^2) > 0. \quad (4)$$

Нарушение этих условий встречается редко и связано с наличием на УА изломов или перегибов (рис. 2), возможных

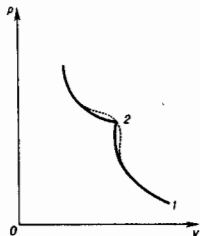


Рис. 2. Ударная адиабата (УА) с изломом или с перегибом (штриховая линия в точке 2); p , V — давление и объём вещества. Точка 1 соответствует состоянию вещества перед ударной волной.

при *фазовых переходах* в твёрдых телах (плавление, полиморфные превращения и др.) или при их пластич. деформациях, а также в газах в окрестностях критич. точки (Я. Б. Зельдович, 1946). С точностью до существования таких «аномалий» УА справедлива теорема Цемплера (1905), согласно к-рой возможны только У. в. сжатия. При

указанных «аномалиях» УА в соответствии с теоретич. предсказаниями У. в. разрежения были получены экспериментально.

У. в. движется по исходному веществу со сверхзвуковой скоростью $D > a_1$, $M_1 > 1$. Поэтому газодинамич. возмущения из области за У. в. не проникают в вещество перед ней и не влияют, следовательно, на его состояние. Скорость У. в. относительно вещества за ней дозвуковая, $v_2 < a_2$, $M_2 = v_2/a_2 < 1$, благодаря чему пространственное распределение газодинамич. величин за У. в. влияет на зависимость её интенсивности от времени. Напр., возмущения от ускоряющегося поршня, к-рый сжимает в трубе газ и создаёт У. в., догоняют и усиливают У. в. Приращение энтропии в У. в. малой интенсивности — величина третьего порядка малости, поэтому такую У. в. можно считать изэнтропичной. При неогранич. возрастании интенсивности У. в. сжатие, т. е. отношение p_2/p_1 , остаётся ограниченным.

Устойчивость У. в. как гидродинамич. разрыва нарушается в случаях ур-ний состояния очень специального вида, приводящих к таким аномалиям формы УА (С. П. Дьяков, 1954), к-рые выражаются в виде неравенств

$$J^2(\partial V / \partial p)_H < -1 \quad \text{или} \quad J^2(\partial V / \partial p)_H > 1 + 2M_2, \quad (5)$$

где $J^2 = u^2/V^2 = (p_2 - p_1)/(V_1 - V_2)$; $(\partial V / \partial p)_H$ — произвольная вдоль УА. В случае первого из неравенств (5), выполняющегося на УА с изломами и перегибами типа изображённых на рис. 2, У. в. расширяется на конфигурацию из двух или большего числа волн. Вещество с такими ур-ниями состояния, при к-рых УА удовлетворяла бы второму из неравенств (5), по-видимому, не существует, хотя соответствующие ур-ния состояния и не запрещены термодинамически.

У. в. в газах. Формулы для У. в. имеют особенно простой вид в случае газа с пост. теплоёмкостью, т. е. когда $\epsilon = p/\rho(\gamma - 1)$, $p/\rho = RT/\mu_0$, где $\gamma = (c_p + R)/c_v$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и объёме (показатель адиабаты), R — газовая постоянная; μ_0 — относит. мол. масса, T — темп-ра. В этом случае ур-ние УА выражается в явном виде:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_2}{(\gamma + 1)V_2 - (\gamma - 1)V_1}. \quad (6)$$

По сравнению с обычной адиабатой (адиабатой Пуассона), для к-рой $p_2/p_1 = (V_1/V_2)^\gamma$, УА характеризуется большим возрастанием давления при сжатии (рис. 3). Это является

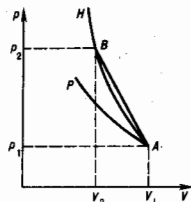


Рис. 3. Ударная адиабата H и адиабата Пуассона P, проходящие через общую точку A начального состояния (B — точка конечного состояния УА).

следствием необратимости нагрева газа в У. в. Параметры газа за У. в., отнесённые к их значениям перед У. в., выражаются через M_1 :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2},$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - \gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (7)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2}$$

В пределе больших интенсивностей, т. е. при $M_1 \rightarrow \infty$,

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, p_2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_1 D^2, \\ \rho_2 &= \frac{2}{\gamma+1} D, T_2 = \frac{2(\gamma-1)\rho_0 D^2}{(\gamma+1)^2 R}. \end{aligned} \quad (8)$$

Т. о., сколь угодно интенсивная У. в. не может сжать газ более чем в $h = (\gamma+1)/(\gamma-1)$ раз. Предельное сжатие h тем выше, чем больше теплоёмкость c_v (меньше γ). Напр., для одноатомного газа $\gamma = 5/3$, $h = 4$, для двухатомного, напр. для воздуха, $\gamma = 7/5$, $h = 6$. Однако ф-лы (6)–(8) имеют ограниченную применимость даже для идеального, т. е. достаточно разреженного газа (хотя и очень полезны при оценках и выявлении качественных закономерностей). В газе при высоких темп-рах происходят диссоциация молекул, хим. реакции, ионизация, что связано с затратами энергии, изменением теплоёмкости и числа частиц. При этом е сложным образом зависит от p и V . Если эта зависимость (ур-ние состояния) известна, то параметры газа за У. в. можно найти путём численного решения ур-ний (1)–(3).

Табл. 1.

M_1	D , км/с	p , атм*	ρ_2/ρ_1	T_2 , К
1	0,34	1	1	288
1,6	0,54	2,8	2,0	400
2,4	0,81	6,6	3,3	600
3,0	1,02	10,7	4,1	800
3,6	1,2	15	4,6	1000
5,9	2,0	43	6,1	2000
11,6	3,9	169	8,9	5000
21	7,2	570	11,4	$1 \cdot 10^4$
36	12,2	1660	11,2	$2 \cdot 10^4$
66	22,4	5480	9,4	$5 \cdot 10^4$
113	38	$1,6 \cdot 10^4$	8,9	$1 \cdot 10^5$
194	66	$4,7 \cdot 10^4$	8,4	$2 \cdot 10^5$
324	110	$1,3 \cdot 10^5$	6,2	$5 \cdot 10^5$
530	180	$3,5 \cdot 10^5$	7,0	$1 \cdot 10^6$

* 1 атм = 101325 Па.

В табл. 1 приведены параметры за У. в. в воздухе (перед У. в.: $p_1 = 1$ атм, $T_1 = 288$ К, $\rho_1 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Структура У. в. У. в., рассматриваемая в гидродинамике как разрыв, в действительности представляет собой переходный слой конечной протяжённости, к-рую называют шириной У. в. В нём происходят необратимые процессы перехода вещества из нач. состояния перед У. в. в конечное состояние за ней. В плотных газах ширина У. в. обычно пренебрежимо мала по сравнению с характерными размерами областей непрерывного течения по обе стороны У. в. Но в разреженных газах нередки случаи, когда это не так. Напр., на больших высотах в атмосфере У. в., движущаяся перед сверхзвуковым детальным аппаратом, может иметь ширину, сравнимую с расстоянием от начала переходного слоя до поверхности аппарата. Это необходимо учитывать при расчётах аэродинамики и температурного режима на поверхности.

В структуре У. в. сжатия существуют две области — т. п. вязкий скачок уплотнения (СУ), к-рый образуется под действием вязкости и теплопроводности, и следующая за ним релаксационная зона, обусловленная другими, относительно медленными релакс. процессами (если таковые имеются). В зависимости от природы среды, от её состояния перед У. в. и от интенсивности У. в. это может быть релаксация молекулярных колебаний, установление хим. и иониз. равновесия, в конденс. средах — фазовые переходы и др. В У. в. достаточно малой интенсивности, распространяющейся по холодному газу ($T_1 \ll 1000$ К), возбуждение колебаний и изменение состава газа незначительны и структура У. в. определяется только СУ.

Структура СУ. Простейшая теория структуры СУ основана на ур-ниях динамики вязкого теплопроводящего газа. Ур-ния в системе координат, в к-рой У. в. покоится, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\rho v) &= 0, \rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} + \frac{4d}{3dx} \mu \frac{dv}{dx} = 0, \\ \rho v T \frac{dT}{dx} &= \frac{4}{3} \mu \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 + \frac{d}{dx} \kappa \frac{dT}{dx}, \end{aligned} \quad (9)$$

где μ и κ — коэф. вязкости и теплопроводности. Граничные условия: исчезновение градиентов перед У. в. при $x = -\infty$ и за ней при $x = +\infty$. Кроме того, $\rho = \rho_1$, $p = p_1$, $v = v_1 = -D$ при $x = -\infty$. Преобразование третьего ур-ния с помощью термодинамики, тождества $T ds = dv - \kappa dp$ и интегралы дают первые интегралы системы:

$$\begin{aligned} \rho v &= \rho_1 v_1, \rho + \rho v^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} = p_1 + \rho_1 v_1^2, \\ w + \frac{v^2}{2} - \frac{1}{\rho_1 v_1} \left(\kappa \frac{dT}{dx} + \frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} \right) &= w_1 + \frac{v_1^2}{2}; \end{aligned} \quad (10)$$

в качестве начала координат можно выбрать любую точку внутри СУ. Для связи параметров на границах $x = \pm \infty$ получаются соотношения (1). Пример структуры СУ для случая $\mu/(c_v + R)\kappa = 3/4$, к-рый допускает аналит. решение системы (10), представлен на рис. 4. Величины p , v ,

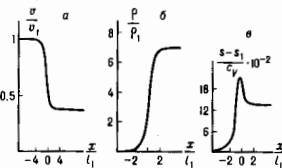


Рис. 4. Распределения скорости (а), давления (б), энтропии (в) в вязком скачке уплотнения (СУ) с числом $M_1 = 2$ в газе с $\gamma = 7/5$ и коэффициентом вязкости, не зависящим от температуры; l_1 — длина свободного пробега молекул.

T монотонно изменяются от своих нач. значений до конечных, энтропия же проходит через максимум. Наличие максимума связано с действием теплопроводности, т. к. обусловленное ею приращение энтропии менее нагретых слоев положительно, а более нагретых — отрицательно. Вязкость приводит только к возрастанию энтропии. Благодаря вязкости часть кинетич. энергии набегающего на У. в. потока вещества превращается в энергию хаотич. движения, т. е. в тепло. СУ не имеет резких границ, по практически всё изменение величин в нём происходит в слое конечной протяжённости δ , к-рую и называют условно шириной (или эфф. шириной) У. в. По порядку величины в У. в. малой интенсивности $\delta = l_1 p_2 / (p_2 - p_1) \gg l_1$, где l_1 — длина свободного пробега молекул. В У. в. большой интенсивности величина δ очень мала, $\delta \sim l_1$, и структуру СУ теоретически исследуют на основе кинетического уравнения Больцмана или путём численного моделирования У. в. на ЭВМ молекулярной динамикой методом.

Релаксационная зона. В релакс. зоне величины p , r , T , v изменяются только потому, что меняется ур-ние состояния, т. к. некие его параметры «релаксируют», в результате чего уд. внутр. энергия зависит от времени t явно:

$$e = e(p, r, t). \quad (11)$$

Напр., при колеб. релаксации идеального газа $e = p/\rho(\gamma_0 - 1) + e_v(t)$, где γ_0 — значение γ для газа с невозбужденными молекулярными колебаниями, e_v — уд. колеб. энергия. Её зависимость от времени определяется ур-нием колеб. релаксации. При хим. реакциях и ионизации роль «релаксирующих» параметров играют концентрации компонент газа. При завершении релаксации явная зависимость e от t исчезает и (11) переходит в обычное ур-ние состояния. Зависимости p , r и v от t или от коор-

днаты x (связанной с t соотношением $dx = vdt$) вычисляется по ф-лам (1), в к-рых роль p_2, ρ_2, v_2 играют текущие значения ф-ций $p(x)$ и т. д., и ф-ле (11). «Релаксирующие» параметры определяются соответствующими ур-ниями релаксации. Из первых двух ур-ний (1) следует, что p и V в релаксац. зоне связаны линейным соотношением

$$p - p_3 = (\rho_1 D)^2 (V_3 - V). \quad (12)$$

где p_3 и V_3 — значения p и V в начале релаксац. зоны. Точка, описывающая состояние газа на плоскости p, V (рис. 5), движется вследствие релаксации вдоль продолжения луча 3, 1 от точки 3 до точки 2, к-рая отвечает завершению релаксации и расположена на УА II. Точка 3 принадлежит УА I, вычисленной в предположении, что релаксац. процессы не происходят вовсе. Луч, на к-ром

го газа в СУ происходит за счёт его адиабатич. сжатия кулоновскими силами, не допускающими различия в степени сжатия ионов и электронов (к-рое привело бы к сильному пространственному разделению зарядов). Релаксация в У. в. связана с обменом энергией при столкновении электронов с ионами, приводящим к выравниванию темп-р электронного и ионного газов. Релаксация происходит очень медленно (по сравнению с процессами в СУ), т. к. доля передаваемой энергии при одном столкновении частиц, сильно различающихся по массе, очень мала. В формировании структуры У. в. важную роль играет электронная теплопроводность, к-рая гораздо больше ионной и приводит к заметному прогреву электронного газа перед СУ (рис. 7).

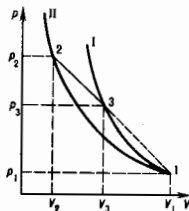


Рис. 5. Диаграмма давление (p)—объем (V) для ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным (релаксирующим) возбуждением части степеней свободы.

расположены точки 1, 2, 3, удовлетворяет соотношению (11) и наз. прямой Микхельсона—Рэлея. Качественный характер изменения p, ρ, v и T в релаксац. зоне показан на рис. 6. Темп-ра поступат. движения молекул

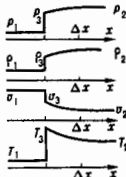


Рис. 6. Распределение давления p , плотности ρ , скорости газа v и температуры T в релаксационной зоне ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным возбуждением части степеней свободы.

в релаксац. зоне уменьшается, т. к. энергия этого движения расходуется на возбуждение др. степеней свободы. Вследствие уменьшения T относительное увеличение давления меньше, чем плотности. Напр., расчёты ширины релаксац. зоны Δx и изменения T и ρ , обусловленного колебат. релаксацией и диссоциацией молекул в воздухе при $p_1 = 1$ мм рт. ст. ($1,33 \cdot 10^3$ Па), $T = 300$ К и $D = 4,7$ км/с ($M_1 = 14,2$): $\Delta x \approx 5$ мм, $T_3 \approx 10700$ К, $T_2 \approx 6200$ К, $\rho_3/\rho_1 = 6$, $\rho_2/\rho_1 \approx 10,2$. Явление релаксации в У. в. широко используется для эксперим. изучения кинетики возбуждения колебаний, диссоциации, хим. реакций, ионизации и др., к-рое обычно проводится в опытах с ударными трубами.

Одномерное стационарное течение в релаксац. зоне может быть неустойчиво относительно турбулентизации, подобно процессам в структуре детонац. волны (см. Детонация). Однако для этого необходимо сочетание редко (в отличие от детонац. волн) выполняемых в У. в. условий — наличия большого периода индукции в релаксац. зоне и затем быстрой релаксации.

У. в. в плазме. Когда У. в. большой интенсивности распространяется по ионизованному газу, в СУ электронный газ сам по себе (т. е. при электрон-электронных столкновениях) нагревается значительно слабее ионного, т. к. в системе координат, где У. в. покоится, втекающие в неё электроны обладают ничтожной кинетич. энергией. Большой, но тоже малый по отношению к ионам нагрев электроно-

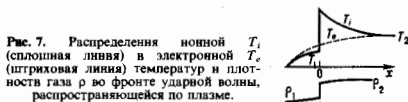


Рис. 7. Распределение ионной T_1 (сплошная линия) в электронной T_2 (штриховая линия) температур и плотности газа ρ на фронте ударной волны, распространяющейся по плазме.

Ионизирующая У. в. Если за У. в., распространяющейся по неионизованному газу, темп-ра $T_2 \geq 10000$ К, газ в У. в. ионизируется на десятки доли и более. (Относит. концентрация ионов резко возрастает с увеличением темп-ры и значительно слабее — с уменьшением плотности газа.) Осн. механизмом является ионизация атомов электронным ударом. Необходимую для этого энергию электронный газ получает при упругих столкновениях электронов с атомами и ионами. Развивающаяся лавина электронной ионизации с относительно небольшого кол-ва начальных, затраченных электронов. Они могут появляться при столкновениях атомов (хотя эфф. сечение ионизации атомами очень мало), в результате реакции ассоциативной ионизации типа $N + O + 2,8 \text{ эВ} \rightarrow NO^+ + e$ (такой процесс идёт в воздухе), путём фотоионизации атомов перед СУ УФ-излучением, испускаемым нагретым газом за У. в. Неясность в отношении конкретного механизма нач. накопления электронов часто затрудняет интерпретацию эксперим. результатов по структуре ионизационной волны не очень большой интенсивности. В релаксац. зоне темп-ра электронов T_e меньше темп-ры атомов и ионов T , т. к. электронный газ затрачивает большую по сравнению с kT_e энергию на ионизацию атома. Зависимость T_e от T в релаксац. зоне определяется балансом энергий, затрачиваемой электронами на ионизацию и получаемой при упругих столкновениях с атомами и ионами. Чем более интенсивна У. в., тем больше разность $T - T_e$ в релаксац. зоне. В той её части, где состав газа близок к равновесному, становится существенным процесс, обратный ионизации, т. е. электрон-ионная рекомбинация. При достижении ионизаци. равновесия выравниваются и темп-ры T_e, T . Ширина релаксац. зоны обратно пропорциональна p_1 .

У. в. с темп-рами в десятки и сотни тысяч К происходит многократная ионизация атомов. Достаточное нач. накопление электронов, за к-рым следует лавинообразная ионизация, обеспечивается фотоионизацией (см. перед СУ УФ-излучением, приходящим из-за У. в. Вследствие сильного теплопроводного прогрева электронного газа уже перед СУ достигается значит. степень ионизации и от горячего электронного газа несколько нагревается и ионный. На рис. 8 показаны результаты расчёта структуры, подобной У. в., распространяющейся в сильно разреженной атмосфере, когда лучистый теплообмен (см. ниже) не играет роли. Плотн. ρ_1 соответствует высоте ~ 70 км над уровнем моря.

Излучение У. в. При увеличении интенсивности У. в. возрастает роль эл.-магн. излучения в формировании её структуры. Если темп-ра выше неск. десятков тысяч К и газ достаточно плотный для того, чтобы излучение за У. в. было термодинамически равновесным, ширина У. в. определяется лучистым теплообменом. Все газы непро-

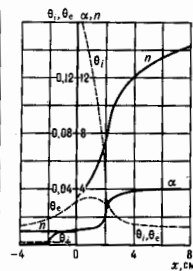


Рис. 8. Распределения относительной плотности ионов $n = N/N_0$, степени ионизации α , безразмерных электронной и ионной температур $\theta_e = kT_e/M_e D^2$, $\theta_i = kT_i/M_i D^2$ (M_i — масса атома) в ударной волне в воздухе при $D = 58$ км/с; плотность атомов перед ударной волной $\rho_1 = 3,5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

ранны в более или менее дальней УФ-области спектра, к к-рой относится б. ч. всей энергии равновесного излучения при рассматриваемых высоких темп-рах. Эта энергия, излучаемая газом за У. в., поглощается перед СУ и сильно прогревает несжатый газ. При этом зона прогрева простирается гораздо дальше вперед СУ, чем это было бы в случае только электронной теплопроводности. Вследствие прогрева газа перед СУ темп-ра непосредственно за ним выше T_2 , т. е. темп-ра в структуре У. в. проходит через максимум. В воздухе с нормальной плотностью перед У. в. ширина У. в., определяемая лучистым теплообменом, имеет порядок 10^{-4} см, тогда как ионизация, структура, аналогичная показанной на рис. 8, при такой плотности занимала бы всего 10^{-3} см. Чем выше T_2 , тем интенсивнее поток равновесного излучения σT^4 (где σ — постоянная Стефана — Больцмана) и тем больше ширина прогретого слоя и его темп-ра $T_{\text{пр}}$. Напр., в воздухе, имеющем перед волной нормальную плотность, при значениях T_2 , равных 25000 К, 50000 К и 150000 К, темп-ра $T_{\text{пр}}$ соответственно равна 1400 К, 4000 К и 50000 К. При $T_2 \approx 30000$ К темп-ра У. в. достигает T_2 и остается равной ей в более интенсивных У. в. При очень больших интенсивностях У. в. в наряду с лучистым теплообменом становятся существенными плотность энергии и давление излучения. Рассмотренная выше роль излучения в формировании структуры У. в. относится к случаю, когда за У. в. излучение находится в термодинамическом равновесии с газом. Для этого размеры области нагретого газа за У. в. должны быть много больше длин иррегов излучения. В разреженных газах это условие обычно не выполняется. В таких случаях интенсивность излучения может быть слишком мала, чтобы повлиять на У. в. (см. также *Излучение плазмы*).

Измерение яркости У. в. позволяет судить о темп-ре T_2 . При $T_2 \geq 10000$ К прогретый слой воздуха частично экранирует видимое излучение газа, идущее из-за У. в., к-рое в холодном воздухе распространялось бы практически без поглощения. Эффект экранировки не позволяет регистрировать очень высокие значения T_2 . В воздухе нормальной плотности яркостная темп-ра никогда не превышает 50000 К, сколь бы велика не была темп-ра T_2 .

Экспериментальные (в осн. в опытах с ударными трубами) и теоретич. исследования излучения У. в. имеют большое практич. значение в связи с проблемами защиты сверхзвуковых летательных аппаратов от радиац. перегрева, создания мощных импульсных источников эл.-магн. излучения и др.

Магнитогидродинамические У. в. распространяются в электропроводящем (ионизованном) газе в присутствии внеш. магн. поля. Их теория строится на основе уч-ий *магнитной гидродинамики*. Соотношения типа (1) с учетом магн. сил дополняются условиями, к-рым подчиняются элктрич. и магн. поля на границе двух сред. Магн. эффекты проявляются тем сильнее, чем больше отношение магн. давления $H^2/8\pi$ к давлению газа, где H — напряженность магн. поля. Благодаря дополнит. параметрам и нерменным, характеризующим величину и направление магн. поля по обе стороны разрыва, магнитогидродинамик. У. в. отличаются большим разнообразием свойств по сравнению с обычными У. в.

Бесстолкновительные У. в. В чрезвычайно разреженной плазме (лабораторной, космической), где частицы практически не сталкиваются между собой, также возможны У. в. При этом ширина У. в. оказывается гораздо меньше длин пробега частиц. Механизм диссипации, приводящей к превращению части кинетич. энергии направленного движения невозмущенного газа (в системе координат, движущейся вместе с У. в.) в энергию теплового движения, связан с коллективными взаимодействиями в плазме и возбуждением плазменных колебаний. В присутствии магн. поля в *бесстолкновительных ударных волнах* существенны также эффекты закручивания ионов и индуктирования элктрич. полей при вытеснении магн. поля движущейся плазмой. Масштабом ширины бесстолкновительных У. в. служит величина c/ω_p , где c — скорость света, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m}$ — плазменная частота.

У. в. в *газовых средах*. При распространении У. в. по газу с малой объемной концентрацией пыли в СУ ускоряется, сжимается и нагревается только газовая компонента, т. к. макроскопич. частицы пыли очень редко сталкиваются между собой, а при взаимодействии с газом их скорость и темп-ра изменяются сравнительно медленно, и за СУ в релаксационной зоне происходит постепенное выравнивание скорости течения и темп-р компонент. При этом относительная массовая концентрация пыли проходит через максимум, т. к. в СУ она была понижена, а в среднем по всему объему должна быть такой же, как перед У. в. Часто пыль бывает горючей (в угольных шахтах, на мельницах, элеваторах и т. д.). Изучение условий возгорания пыли в У. в. с возможным переходом горения в детонацию — одна из важных научных и прикладных проблем.

У. в. в *конденсированных средах*. В конденсированных средах (твердых телах и жидкостях) в У. в., получаемых в лаб. условиях, достижим чрезвычайно широкий диапазон давлений. При детонации конденсированных ВВ возникает и затем переходит в контактирующее с ВВ исследуемое вещество — твердое тело или жидкость — У. в. с давлением до неск. сотен кбар. С помощью кумулятивных зарядов достигаются давления порядка мегабар. Для получения У. в. очень большой интенсивности используются также снаряды, газовые и др. пушки, к-рым разгоняются снаряды — пластины, ударяющие затем по преграде из исследуемого вещества. Благодаря разработанным в 1940—50-х гг. методам получения и диагностики У. в. стали möglich и во многом незаменимым средством экперим. исследования физ.-хим. и др. свойств веществ в экстремальных условиях. Особенно широко У. в. используются для определения ур-ий состояния твердых тел и жидкостей при высоких давлениях и темп-рах, не достижимых в статич. экспериментах. Измерив две скорости — D и u , можно вычислить p_2 и v_2 по формулам

$$p_2 - p_1 = Du/V_1, v_2/v_1 = (D-u)/D.$$

к-рые следуют из (2), и найти затем ϵ_2 из (3). (Скорость и измеряется эл.-магн. методом или т. п. методом отскока — путем измерения скорости отталкивающейся пластины, образующейся при выходе У. в. на свободную поверхность исследуемого образца.) Производя измерения и расчеты при разл. интенсивностях У. в., находят зависимости p_2 и ϵ_2 от v_2 на УА. Иногда вместо или дополнительно к скорости и измеряют давление (пьезодатчиком), плотность (рейтген) или темп-ру (в прозрачных веществах). (Применительно к конденсир. средам такие измерения менее универсальны и обычно технич.сск более сложны.) В табл. 2 приведены данные для УА свинца:

Табл. 2.

D , км/с	p_2/p_1	p_2 , кбар	ϵ_2 , эрг/г	T_2 , К*
3,2	1,3	250	25,4	1050
6,5	1,9	2250	471	15100
8,1	2,2	4010	965	26400

* Значения T_2 вычислены по ур-нию состояния.

$\rho_1 = 11,34 \text{ г/см}^3$, $T_1 \approx 300 \text{ К}$. УА жидкостей и (с точностью до сравнительно малых отклонений, связанных с изменением характера деформации при переходе через предел упругости) твёрдых тел при малых степенях сжатия, $\rho_2/\rho_1 \leq 1,3$, мало отличаются от изотропии и обычно хорошо аппроксимируются ф-лой

$$p = A[(\rho/\rho_1)^n - 1],$$

где A и n — параметры, определяемые при аппроксимации. Напр., для воды $A \approx 3000 \text{ атм}$, $n \approx 7-8$, для металлов $n \approx 4$, для железа, меди и дуралиниями значения A соответственно равны 500, 250 и 200 кбар. Более информативные данные об ур-ниях состояния получаются в тех случаях, когда для одного и того же вещества удаётся измерить не одну, а две или более экв. УА. Для этого нужно изменить параметры нач. состояния вещества. Это достигается: а) путём отражения У. в. от жёсткой преграды. Отражённая У. в. распространяется по веществу, сжато и нагревотому в падающей У. в.; б) путём спец. приготовления вещества в сильно пористом состоянии. Напр., естественным пористым состоянием воды или льда является рыхлый снег. При ударноволновом сжатии до одного и того же ул. объёма пористое вещество всегда нагревается сильнее и давление в нём обычно больше. Поскольку ур-ние состояния определяет связь между ϵ , p и V на плоскости p , V , а не только на отд. линиях, таким эмпирич. способом получить ур-ние состояния нельзя. Но можно найти или существенно уточнить параметры апалитич. ур-ния состояния, полученного к.-л. др. приближённым способом. Это особенно важно, поскольку теория ур-ний состояния конденс. сред базируется на весьма приближённых моделях и её возможности количественных предсказаний ограничены. Таким полумпирич. путём найдены ур-ния состояния мн. элементов и соединений — металлов, сплавов, минералов, горных пород, полимеров, воды и др. жидкостей. Данные об ур-нии состояния элементов, минералов и горных пород, полученные в опытах с У. в., нашли широкое применение в науке о Земле и др. планетах Солнечной системы и позволили перейти в изучении внутр. строения планет и их спутников на качественно новую ступень.

Ширина СУ в У. в. большой интенсивности в конденсир. средах примерно в 1000 раз меньше, чем в газах нормальной плотности. Столь же сильно сокращается зона колеб. релаксации в молекулярных жидкостях и кристаллах при одинаковой тем-ре T_2 . Плавление происходит настолько быстро, что в структуре У. в. очень редко удаётся наблюдать твёрдое тело в метастабильном, перегретом состоянии. Скорость полиморфных превращений изменяется в чрезвычайной широкой пределах в зависимости от механизма перестройки кристаллич. решётки и от интенсивности У. в. Если новая кристаллич. модификация может быть получена путём упорядоченного малого смещения атомов, обусловленного объёмной и сдвиговой деформацией исходной решётки (механизм т. н. мартенситного типа), то после некоего нерезания (отбесител. термодинамич. границы фаз) превращение идёт очень быстро — за времена порядка 10^{-8} с или менее. Необходимая степень пересечения зависит от кол-ва и распределения дефектов исходной решётки (начальных и возникающих в процессе ударноволнового сжатия) и от концентрации новой фазы. Поэтому диапазон давлений, в к-ром сосуществуют обе кристаллич. модификации, обычно велик по сравнению с термодинамическим равновесием. Быстрая перестройка решётки наблюдается, напр., в железе и галогенидах калия. Если для построения новой кристаллич. решётки нужны сложные перестановки атомов, осуществимые путём термодиффузии с преодолением огромных активацион. барьеров от песк. эВ до десятков эВ, новая кристаллич. модификация либо не образуется вовсе (вплоть до таких интенсивностей У. в., при к-рых обладает эк. термодинамич. устойчивости заканчивается и образуется др. кристаллич. фаза более высокого давления или вещество плавится), либо образование новой кристаллич. модификации происходит путём термодиффузии в местах сильного неоднородного разогрева исходной решётки при пластич. течении

(т. е. гетерогенный механизм фазового перехода). При этом остальная масса вещества находится в метастабильном состоянии. Напр., при распространении У. в. по кварциту не наблюдается образования более плотной фазы высокого давления — козита, а переход в ещё более плотную модификацию — стивовит (или стивовитоподобную аморфную фазу) продолжается вплоть до давлений $\sim 400-450 \text{ кбар}$, тогда как в термодинамич. равновесных условиях образование стивовита в У. в. началось и заканчивалось бы в относительно узком интервале давлений в окрестности точки с давлением $\sim 100 \text{ кбар}$. Не претерпевший фазового превращения кварцит теряет устойчивость и аморфизуется при давлениях 230—300 кбар.

Образовавшиеся в У. в. кристаллич. и аморфные структуры нередко сохраняются сколько угодно долго в метастабильных состояниях после снятия давления. Исходное вещество тоже может быть в метастабильном состоянии. Такое многообразие возможностей используется для получения в У. в. известных и новых модификаций веществ с заданными, часто уникальными физико-хим. и механич. свойствами, напр. тскн. алмаза и высокотвёрдой модификации нитрида бора — борозана. Уникальность свойств метастабильных веществ, получаемых в У. в., обусловлена тем, что воздействие У. в. на конденсир. вещество не эквивалентно медленному сжатию и нагреву. Важна кинетика процессов в У. в. и при последующей разгрузке.

У. в. используются в научных технол. процессах упрочнения машиностроительных деталей, резки и сварки металлов, прессования порошков и др.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; 2) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; 3) Кузнецов Н. М., Термодинамические функции и ударные диабаты воздуха при высоких температурах, М., 1965; 4) Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И., Релаксационные процессы в ударных волнах, М., 1965; 5) Вейлькович А. Л., Дигерман М. А., Физика ударных волн в газах и плазме, М., 1987; 6) Арикович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; 7) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; 8) Кузнецов Н. М., Устойчивость ударных волн, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 493; 9) Альтшулер Л. В., Применение ударных волн в физике высоких давлений, «УФН», 1965, т. 85, в. 2, с. 197; 10) Динамические исследования твёрдых тел при высоких давлениях, Сб., пер. с англ., М., 1965; 11) Аврорин Е. Н. [и др.], Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества, «УФН», 1993, т. 163, № 5, с. 1.

Н. М. Кузнецов, Ю. П. Райзер.

УДЕЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ (n) — характеризует электронную поляризуемость единицы массы вещества в высокочастотном (д.-магн. поле световой волны). У. р. вещества равна его молекулярной рефракции K , делённой на молекулярную массу M . У. р. может быть выражена через показатель преломления n вещества иск. способами; чаще всего её записывают в виде

$$n^2 = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\rho},$$

где ρ — плотность вещества.

УДЕЛЬНЫЙ ВЕС (γ) — отношение веса тела P к его объёму V : $\gamma = P/V$. У. в. может быть определён и через плотность ρ вещества: $\gamma = g\rho$, где g — ускорение свободного падения. У. в. не является однозначной характеристикой вещества, т. к. зависит от величины g (следовательно, от географич. широты места измерений). Эллипсид измерения У. в. служат Н/м³ (СИ), дин/см³ (СГС); 1 Н/м³ = 0,1 дин/см³.

УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЁМ — объём, занимаемый единицей массы вещества; величина, обратная плотности.

УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ — осуществление условий, при к-рых высокотемпературная плазма сохраняет в заданном объёме свои плотность (концентрацию ядер) n и темп-ру T в течение достаточно длит. времени. В исследованиях по управлению термоядерной синтезу (УТС), где и возник терм. к. п., необходимая длительность t содержания ср. кинетич. энергии ядра (энергетич. время жизни) оцeni-

вается из условия, что темп убыли этой энергии за единицу времени, $(3/2)T/\tau$, не превышает темпа выделения энергии в актах синтеза в расчёте на одно ядро:

$$\frac{e_{\text{я}}}{t_{\text{я}}} > \frac{3T}{\tau} \quad (1)$$

Здесь $e_{\text{я}}$ — энергия ($\sim M\text{эВ}$), выделяемая при синтезе двух ядер; $t_{\text{я}} \approx 1/n\langle\sigma v\rangle$ — ср. время между актами слияния ядер; $\sigma(v)$ — сечение слияния ядер с относит. скоростью v ; угл. скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей. Темп-ра выражена в энергетич. шкале. Её характерный масштаб $T \sim 10$ кэВ (сгмп-ра) кэВ соответствует $11 \cdot 10^8$ К). В «рабочем» диапазоне темп-ры дейтерий-тритиевой плазмы от 10 до 20 кэВ скорость термоядерной реакции растёт приблизительно квадратично с темп-рой ($\langle\sigma v\rangle \sim \text{const } T^2$). В этом случае неравенство (1), определяющее ниж. границу энергетич. времени жизни, может быть записано в виде

$$nT \geq 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{кэВ} \cdot \text{с} \quad (2)$$

или

$$pT \geq 3 \text{ ат} \cdot \text{с}, \quad (3)$$

где $p = 2nT$ — давление плазмы (1 ат = 10^5 Па = $0,62 \cdot 10^{21}$ кэВ/м³). (Коэф. 2 возник в результате учёта давления электронов, равного в дейтерий-тритиевой плазме давлению ядерной компоненты.) К условию (3) следует добавить условие «управляемости» термоядерной реакции. Оно состоит в ограничении на энергосодержание плазмы $3NT$, а следовательно, на общее число частиц $N = nV$ (V — объём плазмы). Если исходить из ограничения $3NT \lesssim 5$ ГДж, к-рое при разумной оценке $\tau \geq 1$ с соответствует мощности термоядерного реактора на уровне мощности крупной электростанции (~ 1 ГВт), то при $T \sim 10$ кэВ общее число ядер дейтерия и трития не должно превышать $N_{\text{макс}} \sim 10^{24}$.

Из неравенства (3) можно сделать вывод, что термоядерные реакции в плазме возможны в двух противоположных случаях.

1) Если плазма не подвержена действию внеш. сил, то она свободно разлетается во все стороны со скоростью порядка тепловой скорости $v_T = \sqrt{3T/M}$ ядер со ср. массой M . Для D — T плазмы с равными концентрациями дейтерия и трития

$$v_T \approx 10^6 \sqrt{T(\text{кэВ})} \text{ [м/с]}.$$

Давление плазмы заметно надаёт лишь за время разлёта $\sim R/v_T$, где R — характерный нач. размер нагретой плазмы. В течение промежутка времени $t = kR/v_T$ ($k \ll 1$) параметры плазмы можно считать неизменными, и если плотность плазмы и соответственно её давление очень высоки (плотность n на два порядка выше твердотельной, соответственно давление $p \sim 10^{10} - 10^{11}$ ат), то необходимое условие осуществления термоядерной реакции (3) может быть выполнено. Поскольку сохранение нач. высокой плотности энергии происходит за счёт инерции плазмы ($\tau \propto \sqrt{M}$), то такой подход к осуществлению управляемой термоядерной реакции назвали *инерциальным удержанием* плазмы. При инерциальном удержании нач. термоядерная плазма создаётся с помощью лазерного излучения (см. *Лазерный термоядерный синтез*) или пучков ускоренных частиц. Инерциальное удержание осуществляется и при взрыве термоядерной бомбы. Квазипрерывное выделение термоядерной энергии в УТС на основе инерциального удержания должно происходить в виде микровзрывов с периодом $\Delta t \gg \tau$ при общем числе взрывов в каждом микровзрыве $N < N_{\text{макс}}$. Как было отмечено выше, при $N \sim N_{\text{макс}} \sim 10^{24}$ энергосодержание термоядерной плазмы ~ 5 ГДж. Ср. мощность здесь определяется периодом повторения микровзрывов и при $\Delta t = 1$ с будет такой же, как и при $\tau \approx 1$ с в условиях квазистационарного удержания.

2) При стационарном (или квазистационарном) удержании, когда время жизни плазмы превышает время свободного разлёта, её давление передаётся, в конечном счёте, на конструкцию, материалы и ограничено их прочностью (\sim соед. атмосф.). Согласно условию (3), энергетич. время

жизни должно быть достаточно большим: $\tau > 3$ ме при $p = 1000$ ат; $\tau > 3$ с при $p = 1$ ат. Такие длительности удержания требуют отдаления высокотемпературной области плазмы от стенок камеры или, точнее, многократного спада давления от максимального в центре до минимального на краях. Снабжающее распределение давления можно осуществить при маг. У. и

Магнитное У. n — наиб. обширная область исследований в проблеме УТС. Она традиционно делится на три составные части: равновесие; устойчивость; процессы переноса энергии и частиц.

Равновесие. При помещении плазмы во внеш. магн. поле его взаимодействие с электрич. токами, неизбежно возникающими в плазме, находящейся в магн. поле, или специально возбуждаемыми в ней, может уравновесить градиент давления плазмы во всём её объёме (см. *Равновесие плазмы*, *Магнитные ловушки*). Цилиндрич. плазмозинный шнур, огирающийся тородами на электродах, может быть уравновешен в радиальном направлении собств. магн. полем B пропускаемого по нему электрич. тока (*пинч-эффект*). Уравновешивание плазмы по всем направлениям собств. магн. полем невозможно. Это следует из интегральной теоремы вириала:

$$\int (2p_{\perp} + p_{\parallel}) dV = \oint \left\{ \frac{B^2}{2\mu_0} r dS - \frac{Br(BdS)}{\mu_0} \right\}. \quad (4)$$

Здесь p_{\perp} — давление в поперечном, а p_{\parallel} — в продольном направлении к магн. полю B ; dV — элемент объёма интегрирования, ограниченного поверхностью, проходящей вне плазмы, где её давление равно нулю; dS — векторный элемент этой поверхности; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (в единицах СИ). При распространении области интегрирования до бесконечности правая часть (4) обращается в нуль, если нет внешних магн. поля, и необходимое условие равновесия не выполняется.

Равновесие тороидального плазмозинного шнура круглого сечения с малым a и большим R радиусами при наличии тороидального поля B_z внутри и B_{θ} вне плазмы (системы «токамак» и «пинч с обращённым магн. полем») описывается условиями равновесия по малому и большому радиусам тора:

$$\langle p \rangle = \frac{B_z^2 - B_{\theta}^2}{2\mu_0} + \frac{B_{\theta}^2}{2\mu_0}, \quad (5)$$

$$B_z = \frac{a}{2R} B_{\theta} \left\{ \ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_1}{2} + \beta_{\theta} \right\}. \quad (6)$$

Здесь угл. скобки означают усреднение по объёму плазмы; $B_{\theta} = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_z$; l_1 — индуктивность единицы длины плазмозинного шнура с распределённым тороидальным током; B_{θ} — создаваемое внеш. проводниками поперечное плоскостн тора магн. поле, удерживающее тороидальный плазмозинный шнур от растяжения. Его направление таково, что с внеш. стороны тора оно усиливает, а с внутренней ослабляет собств. поле $B_z = \mu_0 J / 2\pi a$ тороидального тока J .

Равновесие по большому радиусу тора в *стеллараторах* обязано взаимодействию вторичной тороидальной компоненты плотности тока с эфф. азимутальным магн. полем стелларатора.

Устойчивость. Удовлетворение теоретич. условиям равновесия ещё не достаточно для У. п. Плазма — чрезвычайно неоднородная среда. Случайно возникшие в ней возмущения могут паразитать и разбрасывать плазму. Поэтому удерживающее магн. поле должно быть таким, чтобы плазма, по крайней мере, сохраняла бы свои положение и форму, т. е. была бы устойчивой по отношению к крупномасштабным, магнитогидродинамич. возмущениям (см. *Стабилизация неустойчивостей плазмы*).

Процессы переноса энергии и частиц. Сложная геометрия магн. поля, необходимая для макроскопически устойчивого равновесия плазмы, приводит в общем случае к усилению, зависящим от геометрии поля («нео-классическим переносом» энергии и частиц плазмы, т. е. к ухудшению её удержания (см. *Перенос процессов*). Поэто-

му конфигурация удерживающего магн. поля должна выбираться такой, чтобы траектория дрейфового движения частиц в магн. поле не слишком сильно отклонилась от магн. поверхности. Ещё большую опасность для У. п. представляет возможность развития мелкомасштабной турбулентности плазмы, зависящей от распределения плотности n , темп-ры T , плотности продольного тока $J_{||}$, а также от ф-ции распределения частиц по скоростям, приводящей к аномальным переионам, т. е. к сильному ухудшению удержания. Проблема нереноса оказалась главной в УТС на основе магн. удержания.

Кроме магн. удержания в разное время выдвигались др. идеи У. н.—электростатического, удержание газовым обломком, комбинациями этих методов с магн. удержанием. Эти методы не получили широкого развития.

Лит.: Шафранов В. Д., Равновесие плазмы в магнитном поле, в сб.: Вопросы теории плазмы, в 2, под ред М. А. Леонтовича, М., 1963; Захаров Л. Е., Шафранов В. Д., Равновесие плазмы с током в тороидальных системах, там же, в. 11, под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Каломцева, М., 1982; Пустовитов В. Д., Шафранов В. Д., Равновесие и устойчивость плазмы в стеллараторах, там же, в. 15, под ред. Б. Б. Каломцева, М., 1987.

В. Д. Шафранов.

УДЕРЖАНИЕ ЦВЕТА (англ. color confinement)—центральная гипотеза совр. теории сильных (ядерных) взаимодействий, основанной на квантовой хромодинамике (КХД). Согласно КХД, все адроны, т. е. мезоны и барионы, состоят из кварков и глюонов, характеризующихся квантовым числом *цвет*. Однако при в природе, ни в экспериментах при высоких энергиях *кварки* и *глюоны* в свободном виде не обнаружены. Гипотеза У. ц. состоит в том, что эти частицы могут существовать только в связанном виде внутри адронов и что ненаблюдаемость свободных кварков и глюонов имеет не временный, а принципиальный характер и должна следовать из КХД. Если эта гипотеза правильна (в чём сходятся большинство исследователей), то здесь впервые в истории физики возникает ситуация, когда «составляющие» объекты принципиально, а не в силу техн. трудностей невозможно выделить (ср. с тем, что молекулы можно расширить на атомы, атомы—на ядра и электроны, ядра—на нуклоны и т. н.). Параллельность ситуации усугубляется тем, что кварки, из к-рых состоят обычные адроны (нуклоны, π -мезоны и др.), имеют массу, много меньшую, чем сами адроны, а глюоны и вовсе безмассовы.

Пока не существует полностью убедительного и общепризнанного физ. механизма У. ц. Это связано с тем, что КХД является теорией с «сильной связью», поэтому проверить эту или иную гипотезу У. ц. очень сложно. Более того, даже сам критерий У. ц., т. е. то, что необходимо доказать, непросо сформулировать математически. Рассмотрим наиб. распространённые идеи, привлекаемые для объяснения У. ц. в рамках КХД.

2. В предложенные механизмы У. ц. можно разделить на 2 направления: первое условно назовём «кваркноровой цвет», второе—«линейный потенциалом». Согласно гипотезе кваркноровой цвета, глюонное поле, создаваемое отд. кварком, поляризует вакуум настолько сильно, что из вакуума со стопроцентной вероятностью рождается антикварк, полностью кваркноровый цветовой заряд пробного кварка. Аналогично, в случае пробного глюона, внесённого в вакуум, рождается другой глюон, кваркноровый цветовой заряд первого. Конкретным механизмом кваркноровой цвета мог бы быть (В. Н. Грибов, 1985) аналог хорошо изученного в квантовой электродинамике (КЭД) явления свертки, кулоновского взаимодействия. (Известно, что при заряде ядра $Z > 137$ уровнем энергии электрона опускается ниже порога дираковского моря электронов с отрицат. энергиями.) При этом становится энергетически выгодным рождение электрон-позитронной пары, причём электрон остаётся вблизи ядра и частично экранирует его кулоновское поле на больших расстояниях, а позитрон уходит на бесконечность.

На малых расстояниях кварк создаёт цветное поле, отсвачивающее, в силу *асимптотической свободы*, малому заряду. Однако на больших расстояниях эфф. цветовой

заряд растёт и мог бы достичь критич. значения, при к-ром стало бы энергетически выгодным (по аналогии с КЭД) рождение кварк-антикварковой пары. При этом антикварк остался бы вблизи нервого кварка, образовав «бесцветное» состояние—мезон, а рождённый кварк ушёл бы на бесконечность.

Сильная сторона гипотезы экранноровой цвета—её относительная наглядность, а также согласие с тем фактом, что У. ц. носит «мягкий» характер: совокупность эксперим. данных по адронным процессам при высоких энергиях не даёт оснований считать, что кварки внутри адронов удерживаются к-л. большими силами. Слабой стороной данной гипотезы является то, что экраннорика может произойти лишь при эфф. заряде кварков порядка единицы. При этом уже нельзя полагать, что в задаче существенно лишь цветное поле пробного кварка: при большом заряде становится вероятным рождение виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар. Проблема оказывается существенно теоретико-полевой, и аналогия с КЭД может быть обманчивой.

Кроме того, имеются основания предположить, что У. ц.—свойство не только реального мира, в к-ром есть кварки, но и воображаемого «чисто глюонного» мира, в к-ром кварков не существует, а есть только взаимодействующие между собой в соответствии с теорией Янга—Миллса глюонные поля. Такое упрощение КХД наз. квантовой глюодинамикой. Эксперим. данных о «чисто глюонном мире, разумеется, нет, однако некую информацию о квантовой глюодинамике можно получить путём моделирования теории поля с помощью компьютерных методов типа Монте-Карло. Компьютерное моделирование указывает, что У. ц. может осуществляться и без кварков, поэтому механизмом У. ц. вряд ли является экраннорика цвета с помощью кварков.

Второй возможный механизм У. ц.—длинный потенциал—состоит в следующем. Если поместить на нек-ром расстоянии друг от друга в качестве пробных цветных зарядов бесконечно тяжёлые кварк и антикварк в таком воображаемом мире, то, согласно гипотезе линейного потенциала, между ними будет действовать не зависящая от расстояния сила притяжения (численно она оказывается равной ок. 14 Т). Эта сила препятствует разлетанию кварка и антикварка, в результате чего они образуют связанное состояние—мезон. Аналогичные силы действуют между 3 кварками, образующими др. связанное состояние—барион.

Осн. предположение этой гипотезы—сила не убывает с увеличением расстояния между кварками. (Если бы она убывала, то, приложив достаточно большую энергию, можно было бы разорвать связанное состояние, т. е. «ионизировать» цвет, что противоречило бы идее У. ц.) Физика ещё не сталкивалась с подобным дальним действием между микроскопич. объектами. К настоящему времени предложена лишь одна теоретико-полевая модель, в к-рой не убывающая с расстоянием сила притяжения зарядов, по видимому, реализуется: это двумерная модель типа Джордана—Плюшко, исследованная А. М. Поляковым [1].

Существует нек-рая физ. аналогия требуемого дальнего действия. Представим себе бесконечный сверхпроводник, в к-рой внесены два идеально узких (и также бесконечных по длине) солениода с током. Концы этих солениодов являются источниками магн. поля—как бы *магнитными монополиями*. Однако в идеальном сверхпроводнике магн. поле не проникает (эффект Мейснера). Поскольку, с др. стороны, магн. линии должны быть замкнуты, в какой-то области сверхпроводимость обязана быть разрушенной, что соответствует проигрышу в энергии. Потеря энергии будет минимальной, если сверхпроводимость разрушится по прямой, соединяющей концы солениодов (магн. монополии). Подобная ситуация осуществляется в сверхпроводниках II рода. Между монополиями образуется «бриксовская нить», в к-рой сжаты магн. линии, идущие от одного монополя к другому. Энергетич. затраты на образование «бриксовской нити» пропорциональны её длине, т. е. расстоянию между монополиями. Т. о., между монополиями

в сверхпроводнике действует линейно растущий потенциал, соответственно сила притяжения между ними не убывает с расстоянием, как бы велико это расстояние не было.

Выдвинута гипотеза (С. Мандельштам [2], т'Хоофт), согласно к-рой У. ц. в глюонидинамике осуществляется с помощью т. н. дуального эффекта Мейснера. В основе сверхпроводимости лежит конденсация куперовских пар электронов. Магн. поле не проникает в конденсат электрич. зарядов, а между магн. зарядами (монополиями) образуется линейный потенциал. Если бы в глюонидинамике происходила конденсация цветных магн. монополий (в теории Янга—Миллса существуют конфигурации глюонного поля, имеющие характер магн. монополей, в отличие от обычной электродинамики, где монополии можно создать лишь искусственно с помощью бесконечно узких соленоидов), то в такую среду не должны были бы проникать цветозлектрич. силовые линии, отвечающие электрич. компонентам цветного поля (дуальный эффект Мейснера). В этом случае внесённые цветные заряды соединялись бы трубкой из электрич. силовых линий, внутри к-рой конденсат монополей был бы разрушен. В результате между цветными зарядами возник бы линейный потенциал. Отметим, что в упомянутой выше двумерной теоретико-полевой модели реализуется близкий к описанному механизм У. ц.

Этот красивый механизм У. ц. остаётся пока гипотезой. Анализировать проверку этой гипотезы (как и мн. других, см. обзоры [3, 4]) крайне затруднено, т. к. «силовая связь» presently применяется традиционно, методов теоретич. физики. В теории сильных взаимодействий используются (с 1980) методы прямого численного моделирования теории поля, в частности для исследования проблемы У. ц. [4]. Разумеется, численный метод, учитывающий большое, но всё же конечное число степеней свободы, не может доказать рост кварк-антикваркового потенциала до асимптотически больших расстояний. Однако даже обнаруженный в компьютерных «измерениях» рост потенциала на промежуточных расстояниях (область проведённых измерений примерно до 1,5 Ф) факт нетривиальный. (На рост кварк-антикваркового потенциала на таких расстояниях указывает и анализ в рамках потенциальных моделей реально существующих в природе связанных состояний тяжёлых кварков.) Имеются также компьютерные свидетельства того, что при высокой темп-ре (ок. 200 МэВ) в КХД происходит фазовый переход к «деконфайнменту» — состоянию вещества, в к-ром нет У. ц., а ядерная материя существует в форме кварк-глюонной плазмы. Такой фазовый переход может иметь важные последствия для космологии горячей стадии Вселенной. Однако физ. механизм этого фазового перехода остаётся непонятным, если не считать нек-рых данных о причастности к нему конфигураций глюонного поля типа описанных выше цветных монополей.

Несмотря на впечатляющие кол-во «эксперим. данных», полученных с помощью компьютерного моделирования теории поля (см. *Решётки метод*), многие исследователи подвергают сомнению его адекватности физ. реальности, поскольку условия такой адекватности (большой объём системы, малый шаг численной решётки, малость «затравочной» константы связи и др.) если и выполняются, то с натяжкой. По-видимому, надо с нек-рой осторожностью относиться к компьютерным данным, поскольку они, помимо прочего, указывают на то, что линейный потенциал существует не только между кварком и антикварком, но и между двумя глюонами (точнее, двумя пробными источниками с цветным зарядом глюона). Если предположить (как это обычно делается), что в глюонидинамике существуют связанные состояния глюонов — «бесцветные» глоболы, то асимптотич. линейного потенциала между глюонными источниками не может быть: было бы энергетически более выгодным рождение глоболов, т. е. наблюдаемый рост потенциала между глюонами есть предасимптотич. эффект. В таком случае нельзя исключить, что и наблюдаемый при численном моделировании линейный потенциал между кварком и антикварком тоже есть не асимптотическое, а временное явление.

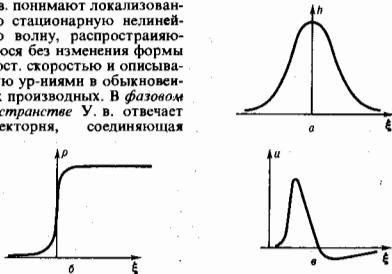
Наконец, даже если в чисто глюонном мире имеет место неограниченно растущий линейный потенциал между статич. кварками, то в реальном мире с лёгкими кварками его быть не может; т. к. при большом разведении пробных кварка и антикварка становится энергетически выгодным рождение кварк-антикварковых пар, образующих обычные мезоны. Иными словами, линейно растущий потенциал неизбежно «окраивается» лёгкими кварками. Поэтому возможно, что для создания реалистич. количественной теории адронов придётся комбинировать идеи линейного потенциала с идеей экранировки цвета. Строго говоря, доказательством У. ц. было бы установление того, что в корреляторах «бесцветных» (калибровочно-инвариантных) токов нет порогов рождения цветных кварков и глюонов, а есть только полюса и пороги, отвечающие бесцветным состояниям — мезонам и барionsам.

Проблема У. ц. — одна из наиб. фундам. проблем совр. теоретич. физики. Уникальность ситуации состоит в том, что накоплен богатейший эксперим. материал по свойствам адронов и их взаимодействиям, и вместе с тем, даже если будет обнаружен следующий, более глубокий уровень материи (напр. окажется, что кварки сами являются составными объектами), то это не поможет решению проблемы У. ц. до конца быть объяснено в рамках существующей теории — КХД.

Лит.: 1) Polyakov A. M., Quark confinement and topology of gauge theories, «Nucl. Phys.», 1977, v. 120B, p. 429; 2) Mandelstam S., Vortices and quark confinement in non-Abelian gauge theories, «Phys. Reports», 1976, v. 23C, p. 245; 3) Симонов Ю. А., Модели конфайнмента, в сб.: Физика элементарных частиц (Материалы XXII Зимней школы ЛИЯФ), Л., 1987, с. 3; 4) Максименко Ю. М., Метод Монте-Карло в калибровочных теориях на решётке, «УФН», 1984, т. 143, с. 161.

УЕДИНЕННАЯ ВОЛНА — волновое движение (см. Волны), к-рое в каждый момент времени локализовано в конечной области пространства и достаточно быстро убывает с удалением от этой области. Типичная У. в. имеет вид одиночного импульса или перепала (рис.), по У. в. может иметь и более сложную структуру.

В более узком смысле под У. в. понимают локализованную стационарную нелинейную волну, распространяющуюся без изменения формы с пост. скоростью и описываемую ур-ниями в обыкновенных производных. В *Фазовой пространстве* У. в. отвечает траектория, соединяющая



Примеры уединённых волн: *a* — стационарное возвышение (солитон) на мелкой воде; *h* — смещение поверхности жидкости; *b* — ударная волна небольшой амплитуды в газе; *p* — изменение давления; *u* — импульс возмущения в аксионе нервяка; *u* — потенциал мезона. По осм абсцисс отложена переменная $\xi = t - vx$, где *t* — время, *x* — координата, *v* — скорость уединённой волны.

две разл. точки равновесия или возвращающаяся в ту же самую точку. К У. в. относится, напр., такие типы нелинейных волн, как ударные волны в диссипативной среде, стационарные импульсные волны возбуждения в активных средах (напр., нервные импульсы) и солитон в среде без потерь.

Лит. см. при ст. Солитон. Л. А. Остроумов. **УЙЛЕРА — ДЕ ВИТТА УРАВНЕНИЕ** — основное ур-ние квантовой геометродинамики, представляющей собой направление квантовой теории гравитации, в основе к-рого лежит применение гамильтонова формализма для систем

со связями к квантованию гравитационного поля. В рамках этого формализма происходит потеря релятивистской ковариантности теории в результате разбивания единого 4-мерного пространства-времени на 3-мерное пространство и время, причём объектом динамики является именно 3-мерное пространство, а не пространство-время. В связи с тем, что гравитационное поле обладает калибровочной инвариантностью, часть Гамильтона уравнений для него представляет собой связи 1-го рода и после квантования эти связи, действуя на физ. состоянии, должны давать нулевой результат. Именно это требование приводит к У.—Де В. у., именуемому вид

$$\left\{ G_{abcd} \left[\frac{\delta}{\delta g_{ab}} \right] \left[\frac{\delta}{\delta g_{cd}} \right] - g^{1/2} {}^3R \right\} \Psi [g_{ab}] = 0, \quad (1)$$

где g_{ab} — метрика (метрич. тензор) 3-мерного пространства; g — детерминант этой метрики; 3R — внутр. скалярная кривизна 3-мерного пространства (3-геометрии); G_{abcd} — суперметрика Де Витта, равная

$$G_{abcd} = g^{-1/2} \left[\frac{1}{2} (g_{ac} g_{bd} + g_{ad} g_{bc} - g_{ab} g_{cd}) \right];$$

$\Psi [g_{ab}]$ — вектор состояния, функционально зависящий от метрики g_{ab} . Это ур-ние предложено в 1967 Дж. А. Уилером (J. A. Wheeler) и Б. С. Де Виттом (B. S. De Witt) в качестве обобщения Шредингера уравнения на случай гравитационного поля с бесконечным числом степеней свободы. Ур-ние (1) рассматривается совместно с др. ур-ниями связей:

$$g_{ac} \left\{ \frac{\delta \Psi [g_{ab}]}{\delta g_{ab}} \right\}_b = 0, \quad (2)$$

где символ $|$ обозначает взятие 3-мерной ковариантной производной, а само ур-ние (2) выражает тот факт, что вектор состояния Ψ не меняется при координатных преобразованиях метрики, т. е. Ψ определяется 3-геометрией, а не её конкретной параметризацией. У.—Де В. у. описывает квантовую эволюцию 3-геометрии пространства. Эта эволюция происходит в т. н. суперпространстве, представляющем собой многообразие, элементами к-рого являются 3-геометрии с разл. метриками g_{ab} .

Решения У.—Де В. у. не содержат явно времени и пространственных координат. Их однозначная вероятностная интерпретация и введение времени, как правило, возможно только в той области, где применимо квазиклассическое приближение квантовой геометродинамики, в к-ром вектор состояния представляется в виде $\exp(iS/\hbar)$, где S — действие системы. Тогда ур-ние (1) переходит в ур-ние Эйнштейна — Гамильтона — Якоби

$$G_{abcd} \left[\frac{\delta S}{\delta g_{ab}} \right] \left[\frac{\delta S}{\delta g_{cd}} \right] + g^{1/2} {}^3R = 0,$$

к-рое представляет собой Гамильтона — Якоби уравнение для гравитационной системы и описывает классич. динамику общей теории относительности.

Из-за indefinitности (см. *Indefinitная метрика*) суперметрики G_{abcd} структура ур-ния (1) в суперпространстве напоминает Клейна — Гордона уравнение для релятивистской квантовой частицы в физ. пространстве-времени. Поэтому в квантовой космологии предпринимались попытки построения формализма вторичного квантования для вектора состояния $\Psi [g_{ab}]$, в рамках к-рого Ψ становится оператором, а отд. решения У.—Де В. у. («селенные») будут представлять квантовые частицы, движущиеся в суперпространстве. Этот подход наз. также третьим квантованием, т. к. уже сам вектор состояния Ψ является объектом квантовой («вторично квантованной») теории поля. В отд. решениях У.—Де В. у. топология пространства не меняется. Предполагается, что третичное квантование позволит описать квантовые переходы между разл. топологическими несвязанными «селенными».

Лит.: Уилер Дж., Предвидение Эйнштейна, пер. с нем., М., 1970; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, т. 2—3, пер.

с англ., М., 1977; Пономарев В. Н., Барвинский А. О., Обухов Ю. Н., Геометрические методы и калибровочный подход к теории гравитационных взаимодействий, М., 1985.

А. Ю. Календич.

УЛЬТРАЗВУК — упругие волны с частотами прибл. от $(1.5-2) \cdot 10^4$ Гц ($15-20$ кГц) до 10^9 Гц (1 ГГц); область частот упругих волн от 10^4 до $10^{12}-10^{13}$ Гц принято называть гиперзвуком. По частоте У. удобно подразделять на 3 диапазона: У. низких частот ($1.5 \cdot 10^4 - 10^5$ Гц), У. средних частот ($10^5 - 10^7$ Гц), область высоких частот У. ($10^7 - 10^9$ Гц). Каждый из этих диапазонов характеризуется своими специфич. особенностями генерации, приёма, распространения и применения.

Свойства ультразвука и особенности его распространения. По физ. природе У. представляет собой упругие волны, и в этом он не отличается от звуковых, поэтому частотная граница между звуковыми и УЗ-волнами условна. Однако благодаря более высоким частотам и, следовательно, малым длинам волн (так, длины волн У. высоких частот в воздухе составляют $3,4 \cdot 10^{-3} - 3,4 \cdot 10^{-2}$ м, в воде — $1,5 \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-2}$ м, в стали — $5 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-2}$ см) имеет место ряд особенностей распространения У.

Малая длина УЗ-волн позволяет в ряде случаев исследовать их распространение методами геометрической акустики. Это даёт возможность рассматривать отражение, преломление, а также фокусировку с помощью лучевой картины.

Ввиду малой длины волны У. характер его распространения определяется в первую очередь молекулярной структурой среды, поэтому, измеряя скорость с и коэф. затухания α , можно судить о молекулярных свойствах вещества (см. *Молекулярная акустика*). Характерная особенность распространения У. в многоатомных газах и во мн. жидкостях — существование областей дисперсии звука, сопровождающейся сильным возрастанием его поглощения. Эти эффекты объясняются процессами релаксации (см. *Релаксация акустической*). У. в газах, и в частности в воздухе, распространяется с большим затуханием (см. *Поглощение звука*). Жидкости и твёрдые тела (особенно монокристаллы) представляют собой, как правило, хорошие проводники У., затухание в них значительно меньше. Поэтому области использования У. средних и высоких частот относятся почти исключительно к жидкостям и твёрдым телам, а в воздухе и газах применяют только У. низких частот.

Др. особенность У. — возможность получения большой интенсивности даже при сравнительно небольших амплитудах колебаний, т. к. при данной амплитуде плотность потока энергии пропорц. квадрату частоты. УЗ-волны большой интенсивности сопровождаются рядом нелинейных эффектов. Так, для интенсивных плоских УЗ-волн при малом поглощении среды (особенно в жидкостях, твёрдых телах) sinusoidalная у излучателя волна превращается по мере её распространения в слабую периодич. ударную волну (пилообразной формы); поглощение таких волн оказывается значительно больше (т. н. нелинейное поглощение), чем волн малой амплитуды. Распространению УЗ-волн в газах и жидкостях сопутствует движение среды, т. н. акустическое течение, скорость к-рого зависит от вязкости среды, интенсивности У. и его частоты; вообще говоря, она мала и составляет долю % от скорости У. К числу важных нелинейных явлений, возникающих при распространении интенсивного У. в жидкостях, относятся акустич. кавитация. Интенсивность, соответствующая порогу кавитации, зависит от рода жидкости и степени её чистоты, частоты звука, тем-ры и др. факторов; в водопроводной воде, содержащей пузырьки воздуха, на частоте 20 кГц она составляет доли Вт/см². На частотах диапазона У. средних частот в УЗ-поле с интенсивностью начиная с неск. Вт/см² могут возникнуть фонтанирование жидкости и распыление её с образованием весьма мелкодисперсного тумана. Акустич. кавитация широко применяется в технол. процессах; при этом пользуются У. низких частот.

Генерация ультразвука. Для излучения У. служат разнообразные устройства, к-рые могут быть разделены на 2 группы — механические и эл.-механические. Механич. излучатели У. (воздушные и жидкостные свистки и сирены) отличаются простотой устройства и эксплуатации, не требуют дорогостоящей электр. энергии высокой частоты. Их недостатки — широкий спектр излучаемых частот и нестабильность частоты и амплитуды, что не позволяет использовать их для контрольно-измерит. целей; они применяются гл. обр. в промышленной УЗ-технологии и частично как средства сигнализации.

Осн. излучателями У. являются эл.-механические, преобразующие электр. колебания в механические. В диапазоне У. низких частот возможно использование эл.-динамич. и эл.-статич. излучателей. Широкое применение в этом диапазоне частот нашли магнитострикционные преобразователи, основанные на эффекте *магнитострикции*. Для излучения У. средних и высоких частот служат гл. обр. пьезоэлектрич. преобразователи, использующие явление пьезоэлектричества. Для увеличения амплитуды колебаний и излучаемой в среду мощности, как правило, применяются резонансные колебания магнитострикционных и пьезоэлектрич. элементов на их собственной частоте.

Пределная интенсивность излучения У. определяется прочностными и нелинейными свойствами материала излучателя, а также особенностями использования излучателя. Диапазон интенсивности при генерации У. в области стр. от 10^{-12} — 10^{-15} Вт/см² до 0,1 Вт/см² считаются малыми. Для достижения больших интенсивностей, к-рые могут быть получены с поверхности излучателя, используются фокусирующей У. (см. *Фокусировка звука*). Так, в фокусе параболической, внутр. стенки к-рого выполнены из мозаики кварцевых пластинок или из пьезокерамики, на частоте 0,5 МГц удается получать в воде интенсивности У. $> 10^8$ Вт/см². Для увеличения амплитуды колебаний твёрдых тел в диапазоне У. низких частот часто используются стержневыми УЗ-концентраторами (см. *Концентратор акустический*), позволяющими получать амплитуды смещения 10^{-2} см.

Прём и обнаружение ультразвука. Вследствие обратимости электр. и пьезоэлектрич. эффектов эти преобразователи используются и для прёма У. Для изучения УЗ-поля можно пользоваться и оптич. методами; У., распространяясь в к.-л. среде, вызывает изменение её оптич. показателя преломления, что позволяет визуализировать звуковое поле, если среда прозрачна для света. Совокупность уплотнений и разрежений, сопровождающая распространение УЗ-волны, представляет собой своеобразную решётку, дифракцию световых волн на к-рой можно наблюдать в оптических прозрачных телах. *Дифракция света на ультразвуке* лежит в основе смежной области акустики и оптики — *акустооптики*, к-рая получила развитие после возникновения газовых лазеров непрерывного действия.

Применения ультразвука. УЗ-методы используются в физике твёрдого тела, в частности в физике полупроводников, в результате чего возникла новая область акустики — *акустоэлектроника*. На основе её достижений разрабатываются приборы для обработки сигнальной информации в микрорадиодэлектронике. У. играет большую роль в изучении структуры веществ. Наряду с методами молекулярной акустики для жидкостей и газов измерение скорости s и коэф. поглощения α используется для определения модулей упругости и диссипативных характеристик твёрдых тел. Получила развитие квантовая акустика, изучающая взаимодействие фононов с электронами проводимости, *магнонами* и др. *количественными* в твёрдых телах.

У. широко применяется в технике. По данным измерений с и о-во многих техн. задачах осуществляется контроль за протеканием того или иного процесса (контроль концентрации смеси газов, состава разл. жидкостей и т. п.). Используют отражение У. на границе разл. сред, с помощью УЗ-приборов измеряют размеры изделий (напр., УЗ-толщинометры), определяют уровни жидкостей в ёмкостях, недоступных для прямого измерения. У. сравнительно ма-

лой интенсивности ($\sim 0,1$ Вт/см²) применяется в дефектоскопии для неразрушающего контроля изделий из твёрдых материалов (рельсов, крупных отливок, качественного проката и т. д.). При помощи У. осуществляется звуковидение: преобразуя УЗ-колебания в элктрические, а последние в световые, оказывается возможным при помощи У. видеть те или иные предметы в непрозрачной для света среде. Для получения увеличенных изображений предмета с помощью У. высокой частоты создан акустич. микроскоп, аналогичный обычному микроскопу, преимуществами к-рого перед оптическим — высокая контрастность и возможность получать изображения оптически непрозрачных объектов. Развитие *голографии* привело к определ. успехам в области УЗ-голографии (см. также *Голография акустическая*). Важную роль У. играет в *гидроакустике*, поскольку уругис волны являются единств. видом волн, хорошо распространяющихся в морской воде. На принципе отражения УЗ-импульсов от препятствий, возникающих на пути их распространения, строится работа эхолота, *гидролокатора* и др.

У. большой интенсивности (гл. обр. диапазоны низких частот) применяется в технике, оказывая воздействие на протекание техн. процессов посредством нелинейных эффектов — кавитации, акустич. потоков и др. Так, при помощи мощного У. ускоряется ряд процессов тепло- и массообмена в металлургии. Воздействие УЗ-колебаний непосредственно на расплавы позволяет получить более мелкокристаллич. и однородную структуру металла. УЗ-кавитация используется для очистки от загрязнений как мелких (часовое произ-во, приборостроение, электронная техника), так и крупных производств, деталей (трансформаторное железо, прокат и др.). С помощью У. удается осуществить пайку алюминиевых изделий, приварку тонких проводников к напылённым металлам, пленкам и непосредственно к полупроводникам, сварку пластмассовых деталей, ссоединение полимерных плёнок и синтетич. тканей. У. позволяет обрабатывать хрупкие детали, а также детали сложной конфигурации.

У. применяется в биологии и медицине. При действии У. на биол. объекты происходит поглощение и преобразование акустич. энергии в тепловую. Локальный нагрев тканей на доли и единицы градусов, как правило, способствует жизнедеятельности биол. объектов, повышая интенсивность процессов обмена веществ. Однако более интенсивные и длит. воздействия могут привести к перегреву биол. структур и к их разрушению.

В медицине У. используется для диагностики, терапевт. и хирургич. лечения. Способность У. без существенного поглощения проникать в мягкие ткани организма и отражаться от акустич. неоднородностей применяется при исследовании внутр. органов. Микромассаж тканей, активация процессов обмена и локальное нагревание тканей под действием У. используются для терапевт. целей. УЗ-хирургия подразделяется на две разновидности, одна из к-рых связана с разрушением тканей собственно звуковыми колебаниями, вторая — с наложением УЗ-колебаний на хирургич. инструмент.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, [под ред. У. Мозона, Р. Терстона], пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Захаров Л. К., Крайдовников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, т. 1—3, М., 1967—70; Труэлл Р., Эльяbaum Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974; Викторова И. А., Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981; Зарембо Л. К., Акустика, в кн.: Физические величины, Справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М., 1991, с. 132.

В. А. Красильников.

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА — совокупность методов исследования строения и большого организма человека, основанных на использовании УЗ. Физ. осн. этой д. является зависимость параметров распространения

звука в биол. тканях (скорость звука, коэф. затухания звука, волновое сопротивление) от вида ткани и её состояния. УЗ-методы позволяют осуществить визуализацию внутр. структур организма, а также исследовать движение биол. объектов внутри организма. Осн. особенность У. д.—возможность получить информацию о мягких тканях, несущественно различающихся по плотности или упругости. УЗ-метод исследования обладает высокой чувствительностью, может использоваться для обнаружения образований, не выявляемых с помощью рентгена, и требует применения контрастных веществ, безболезнен, не имеет противопоказаний.

Для диагностики целей используется УЗ частотой от 0,8 до 15 МГц; низкие частоты применяются при исследовании глубоко расположенных объектов или при исследовании, проводимом через костную ткань, высокие—для визуализации объектов, близко расположенных к поверхности тела, для диагностики в офтальмологии, при исследовании поверхности расположенных сосудов.

Наиб. распространение в У. д. получили эхолокац. методы, основанные на отражении или рассеянии импульсных УЗ-сигналов. Приборы для этого вида У. д. в известной мере аналогичны УЗ-дефектоскопам (см. *Дефектоскопия*). Излучение и приём УЗ в них осуществляются с помощью *пьезоэлектрических преобразователей* с пьезоэлементами в виде кварцевых или пьезокерамич. пластин. В зависимости от способа получения и характера представления информации приборы для У. д. разделяют на группы: одномерные приборы с индикацией типа А; одномерные приборы с индикацией типа М; двумерные приборы с индикацией типа В.

При У. д. с помощью прибора типа А (рис. 1) преобразователь 2, излучающий короткие (длительностью порядка 10^{-6} с) УЗ-импульсы, прикладывается к исследуемому участку тела (напр., на рис. 1 к роговице глаза) через контактное вещество. В паузах между излучаемыми

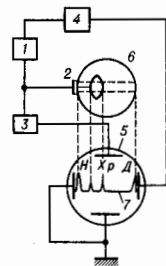


Рис. 1. Блок-схема одномерного прибора с индикацией типа А: 1—генератор электрических импульсов; 2—преобразователь; 3—усилитель; 4—генератор развёртки; 5—электронно-лучевая трубка; 6—глаз; 7—одномерная эхограмма; Н—начальный импульс; Хр—импульсы от роговицы; Д—импульсы от дна глаза.

импульсами преобразователь принимает импульсы, отражённые от разл. неоднородностей в тканях. После усиления эти импульсы наблюдаются на экране электронно-лучевой трубки с временной развёрткой в виде кратковременных отклонений луча от горизонтальной линии. Полная картина отражённых импульсов наз. одномерной эхограммой типа А. Эхограммы тканей разл. типа отличаются друг от друга коэф.-вом импульсов и их амплитудой. Анализ эхограммы типа А во многих случаях позволяет получить дополнит. сведения о состоянии, глубине затенения и протяжённости патологич. участка. Одномерные приборы с индикацией типа А применяются в неврологии, нейрохирургии, онкологии, акушерстве, офтальмологии и др. областях медицины.

В приборах с индикацией типа М отражённые импульсы после усиления подаются на модулирующий электрод электронно-лучевой трубки и представляются в виде чёр-

точек, яркость к-рых связана с амплитудой импульса, а ширина—с его длительностью. Развёртка этих чёрточек во времени даёт картину отл. отражающих структур. Этот тип индикации широко используется в кардиографии. УЗ-кардиограмма может быть зафиксирована при помощи электронно-лучевой трубки с памятью или на бумажной ленте самописца. Этим методом осуществляется запись движений элементов сердца, что позволяет определять стеноз митрального клапана, врождённые пороки сердца и др. При использовании методов регистрации типов А и М преобразователь находится в фиксированном положении на теле пациента.

В случае индикации типа В преобразователь перемещается (сканирует) вдоль поверхности тела и на экране электронно-лучевой трубки фиксируется двумерная эхограмма (рис. 2), воспроизводящая поперечное сечение исследуемой области тела. Для этой цели обычно используются элек-



Рис. 2. Двумерная эхограмма брюшной полости беременной женщины: 1—брюшная стенка живота; 2—голова плода; 3—шея плода; 4—реброплода; 5—грудной отдел туловища плода.

тронно-лучевые трубки с большим последствием или системы с электронной памятью. Разновидностью метода В является мультисканирование, при к-ром механич. перемещение одного пьезоэлемента заменяется последовательным электрич. переключением ряда элементов, расположенных на одной линии. Мультисканирование позволяет наблюдать исследуемые сечения практически в реальном масштабе времени. Др. разновидностью метода В является секторное сканирование, при к-ром отсутствует поступат. движение эхоида, а изменяется угол введения УЗ-луча. УЗ-приборы с индикацией типа В используются в онкологии, акушерстве и гинекологии, урологии, отоларингологии, офтальмологии и др. модификации приборов типа В с мультисканированием и секторным сканированием—в кардиологии. Все эхолокац. методы У. д. позволяют так или иначе регистрировать внутри организма границы областей с разл. водными сопротивлениями.

Новый метод У. д.—реконструктивная (или вычислит.) томография—даёт пространственное распределение (т. е. поле) параметров распространения звука—коэф. затухания (аттенуационная модификация метода) или скорости звука (рефракционная модификация). В этом методе исследуемое сечение объекта продуцируется многократно в разл. направлениях и информация о координатах продуцирования и об отбрасываемых сигналах обрабатывается на ЭВМ, в результате чего на дисплее отображается реконструированная томограмма.

Для получения информации о движущихся структурах организма используются методы и приборы, работа к-рых основана на *Допплера эффекте*. Такие приборы содержат, как правило, два пьезоэлемента: излучатель УЗ, работающий в непрерывном режиме, и приёмник отражённых сигналов. Сдвиг частоты УЗ-волны, отражённой от движущего объекта (напр., от стенки сосуда), относительно частоты излучаемой волны, пропорциональный скорости

движения, обнаруживается с помощью телефонов, громкоговорителя или может быть зарегистрирована на ленте самописца. В набр. совершенных приборов этого типа применяется импульсно-доплеровский (когерентный) способ локации, позволяющий выделить сигнал из определ. точки пространства. Приборы с использованием эффекта Доплера применяются для диагностики заболеваний сердечно-сосудистой системы (определение движения участков сердца и стенок сосудов), в акушерстве (исследование сердцебиения плода), для исследования кровотока и др.

Лит. Матвеев К. И. Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Руководство по ультразвуковой диагностике, Таш., 1969; Ультразвуковая диагностика, Горький, 1983.

УЛЬТРАКОРОТКИЕ ВОЛНЫ (УКВ) — традиционное название диапазона *радиоволн*, объединяющего метровые, дециметровые, сантиметровые и миллиметровые волны (или диапазоны очень высоких частот — ОВЧ, ультравысоких частот — УВЧ, сверхвысоких частот — СВЧ, крайние высоких частот — КВЧ).

Распространение УКВ в осн. происходит в пределах прямой видимости. При этом предельное расстояние для двух антенн, поднятых на высоты $h_1, h_2 \ll R_3$ (R_3 — радиус Земли), составляет

$$R_{np} = 3,57 \left(\sqrt{h_1 [M]} + \sqrt{h_2 [M]} \right) [KM].$$

Существенной особенностью УКВ является отсутствие регулярного зеркального отражения от *ионосферы*. Исключением является *загоризонтное распространение радиоволн* (метровых волн), происходящее в осн. за счёт рассеяния их на ионизированных метеорных следах (см. также *Метеорная радиосвязь*), а также при наличии спорадических E_s слоёв, способных иногда отражать радиоволны вплоть до частот 50—60 МГц. При этом возможно многоскачковое распространение радиоволн в волноводе Земля—ионосфера с предельной дальностью скачка 2000 км (см. *Волноводное распространение радиоволн*). Значит, влияние на распространение УКВ оказывает тропосфера Земли. Для тропосферы характерны следующие механизмы загоризонтного распространения УКВ: нормальная (стандартная) рефракция лучей, рассеяние на турбулентных флуктуациях показателя преломления, каналирование энергии в тропосферном волноводе, отражение от приподнятых инверсных слоёв (см. *Распространение радиоволн*). Учёт рефракции при радиосвязи на УКВ приводит к увеличению предельной дальности: в случае нормальной рефракции

$$R_{np} = 4,52 \left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2} \right) [KM].$$

Примерно такое же (до 100—150 км) увеличение предельной дальности наблюдается при распространении УКВ в поверхностном тропосферном волноводе, где распространяются гл. обр. волны СВЧ- и КВЧ-диапазонов. Значительное (до неск. сотен км) увеличение протяжённости линий связи между наземными пунктами возможно за счёт рассеяния (или переизлучения) УКВ на неоднородностях тропосферы (т. н. дальнее тропосферное распространение; см. также *Сверхдальнее распространение радиоволн*). При этом, однако, уровень поля в точке приёма подвержен хаотич. изменениям. Усреднённый коэф. ослабления уровня поля зависит от протяжённости трассы и колеблется от -65 до -110 дБ. Значит, увеличение уровня поля в точке приёма может наблюдаться при наличии приподнятых M -инверсий, образующихся при повш. влажности в областях высокого атм. давления. Рассеяние УКВ происходит на флуктуациях коэф. преломления стратосферы (высоты области рассеяния до 15—20 км), однако усреднённый коэф. ослабления уровня поля на таких трассах (от 700 до 1300 км) составляет ~150 дБ. При длинах волн более 10 см среда ведёт себя как идеальный диэлектрик и распространение УКВ в тропосфере происходит без к.-л. дополнит. потерь энергии. При $\lambda < 10$ см становятся существенными рассеяние и поглощение волн атм. осадками. Напр., ослабление волн с $\lambda = 1$ см в условиях ливня достигает 18 дБ/км. При осадках в виде града и достаточного больших размерах градин возрастают потери из-за

рассеяния волн. В диапазоне миллиметровых волн сильно сказывается затухание в атм. газе (ослабление, вызываемое атм. кислородом при нормальном атм. давлении и темп-ре 20 °С, на $\lambda \sim 5$ мм составляет ~14 дБ/м).

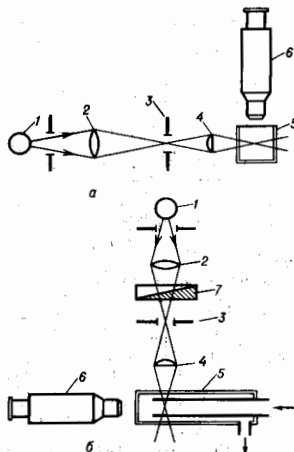
УКВ широко применяются в системах связи и вещания. Большинство таких систем работает в пределах зон, ограниченных условиями прямой видимости корреспондирующих пунктов. Увеличение дальности связи до неск. тыс. км достигается в т. н. радиолинейных линиях (РРЛ) — неполе трансрелакционных стелен, отстоящих друг от друга на расстоянии прямой видимости. В РРЛ используют волны УВЧ- и СВЧ-диапазонов. Большая ширина диапазонов УКВ по частоте и возможность создания узконаправленных антенных систем позволяют применять УКВ-диапазон для создания широкополосных и многоканальных магистральных линий связи. Использование в РРЛ в качестве ретранслятора ИСЗ обеспечивает связь между наземными пунктами, удалёнными более чем на 10 тыс. км. Разрабатывается новое поколение РРЛ — цифровые РРЛ (ЦРРЛ). Поскольку занимаемая ЦРРЛ полоса пропускания достигает 100 МГц (что во много раз превышает полосы пропускания обычных РРЛ), то очевидно, что ЦРРЛ будут работать в осн. на частотах выше 10 ГГц. Диапазон УКВ является единственным, в к-ром осуществляется телев. передач. (см. *Телевидение*) и организуется высококачественное частотно-модуль. радиовещание. В тех случаях, когда размещение ретрансляторов в РРЛ на расстояниях прямой видимости затруднено (напр., в труднодоступных местах), используются линии дальней тропосферной радиосвязи. Для создания таких линий связи применяют *атмосферы*, имеющие КНД ~50—55 дБ и спец. приёмную аппаратуру, повышающую надёжность работы радиолинии связи в условиях случайных изменений уровня сигнала.

УКВ используются также в системах *радиолокации*, ближней радионавигации и радиодистанцирования, радиотелеуправления и радиодистанциметрии. Радиоволны УКВ-диапазона применяются при изучении атмосферы звёзд, планет, туманностей (радиоастрономия), в медицине для определения темп-ры биол. объектов (радиотермография), при изучении структуры и состава вещества (радиоспектрометрия).

Лит. Азберт Я. Л., Распространение электромагнитных волн и ионосфера, 2 изд., М., 1972; Долуханов М. П., Распространение радиоволн, М., 1972; Шур А. А., Характеристика сигнала на тропосферных радиолониях, М., 1972; Черенкова Е. Л., Чернышев О. В., Распространение радиоволн, М., 1984; Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве, под ред. А. В. Соколова, А. А. Семенова, М., 1986. А. В. Рахлин.

УЛЬТРАМИКРОСКОП — оптич. прибор для обнаружения мельчайших (коллоидных) частиц, размеры к-рых меньше предела разрешения (см. *Разрешающая способность оптических приборов*) обычных световых микроскопов. Возможность обнаружения таких частиц с помощью У. обусловлена *дифракцией света* на их. При сильном боковом освещении капля частица в У. отбрасывает наблюдателю как яркая точка (светящиеся дифракц. пятно) на тёмном фоне. Вследствие дифракции на мельчайших частичках рассеивается очень мало света, поэтому в У. применяются, как правило, сильные источники света. В зависимости от интенсивности освещения, длины световой волны, разности показателей преломления частицы и среды можно обнаружить частицы размерами от 20—50 нм до 1—5 мкм. По дифракц. пятнам нельзя определить истинные размеры, форму и структуру частиц: У. не даёт оптич. изобразитель исследуемых объектов. Однако, используя У., можно установить и численную координату частиц, изучать их движение, а также рассчитать ср. размер частиц, если известны их весовая координата и плотность.

У. создал Г. Зигентопф (H. Siedentopf) и Р. Зигмонди (R. Zsigmondy) в 1903. В предположенной ими схеме светового У. (рис., а) исследуемая система неподвижна. Кювета 5 с исследуемым объектом освещается источником света 1 (2 — конденсор; 4 — осветит. объект) через узкую прямую щель 3, изобразяющая к-рой проецируется в зону наблюдения. В окуляр наблюдат. микроскопа 6 видны



Принципальные схемы щелевого (а) и щелевого (б) ультрафиолетового спектрометра.

светящиеся точки частиц, находящихся в плоскости изображения щели. Выше и ниже освещенной зоны присутствие частиц не обнаруживается.

В поточном У. (рис. б), разработанном Б. В. Дерягиным и Г. Я. Власенко в 1940—50-х гг., изучаемые частицы движутся по трубке навстречу глазу наблюдателя. Пересекая зону освещения, они регистрируются как яркие вспышки визуально или с помощью фотометрич. устройства. Регулируя яркость освещения наблюдаемых частиц подвигая клином фотометрическим (7), можно выделять для регистрации частицы, размер к-рых превышает заданный предел. С помощью совр. поточного У. с лазерным источником света и оптико-электронной системой регистрации частиц определяют концентрацию частиц в аэрозолях в пределах от 1 до 10^8 частиц в 1 см^3 , а также находят ф-ции распределения частиц по размерам.

У. применяют при исследовании дисперсных систем, для контроля чистоты атм. воздуха, воды, степени загрязнения оптических прозрачных сред посторонними включениями.

Лит.: Воюцкий С. С., Курс коллоидной химии, 2 изд., М., 1975; Коузов П. А., Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей из измельченных материалов, 3 изд., Л., 1987; Soubta H., Sittgen K., Coagulation kinetics and structure formation, N. Y.—L., 1987.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ АСТРОНОМИЯ — раздел наблюдательной астрономии, связанный с наблюдением ультрафиолетового излучения космич. объектов, к-рое в астрономии условно делится на ближнее ($3500\text{--}1000 \text{ \AA}$) и дальнее (жесткое, $\lambda < 1000 \text{ \AA}$). В коротковолновой области УФ-диапазона примыкает к мягкому рентг. диапазону ($100\text{--}300 \text{ \AA}$). В УФ-диапазоне расположены резонансные линии всех элементов, а также мн. линии и полосы молекул, включая полосы молекулярного водорода, одной из гл. компонент межзвездной среды. В УФ-диапазоне велико поглощение космич. пыли. Кроме того, здесь находится и максимум излучения голубых горячих звезд с эффективной температурой, превышающей 10^4 К . В УФ-области расположены линии излучения корон и хромосфер холодных и горячих звезд. Мн. внегалактич. источники (активные и сейфертовские галактики, квазары) также эффективно излучают в УФ-диапазоне. Таким образом, У. а. может

дать и уже дала ценные сведения практически обо всех объектах как в Солнечной системе (планеты и их спутники, кометы, межпланетная среда), так и за ее пределами (звезды, галактики, туманности, межзвездные газ и пыль).

На высотах 20—70 км земная атмосфера содержит небольшую примесь озона (O_3), макс. относит. концентрация к-рого достигает всего $7 \cdot 10^{-6}$. Однако большое сечение поглощения ($3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$) в спектральной области $2000\text{--}3000 \text{ \AA}$ приводит к полному поглощению излучения с $\lambda < 3000 \text{ \AA}$. В более коротковолновом диапазоне ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$) поглощение определяется диссоциацией молекулярного кислорода и ионизацией атомов кислорода и азота. Для исключения атм. поглощения требуется подъем наблюдат. аппаратуры на высоту 150—200 км. Однако в резонансных линиях кислорода, гелия и водорода атм. поглощение заметно и на больших высотах. Рассеяние солнечного УФ-излучения в резонансных линиях водорода и гелия приводит к появлению фона, следы к-рого прослеживаются на расстояниях вплоть до 120 тыс. км от Земли. Рассеяние на атомах межзвездной среды, проникающих в Солнечную систему, вызывает появление почти изотропного фона в линиях водорода и гелия, интенсивность которого равна соответственно 500R и 10R ($1R = 10^6$ фотонов/ см^2 с 4п).

История У. а. началась в 1947, когда американские астрономы, используя трофейные немецкие ракеты ФАУ-2, получили фотографии солнечного спектра в области $3000\text{--}1000 \text{ \AA}$ с высот порядка 100 км. Затем вплоть до конца 1960-х гг. эти исследования велись с вертикально запускаемых ракет, обеспечивших длительность проведения эксперимента до 10 мин. Начиная с 1968 гл. средством для наблюдений в УФ-области стали специализированные ИСЗ, оснащенные системой астроориентации, обеспечивающей наведение и стабилизацию спутника или УФ-телескопа с очень высокой точностью (вплоть до $0,01''$). Среди мн. спутников, запущенных для проведения исследований в УФ-области, следует выделить спутник «Коперник» (США, 1972), IUE (International UV Explorer; США, Великобритания; ESA, 1978), «Астрон» (СССР, 1983) и космич. телескоп им. Э. Хаббл (США, 1990).

Для исследований в УФ-области используют весьма близкую к традиционной (для видимого диапазона) астр. аппаратуру (телескопы, детекторы, спектрометры). Пропускающими материалами для линз, призм и окон детекторов служат кристаллы LiF , MgF_2 , CaF_2 , BaF_2 , кристаллич. и плавленый кварц. Коротковолновая граница LiF достигает 1050 \AA , MgF_2 — 1150 \AA . В более коротковолновой области ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$) применяют тонкие пленки металлов Al, Sn и др. толщиной $0,1\text{--}10 \text{ мкм}$. К сожалению, эти пленки не являются герметичными и потому не пригодны для окон детекторов. В качестве отражательных покрытий для зеркал и дифракционных решеток используется Al с защитным слоем из MgF_2 или LiF толщиной $100\text{--}500 \text{ \AA}$. Такие покрытия обладают коэф. отражения до 70% для длин волн больших 1050 \AA . В более коротковолновой области спектра применяют незащитенные покрытия из Au, Pt, Re или Os с коэф. отражения до 25%.

В качестве детекторов используют спец. фотоматериалы с безжалостной эмульсией, фотоэлектронные умножители, каналные фотоумножители, микроканальные пластины (сборки неск. тыс. каналных фотоумножителей) и телевизионные трубки разл. типов (см. Приемные электронно-лучевые трубки). Для фотоэлектронных детекторов применяют фотокатоды из CsI, CsTe, KBr и др. с макс. квантовым выходом в УФ-области до 20%. Используются и ПЗС-матрицы (см. Прибор с зарядовой связью) в комбинации с микроканальными пластинами или с покрытием люминофором, трансформирующим УФ-излучение в видимое. Дифракц. решетки для этого диапазона отличаются лишь защитным покрытием. Схемы спектрометров и спектрографов аналогичны лабораторным.

Первый крупный и успешный космич. эксперимент в области У. а. осуществлен 21 августа 1972 на ИСЗ «Коперник». На нем был установлен телескоп касегреновской

системы (см. *Оптический телескоп*) с диаметром гл. зеркала 80 см и эквивалентным фокусным расстоянием 15,89 м, оснащённый спектрометром с последоват. сканированием участков спектра. Спектральный диапазон охватывал область от 710 до 3275 Å. Спектральное разрешение в этом эксперименте было рекордно высоким ($\approx 0,03 \text{ \AA}$). Как правило, регистрировались небольшие ($\approx 10 \text{ \AA}$) участки спектров ярких звезд вплоть до 6–7^м Ост. научная задача этого эксперимента — изучение хим. состава и физ. условий в межзвёздной среде. Наблюдались плотные и разреженные межзвёздные облака, межоблачная среда, пылевая компонента. Особенно важными были наблюдения молекулярного водорода, к-рый не имеет полос поглощения в видимой области спектра. Исследовались и дейтерий и изотопам молекулы HD. Проводились наблюдения хромосфер холодных звезд.

Вторым выполняющимся экспериментом в области У. а. является спутник IUE, запущенный на высококачественную орбиту 26 января 1978 и успешно функционирующий св. 17 лет. Спутник IUE работает в режиме непосредств. передачи данных на пункт приёма 24 ч в сутки. Аппаратура спутника состоит из телескопа с бериллиевым гл. зеркалом диаметром 45 см и эквивалентным фокусным расстоянием 6,75 м и злысного (см. *Эксп. метр*) спектрометра со скрещённой дисперсией с 2 камерами на область 1150–1950 Å и 1900–3200 Å соответственно. Одновременно производится регистрация всего спектра. Спектральное разрешение спектрометра ок. 0,2 Å при размерах щели $10'' \times 20''$. Предельная звёздная величина, доступная инструменту, составляет 14^м для звезд *спектрального класса* А0 при экспозиции, равной 8 ч. В качестве детекторов в спектрометре используют *видиконы* с мультищелочным фотокатодом и окном из MgF_2 . Зарегистрировано св. 50 тыс. спектров. В их получении и интерпретации участвовали 5 тыс. астрономов мн. стран. Со спутника IUE исследовались планеты Солнечной системы и их спутники, кометы, нормальные и переменные звёзды, межзвёздная среда, ядра планетарных туманностей, горячие белые карлики, хромосферы холодных звезд, нормальные и активные галактики, квазары. Диапазон яркостей исследованных объектов очень широк: от -4^m до $+20^m$.

На ИСЗ «Астрон», запущенном на высококачественную орбиту 23 марта 1983, был установлен УФ-телескоп системы Ричи — Кретьена с диаметром гл. зеркала 80 см и экв. фокусным расстоянием 8 м. В фокусе УФ-телескопа размещался роуландовский дифракционный спектрометр с последоват. сканированием спектра в области 1500–3400 Å с высоким (0,4 Å) и низким (28 Å) спектральным разрешением. Двухступенчатая система ориентации обеспечивала наведение и стабилизацию телескопа с точностью до 0,25". Чувствительность телескопа позволяла регистрировать за 3 ч экзозисные спектры звезд спектрального класса А0 вплоть до 13^м. «Астрон» успешно функционировал на орбите св. 6 лет. За это время получено ок. 400 спектров разл. астр. объектов, в т. ч. Сверхновой 1987 А, кометы Галлея, всхливающих и нестационарных звезд, виагалактич. объектов и др. источников.

Крупнейшим УФ-телескопом является космич. телескоп им. Э. Хаббла (США), запущенный на орбиту 25 апреля 1990. Гл. зеркало телескопа диам. 2,4 м имеет фокусное расстояние 24 м. Телескоп построен по схеме Ричи — Кретьена с эквивалентными фокусными расстояниями 24, 48, 96 и 288 м. В фокальной плоскости телескопа установлены 5 науч. инструментов: широкоугольная (планетная) камера с полем зрения 3×3 , снабжённая 16 светодиффрагмами (от УФ- до красной области спектра), 3 поляроидными и 3 дифракц. решётками для получения спектров низкого разрешения; камера для фотографирования слабых объектов, снабжённая коронографом для поиска планетных систем около звезд; спектрограф высокого разрешения (вплоть до 0,01 Å), построением по схеме со скрещённой дисперсией, с использованием 7 дифракц. решёток; спектрограф для слабых астр. объектов с 11 входными апертурами и 8 дифракц. решётками с разрешением от 20 до 2 Å (спектрограф

предназначен для работы от УФ- до ближней ИК-области спектра); скоростной фотометр для измерения переменности источников с временным разрешением 14 мкс, снабжённый 27 светодиффрагмами. Точная система ориентации позволяет проводить астрометрические эксперименты. После вывода телескопа на орбиту выяснилось, что качество гл. зеркала из-за сферич. aberrации (см. *Абберации оптических систем*) в 6 раз хуже предполагаемого по данным наземных испытаний. Это наложило определённые ограничения на все параметры телескопа: пространственное и спектральное разрешение, предельную чувствительность. В декабре 1993 экспедиция на пилотируемом космич. аппарате «Шаттл» установила перед камерами прямого изображения лиазовые корректы, что полностью исправило дефект гл. зеркала. Был также снят скоростной фотометр. При помощи телескопа уже получены весьма интересные данные, гл. обр. в области виагалактич. астрономии. Последующие экспедиции запланированы на март 1997, сер. 1999 и сер. 2002.

В США, России, Японии и Канаде ведутся работы по созданию нового поколения космич. УФ-телескопов. Среди них следует выделить проекты «EUV Explorer» (США) и «Лайман» (США и Канада) для проведения исследований в коротковолновой области УФ-диапазона ($\lambda < 1200 \text{ \AA}$) с использованием оптики нормального и косого угла («EUV Explorer» успешно запущен в конце 1995). В России разрабатывается проект УФ-телескопа с диаметром гл. зеркала 1,7 м и эквивалентным фокусным расстоянием 17 м. В фокальной плоскости предполагается разместить неск. камер для получения прямых изображений в УФ- и видимом диапазонах, а также 4 спектрометра, перекрывающих область от 900 до 8000 Å. Телескоп предполагается вывести на орбиту с периодом 4—7 сут.

Для наблюдений протяжённых источников нет необходимости применять телескопы большого диаметра. К таким наблюдениям относятся планетные исследования, позволяющие детально изучить верх. атмосферы Меркурия, Земли, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна и их спутников. На всех аппаратах, запущенных к этим планетам («Марс», «Венера», «Вега», «Фобос», «Пионер», «Викинг», «Вояджер»), были установлены УФ-спектрометры для регистрации солнечного излучения, рассеянного в атмосферах планет. В УФ-диапазоне хорошо просматривается облачная структура атмосферы Венеры. В линии атомарного водорода L_α ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$) обнаружены протяжённые водородные короны атмосфер Земли, Венеры и Марса. В этой же линии на громадных расстояниях прослеживаются оболочки, окружающие ядра комет. УФ-наблюдения в линиях L_α и $\text{He } \lambda 584 \text{ \AA}$ позволили обнаружить эффект, получивший назв. «межзвёздный ветер». Эффект связан с движением Солнца относительно локальной межзвёздной среды со скоростью ок. 25 км/с. Т. к. время ионизации атомов межзвёздной среды на много порядков меньше времени рекомбинации, то в отличие от стационарной зоны НИ, окружающей горячие звёзды, вокруг Солнца образуется вытянутая вдоль движения каплеобразная полость, в к-рой водород полностью ионизован вплоть до расстояний 10 а. е., а гелий — до 0,3 а. е. Анализ распределения интенсивности в линиях водорода и гелия позволил определить параметры локальной *межзвёздной среды* в окрестности Солнца: плотность и темп-ру водорода и гелия, степень ионизации водорода, направление и величину скорости движения Солнца.

Лит.: Rogerson J. B. [в. о.], Spectrometric results from the Copernicus satellite 1–5, *Astrophys. J.*, 1973, v. 181, p. L 97; Exploring the Universe with the IUE satellite, Dordrecht, 1987. В. Г. Курт.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (УФ-спектроскопия) — раздел оптич. спектроскопии, включающий получение, исследование и применение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ-области спектра (400–10 нм). Исследование спектров в области 200–10 нм занимается вакуумной спектроскопией (см. *Ультрафиолетовое излучение*). В области спектра 400–200 нм используют приборы, построенные по тем же оптич. схемам, что и *спектральные приборы* для видимой области; отличие

состоит лишь в замене стеклянных призм, линз и др. оптич. деталей, поглощающих УФ-излучение, на кварцевые. При измерении интенсивности УФ-излучения в качестве эталонных применяют источники, имеющие в УФ-области спектра известное распределение спектральной яркости (ленгочная вольфрамовая лампа, угольная дуга, также *синхротронное излучение*); стандартные приёмники УФ-области спектра — термомпара и градуир. фотоэлементы.

У. с. используется при исследовании спектров атомов, ионов, молекул и твёрдых тел с целью изучения их уровней энергии, вероятностей квантовых переходов и др. характеристик. В УФ-области спектра лежат резонансные линии нейтральных, одно- и двукратно ионизованных атомов, а также спектральные линии, испускаемые возбуждёнными конфигурациями высокоионизованных атомов (*многозарядных ионов*). Электронно-колебательные-вращательные полосы молекул в осн. также располагаются в ближней УФ-области спектра. Здесь же сосредоточены полосы поглощения в спектрах большинства полупроводников, возникающие при прямых переходах из валентной зоны в зону проводимости. Многие хим. соединения дают сильные полосы поглощения в УФ-области, что создаёт преимущественно использование У. с. в *спектральном анализе*. У. с. имеет большое значение для веназм. астрофизики при изучении Солнца, звёзд, туманностей и др. (см. *Ультрафиолетовая астрономия*).

Лит. см. при ст. *Ультрафиолетовое излучение*. А. Н. Рябцев. **УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** (от лат. ultra — сверх, за пределами и фиолетовый) (ультрафиолетовые лучи, УФ-излучение) — невидимое глазом эл.-магн. излучение, занимающее спектральную область между видимым и рентг. излучениями в пределах длин волн λ от 400 до 10 нм. Область У. и. условно делится на ближнюю (400—200 нм) и дальнюю, или вакуумную (200—10 нм), области; последнее название связано с тем, что У. и. этого диапазона сильно поглощается воздухом и его исследование возможно только в вакууме.

Ближнее У. и. открыто И. В. Риттером (J. W. Ritter) и независимо У. Волластоном (W. Wallaston) в 1801, вакуумное У. и. с λ до 130 нм — В. Шуманом (V. Schumann) в 1885—1903, а с λ до 25 нм — Т. Лайманом (T. Lyman) в 1924. Промежуток между вакуумным У. и. и *рентгеновским излучением* изучен к 1927.

Спектр У. и. может быть линейчатым (спектры излор. атомов, ионов, лёгких молекул, напр. H_2), непрерывным (спектры тормозного и рекомбинационного излучения) или состоять из полос (молекулярные спектры).

Оптические свойства У. и. При взаимодействии У. и. с веществом могут происходить ионизация его атомов и фотоэффект. Оптич. свойства вещества в УФ-области спектра значительно отличаются от их оптич. свойств в видимой и ИК-областях. Характерной чертой для УФ-излучения является уменьшение прозрачности (увеличение коэф. поглощения) большинства тел, прозрачных в видимой области. Напр., обычное стекло непрозрачно для У. и. с $\lambda = 320$ нм; в более коротковолновой области прозрачны лишь увиолевое стекло, сапфир, фтористый магний, кварц, флюорит, фтористый литий (имеет наиб. далекую границу прозрачности — до $\lambda = 105$ нм) и некие др. материалы. Из газообразных веществ наиб. прозрачность имеют инертные газы, граница прозрачности к-рых определяется величиной их ионизаци. потенциала (самую коротковолновую границу прозрачности имеет He — $\lambda = 50,4$ нм). Воздух непрозрачен практически при $\lambda < 185$ нм из-за поглощения У. и. кислородом.

Коэф. отражения всех материалов (в т. ч. металлов) в УФ-области убывает с уменьшением λ . Напр., коэф. отражения свежнанослённого Al , одного из лучших материалов для отражающих покрытий в видимом диапазоне, резко уменьшается при $\lambda < 90$ нм и значительно уменьшается также вследствие окисления поверхности (для защиты поверхности алюминия от окисления применяют покрытия из фтористого лития или фтористого магния). В области длин волн $\lambda < 80$ нм некие материалы имеют коэф. от-

ражения 10—30% (золото, платина, радий, вольфрам и др.), однако при $\lambda < 40$ нм и их коэф. отражения снижаются до 1% и ниже.

В оптике У. и. применяют мн. элементы *рентгеновской оптики* (многоосложные покрытия и т. д.).

Источники У. и. Излучение накаливаемых до темп-р ~ 3000 К твёрдых тел содержит заметную долю У. и. непрерывного спектра, интенсивность к-рого растёт с увеличением темп-ры. Более мощный источник У. и. — газоразрядная и высокотемпературная *плазма*. Для разл. применений У. и. используют ртутные, ксеноновые и др. газоразрядные лампы, окна к-рых (либо целиком колбы) изготовляют из прозрачных для У. и. материалов (чаще из кварца). Интенсивное У. и. непрерывного спектра испускают электроны в ускорителе (см. *Синхротронное излучение*). Для УФ-области существуют лазеры (наим. длину волны испускает лазер на переходах в никелендобном ионе W^{+46} , $\lambda = 4,318$ нм).

Естьств. источники У. и. — Солнце, звёзды, туманности и др. космич. объекты. Однако лишь длинноволновая часть их излучения ($\lambda > 290$ нм) достигает земной поверхности. Более коротковолновое излучение поглощается озоном, кислородом и др. компонентами атмосферы на высоте 30—200 км, что играет большую роль в атм. процессах. У. и. звёзд и др. космич. тел, кроме того, в интервале $\lambda = 91,2$ —20 нм практически полностью поглощается межзвёздным водородом (см. *Ультрафиолетовая астрономия*).

Применения У. и. Для регистрации У. и. при $\lambda > 230$ нм используют обычные фотоматериалы, в более коротковолновой области к нему чувствительны снел. малозернистые фотосолы. Применяются фотоэлектрич. приёмники, использующие способность У. и. вызывать ионизацию и фотоэффект: фотодиоды, фотоумножители и т. д. Разработан также особый вид фотоумножителя — каналовые электронные фотоумножители, позволяющие создавать микроканаловые пластины. В таких пластинах каждая ячейка является каналом электронным умножителем размером до 10 мкм. Микроканаловые пластины позволяют получать фотоэлектрич. изображения в У. и. и объединяют преимущества фотогр. и фотоэлектрич. методов регистрации излучения. При исследовании У. и. также используют разл. люминесцирующие вещества, преобразующие У. и. в видимое. На их основе созданы приборы для визуализации изображения в У. и.

Применение У. и. Изучение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ-области позволяет определять электронную структуру атомов, молекул, ионов, твёрдых тел. УФ-спектры Солнца, звёзд, туманностей несут информацию о физ. процессах, происходящих в горячих областях этих космич. объектов. На фотоэффекте, вызываемом У. и., основана *фотоэлектронная спектроскопия*. У. и. может нарушать хим. связи в молекулах, в результате чего могут возникать разл. фотохим. реакции (окисление, восстановление, полимеризация и т. д.), что послужило основой для фотохимии. Люминесценция под действием У. и. используется для создания люминесцентных ламп, светящихся красок, в люминесцентном анализе, дефектоскопии. У. и. применяется в криминалистике и искусствоведении. Способность разл. веществ к избират. поглощению У. и. используется для обнаружения вредных примесей в атмосфере и в УФ-микроскопии.

Биологическое действие ультрафиолетового излучения. У. и. поглощается верх. слоями тканей растений, кож человека или животных. При этом происходит хим. изменение молекул биополимеров. Малые дозы оказывают благотворное действие на организмы — способствуют образованию витаминов группы В, улучшают иммунитет. Большие дозы могут вызывать повреждение глаз и ожоги кожи.

Лит.: Мейер А., Зейтл Э., Ультрафиолетовое излучение, пер. с нем., М., 1952; Samson J. A. R., Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy, N. Y., 1967; Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Вакуумная спектроскопия и ее применение, М., 1976. А. Н. Рябцев.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ РАСХОДИМЫЕ в квантовой теории поля (КТП) — расходимости интегралов

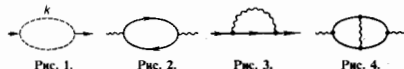
по 4-импульсам виртуальных частиц в области больших импульсов (УФ-области) при вычислениях в релятивистской КТП. Термин, как правило, ассоциируется с расхождением Фейнмана диаграмм, возникающим в перенормированной теории возмущений. Однако он имеет более широкое значение, поскольку У. р. оказываются неизменяемым атрибутом всех (в т.ч. не связанных с теорией возмущений) вычислений в КТП. Общий характер природы У. р. обусловлен сингулярным характером перестановочных и причинных Грина функций, т.е. в конечном счёте локальностью взаимодействия.

Проблема У. р. аналогична известной проблеме классической электродинамики, в к-рой полевая часть массы электрона оказывается бесконечной в силу его точечности. Подобно этому, в КТП все У. р. в конечном счёте оказываются связанными с полевыми поправками к массам и зарядам частиц.

Простейший пример У. р. даёт интеграл

$$I(p) \propto \int \frac{d^4k}{\pi^2} \frac{1}{(m^2 - k^2)^2 [m^2 - (k-p)^2]}$$

к-рый, по правилам Фейнмана, соответствует скалярной петле, изображённой на рис. 1, и логарифмически расхо-



дится в УФ-области при $|k| \rightarrow \infty$ (где k —4-импульс виртуальной скалярной частицы). Расходимость этого интеграла непосредственно связана с тем, что формально он равен ферми-образу квадрата причинной ф-ции Грина $D^+(x)$ скалярного поля

$$I(p) \propto 16\pi^2 i \exp(-ipx) [D^+(x)]^2 dx.$$

Поскольку последняя является обобщённой функцией с особенностями на световом конусе

$$D^+(x) \Big|_{x^2 > 0} = \frac{1}{4\pi^2 ix^2} + \frac{1}{4\pi} \delta x^2 + O(m^2 \ln x^2),$$

то символ $[D^+(x)]^2$, стоящий под знаком интеграла, не имеет ясного матем. смысла и нуждается в доопределении. Аналог операции доопределения в импульсном представлении обычно формулируется в виде операции вычитания (см. Перенормировки).

В более общем случае, по правилам Фейнмана, виртуальным линиям диаграмм в подынтегральных выражениях отвечают множители (пропаторы) вида $P(k)/(m^2 - k^2)$, где $P(k)$ —полином по компонентам k , степень к-рого, как правило, равна удвоенному спину квантов соответствующего поля. Кроме того, вершинам диаграмм могут соответствовать положит. степенн компонент «втекающих» в эту вершину импульсов в тех случаях, когда лагранжиан взаимодействия содержит производные от полевых функций (подобная ситуация имеет место в квантовой хромодинамике). Поэтому характер расходимости интегралов в общем случае оказывается степенным. Важный пример такого рода даёт однопетлевая диаграмма поляризации вакуума в квантовой электродинамике (КЭД), изображённая на рис. 2. В координатном представлении ей соответствует выражение

$$e^2 \text{Sp} \{ \gamma_\mu S^+(x-y) \gamma_\nu S^+(y-x) \},$$

где $S^+(x)$ —пропатор Дирака поля, а в импульсном представлении—интеграл

$$\alpha \Pi_{\mu\nu}^{(1)}(k) = \frac{2}{4\pi^2} \int d^4q \frac{\text{Sp} \{ \gamma_\mu (m + \not{q}) \gamma_\nu (m + \not{q} - \not{p}) \}}{(m^2 - q^2)^2 [m^2 - (q-p)^2]},$$

к-рый в области больших значений q расходится квадратично. Аналогичная ситуация имеет место для однопетлевой диаграммы собственной энергии электрона, изобра-

жённой на рис. 3. В импульсном представлении ей соответствует интеграл, к-рый по формальному счёту степеней расходится линейно, а в действительности—логарифмически. Эта У. р. является прямым аналогом упомянутой выше линейной расходимости полевой массы классической электрона.

Чрезвычайно важной характеристикой данной модели КТП является характер изменения (или неизменности) степени расходимости с ростом порядка теории возмущений для данного матричного элемента, что соответствует увеличению числа внутр. линий и петель при неизменности числа и типа внеш. линий. Если, напр., усложнить диаграмму рис. 2 за счёт введения доп. внутр. фотонной линии, то полученная двухпетлевая диаграмма, изображённая на рис. 4, будет отвечать двойному 4-импульсному (т.е. 8-кратному) интегралу $\alpha^2 \Pi^{(2)}$, суммарная степень У. р. к-рого, подобно $\Pi^{(1)}$, также равна двум. В общем случае можно показать, что поляризационный оператор КЭД $\Pi_{\mu\nu}(k, \alpha)$, представимый в виде вкладов сильносвязанных диаграмм с двумя фотонными внеш. линиями, т.е. в виде степенного разложения

$$\Pi_{\mu\nu}(k, \alpha) = \alpha \Pi_{\mu\nu}^{(1)}(k) + \alpha^2 \Pi_{\mu\nu}^{(2)}(k) + O(\alpha^3)$$

в каждом порядке по α расходится в точности квадратично.

Подобная ситуация имеет место и для др. величин в КЭД. При этом степень расходимости, в зависимости от числа петель диаграммы, определяется лишь числом и типом внеш. линий. Свойство независимости степени расходимости от порядка теории возмущений имеет решающее значение для устранения У. р. с помощью операции перенормировок.

Несколько упрощая, можно сказать, что в данном случае это свойство определяется безразмерностью параметра разложения, т.е. константы связи e (в системе единиц, где $\hbar = c = 1$). В подобных моделях КТП с безразмерными константами связи (напр., в квантовой хромодинамике) имеется ещё одно важное свойство: число типов расходившихся диаграмм оказывается конечным и небольшим. Так, в КЭД расходится лишь диаграмма 3-го уровня, изображённая на рис. 5. Других расходившихся сильносвязанных диаграмм в КЭД нет. Такие модели в КТП наз. ренормируемыми (перенормируемыми).



В противоположность этому модели, в к-рых константа (или хотя бы одна из констант) связи имеет отрицат. массовую размерность (напр., 4-фермионное взаимодействие фермиевского типа $L_{int} = G_F \bar{\Psi}_1 \Psi_2 \bar{\Psi}_3 \Psi_4$, где $[G_F] = m^{-2}$), не обладают подобными простыми свойствами: степени расходимости диаграмм возрастают с ростом числа петель l , а число типов расходившихся диаграмм оказывается бесконечным. Такие модели наз. неперенормируемыми.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2-изд., М., 1993, гл. 6. Д. В. Ширков.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ—медленные нейтроны со скоростями ≤ 5 м/с, с кинетич. энергией $\epsilon \leq 10^{-7}$ эВ (см. Нейтронная физика). Характерной особенностью У. н. является их способность к полному отражению от поверхности мн. материалов при любых углах падения (см. Нейтронная оптика). Полное отражение У. н. от стенок позволяет хранить их в течение неск. минут внутри замкнутых вакуумированных камер в виде своеобразного нейтронного газа. Термин «У. н.» объясняется тем, что примерно такой же энергией обладают молекулы газа при темп-ре $T \sim 10^{-3}$ К.

Эффективный потенциал. Все специфич. свойства У. н. могут быть объяснены с помощью т.н. эффективного (или оптич.) потенциала $U_{эфф}$. Этот потенциал можно трактовать как среднее по всему занимаемому средней объёму

значение реального потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия (рис. 1). В физике медленных нейтронов в качестве

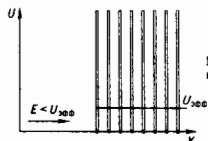


Рис. 1. Эффективный потенциал взаимодействия ультрахолодных нейтронов со средой.

же потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия используется точечный квазипотенциал Ферми:

$$V(r) = (h^2/2\pi m) b \delta(r - r_0),$$

где m — масса нейтрона, $\delta(r - r_0)$ — дельта-функция, r_0 — радиус-вектор ядра, b , называемый коэффициентом длиной рассеяния на связанном ядре, определяется экспериментально из сечения рассеяния σ_p медленных нейтронов на данных ядрах согласно соотношению

$$\sigma_p = 4\pi b^2.$$

Для среды с плотностью ядер N усреднение квазипотенциала Ферми по объёму даёт простое выражение для эфф. потенциала:

$$U_{эфф} = (h^2/2\pi m) b N.$$

Основанием для введения такого усреднённого потенциала можно считать тот факт, что нейтроны с длиной волны *де Бройля* λ , превышающей межатомные расстояния, взаимодействуют со средой как с большим кол-вом ядер и не ощущают дискретности среды.

Для большинства ядер $b > 0$ и соответственно положительный эфф. потенциал $U_{эфф}$. Чтобы проникнуть из вакуума внутрь среды, нейтроны должны преодолеть отталкивающее действие этого потенциала. Если энергия нейтронов $\mathcal{E} = mv^2/2 < \mathcal{E}_{гп} = m v_{гп}^2/2 = U_{эфф}$, то они не могут пройти из вакуума в среду и полностью отражаются при любых углах падения ($\mathcal{E}_{гп}$ и $v_{гп}$ — т. н. граничные энергия и скорость У. н. для данного материала). Эфф. потенциал $U_{эфф}$ обусловлен чисто ядерными силами и связан с *сильным взаимодействием*, обычно характеризующимся энергиями в десятки МэВ. Однако из-за короткодействия ядерных сил и малого объёма, занимаемого ядрами в обычном веществе, величина $U_{эфф}$, играющая роль *работы выхода* при переходе нейтрона из вакуума внутрь среды, оказывается крайне малой ($\sim 10^{-7}$ эВ). В табл. приведены значения эфф. потенциалов для ряда материалов. Небольшое кол-во веществ имеет отрицат. эфф. потенциал. При падении из вакуума У. н. частично отражаются от притягивающего потенциала этих веществ и частично проникают внутрь материала, где движутся с большей скоростью:

$$v_{гп} = v(1 - U_{эфф}/\mathcal{E})^{1/2}$$

(v и $v_{гп}$ — скорости нейтрона в вакууме и среде).

Эфф. потенциал связан с показателем преломления n нейтронной волны в веществе соотношением

$$n^2 = v_{гп}^2/v^2 = (\mathcal{E} - U_{эфф})/\mathcal{E} = 1 - \lambda^2 b N/\pi.$$

Оба способа описания взаимодействия нейтронов со средой — через эфф. потенциал или с помощью показателя преломления нейтронной волны — эквивалентны. Так, полное отражение У. н. при $\mathcal{E} < U_{эфф}$ аналогично отражению света от металлического зеркала (показатель преломления мнимый). Практически, однако, поведение У. н. удобнее рассматривать, решая *Шрёдингера уравнение* с потенциалом $U_{эфф}(r)$, учитывая также часто существенные для столь медленных нейтронов потенциалы гравитационного $U_g = mgz$ (z — высота) и магнитного $U_{маг} = \mu B(r)$ (μ — магн. момент нейтрона, B — магн. индукция) полей. В частности, У. н. в гравитационном поле не могут преодолеть перепад высот > 2 м.

Конечная величина $U_{эфф}$ приводит к тому, что отражение У. н. сопровождается их частичным проникновением в среду на глубину

$$\kappa = h/(2m U_{эфф})^{1/2} \approx 100 \text{ \AA}.$$

Находясь внутри материала, У. н. могут либо быть захвачены ядрами, либо приобрести дополнительную энергию порядка $kT \gg U_{эфф}$ за счёт процессов *неупругого рассеяния нейтронов* на фононах. Возникающие при этих процессах потери нейтронов описываются добавлением к эфф. потенциалу малой мнимой части, к-рую принято выражать безразмерным параметром (см. табл.)

$$\eta = -\text{Im} U_{эфф}/\text{Re} U_{эфф} = -\text{Im} b/\text{Re} b.$$

Эффективные потенциалы, граничные скорости и де-бройлевские длины волн $[\lambda_d = h/(mv_{гп})]$ для некоторых материалов

Материал	$U_{эфф}$, эВ	$v_{гп}$, м/с	λ_d , \AA	$\eta = -\text{Im} U_{эфф}/\text{Re} U_{эфф}$
^{58}Ni	380	8,52	464	0,9
	306	7,65	517	1,1
	282	7,35	539	1,3
Ni	208	6,31	627	1,8
	341	8,07	490	0,5
Fe	80	3,91	1011	2,2
	249	6,91	573	0,05
Ве	196	6,12	646	0,06
Графит	168	5,66	699	1,44
D ₂ O	166	5,63	703	—
Al ₂ O ₃	147	5,31	746	0,06
Тefлон	125	4,89	809	—
CO ₂	101	4,39	901	—
Стекло борное	95	4,26	928	16,0
Стекло безборное	90	4,15	953	0,05
Pb	91	4,17	948	0,06
Mg	58,4	3,24	1184	0,11
Al	54,1	3,21	1232	0,22
Si	54	3,21	1231	0,18
Полиэтилен	-8,7	1,29	3063	—
Wa	-8,8	1,30	3047	1,70
H ₂ O	-14,8	1,68	2353	—
Ti	-48,7	3,05	1296	5,8

В силу *оптической теоремы* мнимая часть длины рассеяния

$$\text{Im} b = (-m/2h) \sigma_{\text{полн}} v,$$

где $\sigma_{\text{полн}}$ — полное сечение взаимодействия нейтронов с материалом. При малых скоростях нейтронов доминирующими процессами являются захват и неупругое рассеяние нейтронов, сечения к-рых следуют т. н. закону $1/v$. Поэтому параметр η не зависит от скорости У. н. и для большинства материалов равен $10^{-4} - 10^{-1}$. Вероятность поглощения или нагрева У. н. при однократном отражении от поверхности материала $\approx \eta(v/v_{гп})$, т. е. до своего исчезновения У. н. могут испытать больше 10^5 столкновений со стенкой (грависей).

Получение У. н. осуществляют путём выделения медленной компоненты максвелловского спектра тепловых нейтронов, выходящих из замедлителя *ядерного реактора*. В таком спектре поток У. н. с энергией $0 < \mathcal{E} < \mathcal{E}_{гп}$ составляет

$$\Phi_{гп} = \frac{\Phi}{4(kT)^2} \int_0^{\mathcal{E}_{гп}} \exp(-\mathcal{E}/kT) \delta d\mathcal{E} = \frac{\Phi}{8} (\mathcal{E}_{гп}/kT)^2.$$

Здесь Φ — полный поток нейтронов из замедлителя, T — установившаяся в замедлителе темп-ра нейтронного газа. При $T = 300$ К и $\mathcal{E}_{гп} = 1,7 \cdot 10^{-7}$ эВ (для меди) $\Phi_{гп} = 0,6 \cdot 10^{-11}$ ф. т. е. $\Phi_{гп}$ составляют крайне малую часть полного потока нейтронов из реактора. Впервые У. н. были выделены Ф. Л. Шапиро в 1968 т. н. методом времени пролёта на *импульсном реакторе*.

При полном потоке нейтронов $\Phi = 10^{14}$ нейтрон/см²·с, характерном для обычного исследовательского ядерного реактора, поток У. н. составит 600 нейтрон/см²·с, а их плотность в установившемся рядом с замедлителем ловушке $\rho = 16\Phi_{\text{пр}}/3v = 0,54$ нейтрон/см³. В медной ловушке объемом ~1 л может быть накоплено ок. 500 нейтронов, после чего ловушку можно вынуть из реактора и зарегистрировать накопленные нейтроны в низкофононом помещении. Такой способ получения У. н. носит демонстрац. характер и при своей реализации наталкивается на техн. трудности, связанные с созданием механич. затворов и высокой активной ловушки вблизи активной зоны реактора.

Более простой способ извлечения У. н. из реактора — их вывод от замедлителя за биол. защиту реактора по изогнутому вакуумированному нейтроноводу (рис. 2). В нач. части нейтроновода устанавливается доплитин. замедлитель-конвертор У. н., значение к-рого состоит в регенерации У. н. из тепловых нейтронов, облучающих конвертор, по-

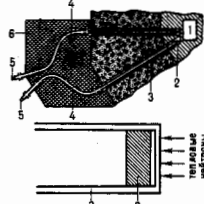


Рис. 2. Получение ультрахолодных нейтронов (горизонтальные каналы): 1—активная зона реактора; 2—конвертор внутри нейтроновода; 3, 4—изогнутые участки нейтроновода; 5—детектор нейтронов; 6—защита. Внизу показано расположение конвертора в нейтроновод.

скольку непосредственно из внеш. осн. замедлителя внутри герметичного нейтроновода У. н. пройти не могут. Для регенерации У. н. необходим конвертор из материала с $\epsilon_{\text{ре}} < 0$ и толщиной порядка длины свободного пробега У. н. в материале конвертора:

$$l = 1/N\sigma_{\text{полн.}}$$

где N —плотность ядер в конверторе. Для водородосодержащих веществ $l \leq 1$ мм. Поэтому конвертор представляет собой пластину толщиной ~1 мм. Небольшие размеры конвертора позволяют охладить его до азотной (77 К) или даже гелиевой (4,2 К) темп-ры, тем самым увеличивая выход У. н. в десятки раз. Выбор материала для конвертора представляет особую задачу, поскольку этот материал должен удовлетворять ряду требований: иметь малый эфф. потенциал, низкое сечение захвата нейтронов, высокую радиационную стойкость материалов. Хорошими материалами для конверторов являются гидрид Zr, тяжёлый дёд, а также жидкие водород и дейтерий.

Изогнутая форма нейтроновода, изготовляемого из электрополированных медных или нержавеющей стальных труб diam. ~100 мм, позволяет отфильтровать У. н. от высокового фона быстрых и тепловых нейтронов реактора. Необходимый вакуум в нейтроновод составляет 10^{-4} мм рт. ст. Можно получить нейтроновод с пропусканием нейтронов 10—30% при полной длине ~10 м. Хорошо полированные нейтроноводы с высокой зеркальностью (0,99) необходимы для вертикальных или наклонных каналов У. н., в к-рых используется частичное замедление нейтронов гравитаци. полем или замедление очень холодных нейтронов (со скоростями 50—100 м/с) спец. механич. системами (турбинами).

Время хранения У. н. в замкнутых сосудах ограничено временем жизни свободного нейтрона до β -распада ($T_0 = 887$ с; см. Бета-распад нейтрона), а также процессами радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов при отражении от стенок сосуда. Практически в сосуде объемом 50 л можно накопить 10^5 нейтронов и получить время хранения ~500—800 с.

У. н. используются для исследования ряда характеристик свободного нейтрона: времени жизни до β -распада,

измерения корреляций при распаде нейтрона, поиска электрич. дипольного момента и возможного электрич. заряда нейтрона. На рис. 3 приведена схема установки для поиска

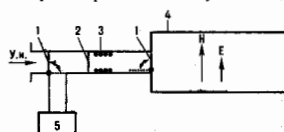


Рис. 3. Схема эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона: 1—клапаны впуска и выпуска нейтронов; 2—поляризатор; 3—конверт спинового ротатора; 4—камера хранения; 5—детектор.

электрич. дипольного момента нейтрона. У. н. последовательно проходит через поляризатор (см. Поляризованные нейтроны), радиочастотный спиновый ротатор, поворачивающий спины нейтронов на 90°, и попадают в камеру хранения, где прецессируют с ларморовской частотой $\omega_L = \mu H/\hbar$ в приложенном магн. поле H (μ —магн. момент нейтрона). Параллельно магн. полю накладывается и электрич. поле E . При наличии у нейтрона электрич. дипольного момента d_n частота прецессии должна измениться на величину $\omega_d = \pm d_n E/\hbar$ в зависимости от знака приложенного электрич. поля. За время T хранения нейтронов в камере доплитин. фазовый сдвиг угла прецессии составит $\delta\phi = \omega_d T$. Выходя из камеры, нейтроны снова проходят через спиновый ротатор и поляризатор, после чего регистрируются детектором. Кол-во зарегистрированных нейтронов зависит от величины фазового сдвига $\delta\phi$ и будет максимальным при совпадении частоты спинового ротатора с частотой прецессии нейтронов в камере. Точность определения частоты прецессии обратно пропорциональна времени пребывания нейтронов в камере, к-рое для У. н. может достигать времени жизни нейтрона до бета-распада. Полученный с помощью У. н. верх. предел возможного дипольного момента нейтрона составляет $d_n \leq 10^{-23}$ е.с.м (e —заряд электрона).

Др. областями применения У. н. являются изучение свойств поверхностей разл. материалов, а также создание нейтронового микроскопа (см. Нейтроновая оптика).

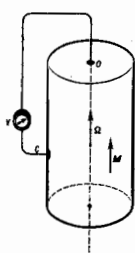
Лит.: Шаниро Ф. Л., Собрание трудов, [кн. 2]. Нейтроновые исследования, М., 1976; Игнатович В. К., Физика ультрахолодных нейтронов, М., 1986. В. И. Луцков.

УМОВА ВЕКТОР—вектор плотности потока энергии физ. поля; численно равен энергии, переносимой в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения энергии в данной точке. Назван по имени Н. А. Умова, к-рый впервые (1874) ввёл понятие о потоке энергии в сплошной среде. Вектор плотности потока энергии эл.-магн. поля наз. *Пойнтинга вектором*.

УНИПОЛЯРНАЯ ИНДУКЦИЯ—частный случай электромагнитной индукции; возникает при вращении проводящих тел, обладающих собствен. намагниченностью либо помещённых во внеш. магн. поле. Традиц. схема опыта, иллюстрирующая У. н., приведена на рис. К вращающемуся с пост. угл. скоростью Ω однородно намагниченному проводящему цилиндру при помощи двух скользящих контактов (O —на оси и C —на образующей цилиндра) и неподвижных проводов последендн. вольтметр (V), измеряющий ивдомуцию в замкнутой цепи эдс. Если вольтметр идеальный, т. е. имеет бесконечное внутр. сопротивление, ток в цепи отсутствует и *Лоренца сила*, действующая на подвижные носители заряда в цилиндре, равна нулю:

$$eE(r) + \frac{e}{c}[v(r)B] = 0, \quad (*)$$

где r —расстояние от оси вращения до точки наблюдения (вектор r направлен от оси); $v(r) = [\Omega r]$ —скорость точки наблюдения; B —вектор магн. индукции, к-рый в нереля-



тивистском приближении ($v \ll c$) для полей намагниченности M можно считать постоянными ($B = 4\pi M$ при $r < R$, R — радиус цилиндра); E — напряжённость электрич. поля, индуцируемого во вращающемся магнетике. Из (*) следует, что $E = -(1/c)\Omega \nabla \Phi$. Вольтметр регистрирует разность потенциалов между поверхностью и осью цилиндра $\Delta\Phi = (1/2c)\Omega B R^2$, совпадающую в таком бестоковом режиме с эдс U . При подключении конечного сопротивления (нагрузки) под действием этой эдс возникнет ток индукции, величина к-рого зависит от распределения его объёмной плотности по телу цилиндра и от качества скользящих контактов.

К эффектам У. и. относят также возникновение радиальной электрич. поляризации P^r внутри вращающегося магнетика, характеризующего аксимальной намагниченностью M . При этом суммарный электрич. заряд остаётся равным нулю, но его плотность перераспределяется: внутри цилиндра индуцируется заряд с объёмной плотностью

$$\rho^r = -\operatorname{div} P^r = -\operatorname{div}\{[vM]/c\} = -(2/c)\Omega M,$$

а на боковой поверхности появляется индуцированный поверхностный заряд с плотностью $\rho_s^r = -(1/2)\rho^r R$. Разделение зарядов в движущемся магнетике можно трактовать как релятивистское преобразование электрич. и магн. дипольных моментов.

Впервые явления, связанные с У. и., наблюдал в 1824 Д. Араго (D. Arago) — вращение медной пластины под картушкой компаса приводило в движение его стрелку. Эффект Араго применяется, напр., для торможения диска в бытовых счётчиках электроэнергии. Первую униполярную машину (т. е. электрич. машину, основанную на явлении У. и.) изготовил в 1832 М. Фарадей (M. Faraday); она отличалась от приведенной на рис. тем, что якорем служил диск, вращающийся во внеш. магн. поле подковообразного магнита. Машина Фарадея являлась первым генератором, преобразующим механич. энергию в электрическую. Униполярные машины применяются для получения больших пост. токов при низких напряжениях. Типичные параметры униполярных машин, используемых для питания электролизёров (см. *Электролиз*): сила тока 125 кА, напряжение 12 В. Самая мощная униполярная машина (1989, Австралия) работает в кратковременном режиме и даёт ток 1500 кА при напряжении 800 В.

Терми «У. и.» не является удачным, т. к. униполярные машины как минимум биполярны. Тем не менее он весьма распространён. Довольно часто У. и. называют любые проявления эл.-магн. индукции в произвольном движущихся намагниченных телах (твёрдых, жидких, газообразных). В таком расширенном понимании У. и. лежит в основе механизма возникновения эдс в магнитогидродинамич. генераторах, позволяет объяснить формирование магн. полей и планетных магнитосфер звёзд (в частности, *пульсаров*) и дисков.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд. М., 1989; Костенко М. П., Пиотровский Л. М., Электрические машины, 3 изд., ч. 1, Л., 1972; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Пановский В., Филднгс М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963. Г. В. Перминов, Ю. В. Чугунов.

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ — реализуется как инвариантность теории поля относительно преобразований, сохраняющих норму вектора (в общем случае — многомерного). Таким вектором может быть любой комплексный объект *квантовой теории поля* (комплексное поле, вектор состояния, амплитуда рассеяния и др.). Широкие и наиб. глубоко разработанные физ. приложения У. с. связаны с простейшими У. с. — симметрией $U(1)$, симметрией $SU(2)$ и симметрией $SU(3)$.

УНИТАРНОСТИ УСЛОВИЕ матрицы рассеяния — одно из ограничений, налагаемых на матрицу рассеяния, заключающееся в том, что она должна представлять собой унитарный оператор. В физ. смысле У. у. есть условие равенства единице суммы вероятностей всех возможных процессов, происходящих в системе. Напр., два сталкивающихся протона могут либо упруго рассеяться друг на друге, либо породить один или неск. π -мезонов или пару протон-антипротон и т. д.; сумма вероятностей всех таких процессов, допустимых законами сохранения энергии, импульса, электрич. и барионного зарядов и т. д., согласно У. у., равна единице. У. у. — одно из основных составляющих элементов теории рассеяния и *дисперсионных соотношений метода*. Частным случаем У. у. является *оптическая теорема*, связывающая миним. часть амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол с полным сечением рассеяния. А. В. Ефремов.

УНИТАРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — линейное преобразование *гильбертова пространства* (или предгильбертова пространства) H в себя, сохраняющее скалярное произведение векторов, то есть унитарный оператор пространства H в себя.

Собств. значения У. п. равны по модулю 1; собств. подпространства, отвечающие разл. собств. значениям, ортогональны.

Линейное преобразование U конечномерного гильбертова пространства H является У. п. тогда и только тогда, когда оно удовлетворяет любому из следующих условий: в любом ортонормированном базисе преобразование U соответствует унитарная матрица;

U переводит любой ортонормированный базис в ортонормированный;

в H существует ортонормированный базис, состоящий из собственных для U векторов, причём соответствующая U в этом базисе диагональная матрица имеет диагональные элементы, равные по модулю 1.

У. п. данного n -мерного пространства образуют группу относительно умножения преобразований, называемую унитарной группой и обозначаемую $U(n)$.

УНИТАРНЫЙ ОПЕРАТОР — линейный оператор U , отображающий предгильбертово пространство (в частности, гильбертово пространство) X в предгильбертово пространство Y и сохраняющий нормы (или длины векторов). Линейный оператор унитарен тогда и только тогда, когда $(x, y) = (Ux, Uy)$ для всех $x, y \in X$. Наиболее важный случай U . о. — отображение гильбертова пространства в себя, то есть унитарные преобразования. Характеристическими признаками унитарности линейного оператора $U: H \rightarrow H$ являются: 1) $U^*U = UU^* = I$ (I — тождественное преобразование), т. е. $U^{-1} = U^*$, где U^* — сопряжённый оператор; 2) спектр оператора лежит на единичной окружности, и имеет место спектральное разложение

$$U = \int_0^{2\pi} e^{i\theta} dE_\theta$$

(E_θ — спектральная функция). Совокупность У. о., действующих в H , образует группу. Всякая сильно непрерывная однопараметрич. группа У. о. представляется в виде $U(t) = \exp itA$, где A — самосопряжённый оператор.

Примером У. о. и его обратного в пространстве $L_2(-\infty, \infty)$ являются взаимно обратные Фурье преобразования.

В. И. Соболев.

УКЕРОВСКИЕ КОЛЕБАНИЯ (укеровские моды) — неоднородные типы колебаний намагниченности в малых (по сравнению с длиной эл.-магн. волны) ферро- или ферромагн. образцах, находящихся в пост. магн. поле. Наблюдался, как впоследствии стало ясно, уже в ранних опытах по *ферромагнитному резонансу*, но были отчётливо разрешены впервые в эксперименте Р. Л. Уайта (R. L. White) и И. Солта (I. H. Solt) в 1956; теория У. к. разработана Л. П. Укером (L. P. Walker) в 1957. Эта теория построена в магнитостатич. приближении [т. е. пренебрегая членами $(e/c)de/dt$ и $(1/c)\partial(\mathbf{j})/\partial t$ в ур-ниях Максвелла, где e и \mathbf{j} — переменные электрич. и магн. поля, скаляр e и тензор

μ — диэлектрич. и магн. проницаемости], без учёта обменного взаимодействия и магн. кристаллографии, анизотропии для намагниченного до насыщения ферромагн. эллипсоида вращения (сфероида) (см. также *Магнитостатические волны*).

Теория У.к. заключается в решении уравнения Уокера для магнитостатич. потенциала ψ (магн. поле $\mathbf{h} = \nabla\psi$) с учётом граничных условий на поверхности образца. Ур-ние имеет вид:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

где μ — поперечная (по отношению к оси z) диагональная компонента тензора $\hat{\mu}$, а ось z совпадает с направлением пост. намагнитченности. Модификацию теории для наиб. важного случая сферы провели П. Ч. Флетчер (P. C. Fletcher) и Р. О. Белл (R. O. Bell). В этом случае положение граничных условий на решения ур-ния (1) приводит к трансцендентному ур-нию

$$\xi (P_n^{(m)}(\xi) / P_n^{(m)}(\xi)) + n + 1 + \mu_a m = 0, \quad (2)$$

где $\xi = \sqrt{\mu}(\mu - 1)$; $P_n^{(m)}(\xi)$ — присоединённые ф-ции Лежандра; μ_a — антисимметричная компонента тензора $\hat{\mu}$; n и m — целые числа: $n = 1, 2, 3, \dots$; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$. Величины μ и μ_a являются функциями частоты ω , внутр. пост. магн. поля H_0 и пост. намагнитченности M_0 ; т.о., ур-ние (2) представляет собой ур-ние для собств. частот колебаний $\omega(H_0, M_0)$. При данных H_0 и M_0 ур-ние (2) имеет бесконечное дискретное множество корней, характеризуемое индексами n, m и g ; целое число g определяет номер корня при данных n и m . Этому множеству соответствует бесконечное множество типов колебаний намагнитченности, отличающихся зависимостью перем. намагнитченности от координат. Зависимость от азимутального угла ϕ имеет вид $\exp(im\phi)$, т.е. У.к. представляет собой волны, бегущие по азимуту; направление их распространения характеризуется знаком m . Радиус сферы в ур-ние (2) не входит, т.е. частоты У.к. не зависят от размера образца. Необходимо лишь, чтобы радиус был достаточно велик, а число n не слишком велико, чтобы можно было пренебречь влиянием обменного взаимодействия. С др. стороны, радиус сферы должен быть достаточно мал для выполнения условия магнитостатич. приближения.

Множество корней ур-ния (2) включает две простые серии: $n=m$ и $n=m+1$. В обоих случаях $m > 0$ и $g=0$; последнее означает, что имеется только один тип У.к. с данными n и m . Для серии $n=m$

$$\omega_{n,m,0} = \gamma H_{e0} + \frac{1}{3} \frac{m-1}{2m+1} \omega_M, \quad (3)$$

где $H_{e0} = H_0 + \frac{4\pi}{3} M_0$ — внеш. полс, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, а $\gamma = g|e|/2m_0c$ — магнитомеханич. отношение (e — заряд электрона, m_0 — его масса покоя, c — скорость света, g — фактор спектроскопич. расщепления); при $g=2$, т.е. в тех случаях, когда можно пренебречь орбитальными магн. моментами магн. атомов или ионов, $\gamma \approx 1,76 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \text{ Э}^{-1}$. Для серии $n=m+1$

$$\omega_{m+1,m,0} = \gamma H_{e0} + \frac{1}{3} \frac{m-3}{2m+3} \omega_M. \quad (4)$$

Для обеих серий (и только для них) прецессия намагнитченности является круговой, а разность $\omega - \gamma H_{e0}$ пропорц. M_0 и не зависит от H_{e0} .

Для серии $n=m$ зависимость комплексных амплитуд перем. намагнитченности от координат имеет вид

$$m_x = im_y = \rho^{n-1} e^{-i(m-1)\phi}, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (5)$$

При $m=1$ эта зависимость отсутствует, т.е. тип колебаний (1, 1, 0) представляет собой однородную прецессию намагнитченности с резонансной частотой $\omega_{1,1,0} = \gamma H_{e0}$, к-рая имеет место при «обычном» (т.е. однородном) ферромагн. резонансе. Для серии $n=m+1$ зависимость намагнитчи-

ности от координат отличается от ур-ния (5) дополнит. множителем $z = \rho \cos \theta$.

Простой вид имеет частота спце одного типа колебаний (2, 0, 1):

$$\omega_{2,0,1}^2 = \omega_M (\omega_H + \frac{4}{3} \omega_M), \quad (6)$$

где $\omega_H = \gamma H_0 = \gamma(H_{e0} - \frac{4\pi}{3} M_0)$. Прецессия намагнитченности в этом случае, как и для всех типов колебаний, кроме двух упомянутых выше серий, является не круговой, а эллиптической.

Полевые зависимости частот упомянутых и искр-ных др. типов колебаний приведены на рис. 1, а распределения

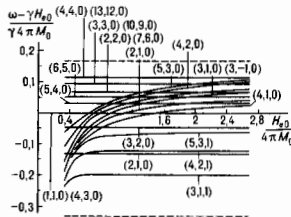


Рис. 1. Зависимости собственных частот уокеровских колебаний сферы от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховые линии — границы спектра уокеровских колебаний.

перем. намагнитченности показаны на рис. 2. Из рис. 1 видно, что частоты всех типов колебаний лежат в пределах $\omega_H < \omega < \omega_H + \omega_M/2$, так что ширина интервала частот составляет $\gamma 2\pi M_0$. Видно также, что имеют место множество вырождения (совпадения частот разных типов колебаний), как «случайные» пересечения линий $\omega_{n,m,g}(H_{e0})$, так и полное совпадение частот колебаний ($m, m, 0$) и ($3m+1, 3m, 0$).

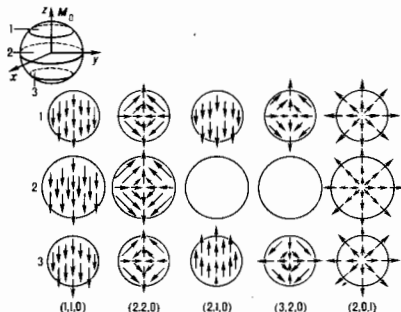


Рис. 2. Распределения перемешной намагнитченности M_x для трех типов колебаний сферы. Стрелки — векторы M_x в трех плоскостях $z = \text{const}$ в некоторый момент времени.

В более общем случае эллипсоида вращения (сфероида), согласно теории Уокера, также имеются серии ($m, m, 0$) и ($m+1, m, 0$), обладающие упомянутыми выше свойствами. Тип колебаний (1, 1, 0) по-прежнему представляет собой однородную прецессию намагнитченности. Частоты колебаний в случае сфероида зависят от отношения его

осей (рис. 3). Магнитоэстатич. колебания имеют место и в образцах др. формы, однако аналитич. решение задач об определении их свойств частот возможно лишь в огранич. числе случаев. К ним иринадлежит, в частности, круговой цилиндр, находящийся между двумя бесконечными металлами, плоскостями. Частоты зависят от отношения его размеров и по-прежнему лежат в интервале $\gamma 2\pi M_0$. Для образцов, вся поверхность к-рых металлизирована, интервал частот является более широким.

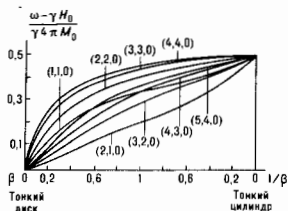


Рис. 3. Зависимость частот уокеровских колебаний эллипсоида вращения от отношения его осей β (H_0 — внутреннее постоянное поле).

У. к. в малых ферро- или ферритах (т. образцах обычно возбуждаются перем. магн. полями волноводов или резонаторов, в к-рых эти образцы находятся. Возбуждение происходит тем интенсивнее, чем ближе конфигурация перем. магн. поля в том месте, где находится образец, к конфигурации намагниченности данного типа У. к. В частности, однородное поле должно возбуждать лишь однородный тип колебаний $(1, 1, 0)$. Интенсивность возбуждения каждого типа колебаний изменяется резонансным образом при изменении частоты возбуждающего поля ω или величины пост. поля H_0 . При достаточно большой пост. намагниченности и достаточно малых потерях тины У. к. хорошо «разрешаются», т. е. возбуждаются поочередно при изменении ω или H_0 .

Однако в экспериментах возбуждение неоднородных У. к. происходит часто и тогда, когда, согласно изложенным выше соображениям, оно не должно происходить (напр., при помещении образца в чуждую магн. поля резонатора). Одной из причин этого может явиться неточность совпадения центра образца с пучностью перем. магн. поля или искажение поля держателем образца. Другой, более глубокой причиной слабой связи между разл. типами У. к., возникающая из-за влияния одного из следующих факторов, не учитываемых в теории Уокера: магн. кристаллографич. анизотропии, отклонения формы образца от сфероида, несоответствия направления M_0 с осью сфероида, конечных размеров образца. Во всех этих случаях существуют собственные (не связанные друг с другом) типы колебаний. Но если возмущение является малым, спектр колебаний может трактоваться в терминах связанных колебаний — как результат обусловленной возмущением связи между У. к. сфероида. Тогда новьяствие, напр., максимума поглощения на частоте одного из неоднородных У. к. в однородном перем. магн. поле трактуется следующим образом: это поле возбуждает однородный тип колебаний $(1, 1, 0)$, а его намагниченность возбуждает данный неоднородный тип вследствие связи между этими типами колебаний. В случае, когда возмущением служит кристаллографич. анизотропия или отсутствие осевой симметрии формы образца, связь возникает между типами колебаний с l одинаковой чётности (оба чётные или оба нечётные) и m — тоже одинаковой чётности. Если возмущением является большая (сравнимый с длиной эл.-магн. волны) размер образца, то связанными оказываются типы колебаний, для к-рых l имеют одинаковую чётность, а m одинаковы.

Возникновение неоднородных У. к. является нежелательным явлением в ферритовых СВЧ-устройствах, использующих сферы из монокристаллов ферритов, прежде всего в ферритовых фильтрах. Одно из ириактив. применений У. к. — точное измерение пост. намагниченности M_0 . При этом используются два типа колебаний из серий $(m, m, 0)$ или $(m+1, m, 0)$ (обычно один из этих типов однородный), разность частот к-рых пропорц. M_0 .

Согласно теории Уокера, достаточным условием существования неоднородных магнитоэстатич. типов колебаний является наличие пост. намагниченности. Т. о., эти колебания должны наблюдаться и в парамагнетиках. Однако интервал полей $2\pi M_0$, в к-ром они существуют, в этом случае очень узок и обычно в экспериментах на парамагн. резонансу (ЭПР и ЯМР) они не наблюдаются. Наличие пост. намагниченности не является, однако, необходимым условием возбуждения неоднородных магнитоэстатич. типов колебаний. В частности, они наблюдались в антиферромагнетиках и в тех случаях, когда пост. намагниченность отсутствовала.

Лит.: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Сб. ст., пер. с англ., М., 1961; Туревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Туревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994.

УОРДА ТОЖДЕСТВА — соотношения между Грина функциями в квантовой электродинамике, следующие из калибровочной инвариантности действия. Впервые получены Дж. К. Уордом (J. C. Ward, 1950), затем в более общей форме Е. С. Фрадкиным (1955) и Я. Такахашии (Y. Takahashi, 1957) (см. Уорда — Такахашии — Славнова — Тейлора тождества). А. А. Славнов.

УОРДА — ТАКАХАШИ — СЛАНВОВА — ТЕЙЛОРА ТОЖДЕСТВА — соотношения между вакуумными средними хронологическими произведений операторов поля, обеспечивающие калибровочную инвариантность квантовой теории. В квантовой электродинамике эти соотношения, называемые Уорда тождествами и тождествами Уорда — Такахашии (J. C. Ward, 1950; Y. Takahashi, 1957), являются прямым следствием сохранения тока, с к-рым взаимодействует калибровочное поле. Они выражают дивергенцию Грина функции s в внеш. фотонных линиях через ф-ции Грина с $n-1$ и внеш. фотонной линией. Простейшее тождество Уорда — Такахашии, связывающее верхнюю часть G_n и пост. энергию электрона S , имеет вид

$$\Gamma_n(p, p) = -\frac{\partial}{\partial p^*} \Sigma(p), \quad (1)$$

где $p = 4$ -импульс электрона. Из тождества Уорда — Такахашии следуют соотношения между константами перенормировки: $\delta m = 0$, $Z_1 = Z_2$, где δm , Z_1 , Z_2 — соответственно константы перенормировки массы фотона, верхней ф-ции, волновой ф-ции электрона.

В отличие от электродинамики, в квантовой теории неабелевых калибровочных полей топ. с к-рым взаимодействует поле Янга — Миллса, не сохраняется. Поэтому простые тождества типа (1) не справедливы. Их аналогом являются тождества Славнова — Тейлора (А. А. Славнов, 1971; J. C. Taylor, 1971), выражающие дивергенцию ф-ции Грина с n внеш. линиями поля Янга — Миллса через ф-цию Грина с n внеш. линией $\leq n$, включающие помимо полей Янга — Миллса вспомогат. поля (Фаддеева — Попова духи). Тождества Славнова — Тейлора для полей Янга — Миллса можно записать в виде

$$\int \exp \left\{ i \left[\mathcal{L}(A) + \frac{1}{2\alpha} (\bar{c}_\mu A_\mu)^2 + \mathcal{L}_c + I_\mu^* A_\mu \right] dx \right\} \left\{ -\frac{1}{\alpha} \bar{c}_\mu A_\mu^*(x) + \int \bar{c}^a(x) I_\mu^*(x) [\bar{c}_\mu c^b(x) - g I^{\mu\nu} A_\nu^c(x)] c^d(x) dy \right\} dAd\bar{c}dc = 0, \quad (2)$$

где $\mathcal{L}(A)$ — классич. лагранжиан Янга — Миллса; \mathcal{L}_c — лагранжиан духов Фаддеева — Попова; c, \bar{c} — духи Фаддеева — Попова; I — внеш. источники; g — константа взаимодействия.

Из тождеств Славнова — Тейлора следуют соотношения между константами перенормировки поля Янга — Миллса и духов Фаддеева — Попова: $\delta m = 0$, $Z_1(Z_2 Z_3)^{-1} = \bar{Z}_1 \bar{Z}_2^{-1}$, $Z_4 = Z_1^2 \bar{Z}_2^{-1}$, где δm — константа перенормировки массы поля Янга — Миллса, Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 — соответственно константы перенормировки волновой ф-ции и вершинных частей с тремя и четырьмя внеш. линиями поля Янга — Миллса, а \bar{Z}_1 и \bar{Z}_2 — константы перенормировки волновой ф-ции духов Фаддеева — Попова и вершинной части с одной внеш. линией поля Янга — Миллса и двумя линиями духов Фаддеева — Попова.

Тождества Славнова — Тейлора выражают симметрию эфф. действия, стоящего в экспоненте в ф-ле (2), относительно преобразований, перепутывающих поля Янга — Миллса и духов Фаддеева — Попова, — т. е. преобразований БРСГ (Бекки — Рюэ — Стора — Тотти). Эти тождества гарантируют калибровочную инвариантность перенормированной теории и играют ключевую роль в доказательстве унитарности матрицы рассеяния.

Лит.: Тейлор Дж. Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Ишкисон К., Зюбер Ж. Б., Квадратная теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. А. А. Славнов.

УПЛОТНЕНИЯ СКАЧОК — характерная для сверхзвукового течения область, в к-рой происходит резкое увеличение давления, плотности, темп-ры и уменьшение скорости течения газа. У. с. в нек-рых случаях тождествен ударной волне, а в др. случаях составляет часть её структуры (подробнее см. Ударная волна). Толщина У. с. обычно имеет порядок ср. длины пробега молекул, поэтому в большинстве задач газовой динамики, когда газ можно считать сплошной средой, толщиной У. с. пренебрегают.

Различают 2 осн. типа элементарных У. с. — прямой скачок, в к-ром не происходит изменения направления вектора скорости, и косой скачок, в к-ром вектор скорости поворачивается на нек-рый угол θ .

Для прямого У. с. в результате совместного решения ур-ний сохранения массы, энергии и кола-ва движения и ур-ния состояния газа можно получить простые соотношения, характеризующие изменение параметров газа в скачке. Кинематич. соотношение имеет вид

$$\lambda_{n2} \lambda_{11} = 1,$$

где $\lambda_n = w_n/a^*$ — безразмерная скорость газа перед скачком, λ_1 — то же за скачком, $a^* = \sqrt{2kRT_0/(k+1)}$ — критич. скорость, $T_0 = T_1 [1 - (k-1)\lambda_1^2/(k+1)]^{-1}$ — темп-ра адиабатически заторможенного газа, $k = c_p/c_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объёме, R — газовая постоянная, w_n — скорость течения перед У. с. Изменение плотности в У. с. $\rho_2/\rho_1 = \lambda_1^2$, где ρ_1 и ρ_2 — плотности газа до и после У. с.; новышние темп-ры и давления выразятся ф-лами

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 - \lambda_1^2(k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_1^2(k-1)/(k+1)}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{\lambda_1^2(k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_1^2(k-1)/(k+1)}$$

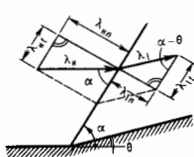


Рис. 1.

w_n и фронтом У. с. (рис. 1). Напр., повышение давления для плоского косого У. с. определяется ф-лой

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\lambda_1^2 [1 - k \cos^2 \alpha (k+1)^2] - (k-1)/(k+1)}{1 - (k-1)\lambda_1^2/(k+1)}$$

Аналогичные зависимости можно вывести для отношения плотностей и др., т. е. параметры течения за У. с. (в т. ч. и угол поворота вектора скорости θ при переходе через косой У. с.) рассчитываются по заданным параметрам перед ним и известному углу α наклона фронта скачка.

Для обтекания плоского клина идеальным недиссоциирующим газом графики осн. зависимости приведены на рис. 2. На рис. 2 (а) даны зависимости угла наклона У. с. α от угла клина θ_n и безразмерной скорости λ_n набегающего потока; на рис. 2 (б) изображена в полярных координатах λ_n, θ зависимость скоростей λ_{11} за У. с. от λ_n и θ_n (т. н. ударная полара); на рис. 2 (в) дана зависимость отношения давлений p_2/p_1 в У. с. от λ_n и θ_n . Из рис. 2 следует, что для заданных λ_n и θ решение, получаемое при определении величин α, λ_1 и p_2/p_1 , неоднозначно. Для

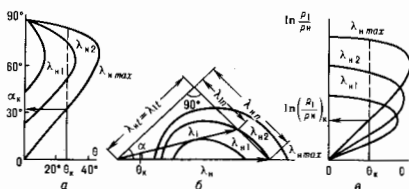


Рис. 2.

каждого значения λ_n имеется предельное значение θ_{np} ; при обтекании клина с углом $\theta_n > \theta_{np}$ вместо конфигурации, изображённой на рис. 3 (а), образуется отсоединённый от вершины клина криволинейный У. с. (рис. 3, б).

В случае простого (регулярного) отражения У. с. от твёрдой стенки (рис. 4, а) скорость направлена под углом α_1 к плоскости падающего У. с. При прохождении через У. с. направление скорости w_2 меняется на угол θ_2 , а её величина уменьшается ($\lambda_2 < \lambda_1$). За отражённым У. с. направление скорости должно измениться на угол $\theta_2 = \theta_1$ (направления скорости в областях 1 и 2 совпадают с направлением стенки), при этом её величина уменьшится до $\lambda_3 < \lambda_2$, соответственно давление $p_3 > p_2 > p_1$.

Если при заданном значении λ_1 увеличивать интенсивность падающего на стенку У. с., то можно получить решение, при к-ром реализуется форма отражения, представленная на рис. 4, б (нерегулярное, или маховое, отражение). В точке разветвления У. с. образуется поверхность тангенциального разрыва ТР, по обеим сторонам к-рой статич. давление и направление скорости одинаковы, а величина скорости, темп-ра, плотность и энтропия различны. При отражении У. с. от свободной поверхности, отделяющей область сверхзвукового течения от неподвижного газа (рис. 4, в), условия на свободной поверхности аналогичны условиям на поверхности тангенциального разрыва (рис. 4, б). Характер же течения в области 2 за падающим У. с. такой же, как и в области 2 при отражении от твёрдой стенки (рис. 4, а), но в области 3 за отражённым от свободной поверхности возмущением давление $p_3 = p_2 = p_1 < p_2$. Отражённое возмущение в этом случае представляет собой нучок волн разрежения и $\lambda_3 > \lambda_2$.

Более сложным является случай, когда поверхность тангенциального разрыва разделяет два сверхзвуковых потока с разл. скоростями (рис. 4, в). Для обеспечения равенства давлений $p_3 = p_2$ поверхность тангенциального разрыва в точке пересечения У. с. может иметь излом, и между

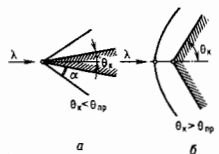


Рис. 3.

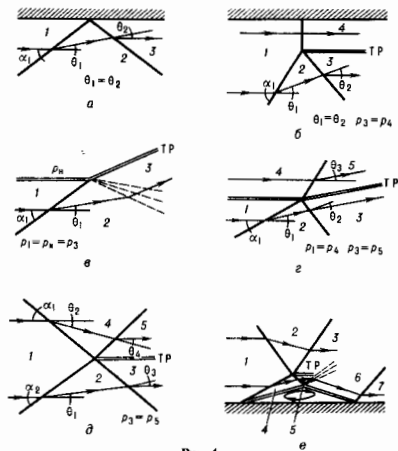


Рис. 4.

областями 4 и 5 возникает У. с. В зависимости от конкретных значений λ_1 , λ_2 и α_1 возникают, разделяющие области 2 и 3, может быть У. с. или волновые разрежения.

При пересечении двух У. с. (рис. 4, д) вектор скорости встречает У. с. под углами α_1 и α_2 , поворачиваясь за ними на углы θ_1 и θ_2 . За отражёнными У. с. векторы скорости должны быть параллельны; при этом между областями 3 и 5 возникает поверхность тангенциального разрыва, не параллельная скорости набегающего потока в области 1. В случае $\alpha_1 = \alpha_2$, $\lambda_2 = \lambda_3$ и тангенциальный разрыв отсутствует.

Рассмотренные примеры описывают течения идеального газа, лишённого вязкости. Если же газ вязкий, вблизи поверхности имеется *пограничный слой*, то рассмотренная выше картина отражения У. с. от твёрдой поверхности существенно усложняется. В этом случае при большой интенсивности падающего У. с., превращающей искривлённую величину, пограничный слой отрывается от твёрдой поверхности и образуется зона вихревого течения (рис. 4, е).

Лит.: Лавдану Л. Д., ДиФиши Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Лойцяковский Л. Г., Механика жидкостей и газа, 6 изд., М., 1987; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1991. М. Я. Кудолович.

УПОРЯДОЧЕННОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ КРИТЕРИЙ — способ количественного сравнения относительной степени упорядоченности (или, напротив, хаотичности) состояний *открытых систем*. В качестве У. о. к. может быть выбрано, напр., сравнение значений показателей Ляпунова, энтропии Крылова — Колмогорова — Синяя (см. *Эргодическая теория*), а также фрактальных размерностей (см. *Фракталы*) рассматриваемых систем. Одним из наиб. эффективных является У. о. к., формулируемый в виде т. н. S-теоремы (от англ. Selforganization — самоорганизация). Этот критерий даёт возможность судить не только об относительной упорядоченности любых сравниваемых состояний, но и о характере эволюции (напр., наличии самоорганизации или дезорганизации). Более того, этот У. о. к. носит и конструктивный характер, т. к. позволяет судить о правильности выбора параметра *a* в качестве управляющего и может быть основан непосредственно на эксперим. данных.

Формулировка У. о. к. Для сравнения относительной упорядоченности двух произвольно выбранных состояний

открытой системы предлагается следующая последовательность действий. При двух значениях a_0 , $a_0 + \Delta a$ внеш. параметров, принятых за управляющие (т. е. позволяющих изменять характер эволюции в открытой физ. системе), из эксперимента находятся две достаточно длинные временные реализации характерных величин, описывающих систему $X(t, a_0)$, $X(t, a_0 + \Delta a)$. По ним строятся ф-ции распределения $f_0(X, a_0)$, $f(X, a_0 + \Delta a)$, нормированные на единицу; далее, в свою очередь, могут быть найдены соответствующие значения энтропии Больцмана — Гиббса — Шеннона.

В статистич. теории энтропия служит мерой неопределённости рассматриваемых состояний системы при статистич. описании. Разность энтропий Шеннона не может, однако, быть мерой относительной хаотичности (или упорядоченности) выделенных состояний, т. к. она не является функционалом Ляпунова (см. *Устойчивость движения*). Это имеет место лишь при условии, что сравнение производится при одинаковых значениях энергии — ф-ции Гамильтона. В таком случае энтропия равновесного состояния максимальна и, следовательно, равновесное состояние при указанном условии является наиб. хаотическим.

Для открытых неравновесных систем понятие энергии в общем случае не определено, в связи с чем предлагается следующая возможная процедура. Одно из рассматриваемых состояний (напр., с a_0) ирригируется за состояние «физ. хаоса», к-рое может быть и существовать неравновесным, причём У. о. к. позволяет проверить справедливость этого выбора. Далее, по ф-ции f_0 выводится эфф. энергия — точнее, эфф. ф-ция Гамильтона $H_{\text{эфф}} = -\ln f_0$. Ф-ция f_0 путём введения эфф. темп-ры $T_{\text{эфф}}$ приводится к виду *канонического распределения Гиббса* с ф-цией Гамильтона $H_{\text{эфф}}$:

$$f_0 \rightarrow \tilde{f}_0 = \exp[-H_{\text{эфф}}(X, a_0)/T_{\text{эфф}}(\Delta a)] / \int \exp[-H_{\text{эфф}}(X, a_0)/T_{\text{эфф}}(\Delta a)] dX. \quad (1)$$

Зависимость $T_{\text{эфф}}$ от изменения управляющего параметра Δa находим из условия одинаковости ср. значений эфф. ф-ции Гамильтона $H_{\text{эфф}}$:

$$\int H_{\text{эфф}}(X, a_0) \tilde{f}_0(X, a_0, \Delta a) dX = \int H_{\text{эфф}}(X, a_0) f(X, a_0 + \Delta a) dX. \quad (2)$$

В правой части этого ур-ния стоят ф-ции, к-рые известны из эксперимента. В левой части имеется одна неизвестная ф-ция — эфф. темп-ра $T_{\text{эфф}}(\Delta a)$. Если решение ур-ния таково, что

$$T_{\text{эфф}}(\Delta a) > 1, T_{\text{эфф}}|_{\Delta a=0} = 1, \quad (3)$$

т. е. для выполнения условия (2) состояние с $a = a_0$ надо «подогреть», то сделанное предположение о большей хаотичности состояния с $a = a_0$ оправдано и состояние с $a = a_0 + \Delta a$ более упорядочено. Количественно различие в степени упорядоченности определяется разностью энтропий:

$$S_0 - S = \int \ln \frac{f(X, a_0 + \Delta a)}{f_0(X, a_0, \Delta a)} f(X, a_0 + \Delta a) dX \geq 0. \quad (4)$$

Итак, выводы об относительной упорядоченности определяются двумя результатами (3), (4). Во многих случаях вместо временных реализаций удобно использовать соответствующие временные спектры. По ним можно найти ф-ции распределения значений интенсивности или частоты. Для характеристики динамической неустойчивости движения, приводящей к *хаосу динамическому*, полезно использовать временные зависимости расстояний между траекториями $D = D(t, a)$ при разных значениях управляющего параметра. По ним строятся соответствующие ф-ции распределения $f(D, a)$, и далее используются описанные выше У. о. к.

Выбор управляющих параметров *a* представляет во многих случаях самостоятельную задачу. В классич. и квантовых

генераторах их роль могут играть обратная связь и накачка; в гидродинамике — это значения чисел Рейнольдса, Рэлея и Тейлора; в мультистабильных системах характер эволюции зависит от выбора нач. условий; в системах с иерархией характерных времён управляющим параметром может служить «медленное» время.

Применение У. о. к. Предлагаемый У. о. к. был установлен первоначально на двух примерах неравновесных процессов: 1) развитие генерации в автоколебательных системах по мере увеличения коэффициента положит. обратной связи; 2) переход от ламинарного течения к стационарному турбулентному течению в каналах по мере роста числа Рейнольдса. Если увеличение степени упорядоченности по мере развития генерации представляется очевидным, то второй пример является более сложным.

Традиционно турбулентное движение считается более хаотическим, чем ламинарное. Однако сравнение относит. степени упорядоченности стационарного турбулентного и ламинарного течений на основе У. о. к. S -теоремы показывает, что турбулентное движение является в определ. смысле более упорядоченным, а переход от ламинарного течения к турбулентному служит примером неравновесного фазового перехода. Роль параметра порядка играет при этом тензор напряжений Рейнольдса, k -рое определяет коллуктивных движениями, возникающими из хаотического молекулярного движения. По У. о. к. S -теоремы разность энтропий ламинарного и стационарного турбулентного течений определяется выражением

$$T(S_{\text{лам}} - S_{\text{турб}}) = \frac{1}{2} \rho \langle (\delta u)^2 \rangle \geq 0. \quad (5)$$

т. е. энтропия ламинарного течения больше энтропии осреднённого турбулентного течения. Изменение энтропии определяется дисперсией гидродинамич. скорости δu — суммой диагональных элементов тензора напряжений Рейнольдса. Этот результат, согласно S -теореме, показывает, что переход от ламинарного течения к турбулентному представляет собой пример процесса самоорганизации.

Большая организованность турбулентного течения проявляется, в частности, в следующем. В ламинарном потоке перенос импульса от слоя к слою, приводящий к появлению «вязкости», осуществляется независимыми изменениями импульса отд. атомов. В противоположность этому, при турбулентном течении перенос импульса и связанное с ним сопротивление есть коллективный процесс.

Важной характеристикой степени упорядоченности является σ — *производство энтропии*. Составление значений производства энтропии двух видов движения: стационарного (осреднённого) турбулентного течения и неустойчивого при числе Рейнольдса, больших критич. значения ($Re > Re_{\text{кр}}$) ламинарного течения, показывает, что при доп. условии постоянства напряжения на стенках канала производство энтропии при турбулентном (устойчивом при $Re > Re_{\text{кр}}$) течения меньше производства энтропии при ламинарном (неустойчивом при $Re > Re_{\text{кр}}$) течения, т. е.

$$\sigma_{\text{лам}} - \sigma_{\text{турб}} > 0. \quad (6)$$

Т. о., новому устойчивому состоянию, k -рое устанавливается в результате рассматриваемого неравновесного фазового перехода, отвечает меньшее производство энтропии.

Обобщение У. о. к. в неравновесной термодинамике имеет место принцип минимума производства энтропии в стационарном состоянии (*Пригожина теорема*), согласно к-рому $\sigma(\bar{t}) > \sigma_{\text{стат}}$ где $\sigma_{\text{стат}}$ — производство энтропии в стационарном состоянии, а $\sigma(\bar{t})$ — производство энтропии в неустояновившемся (текущем) состоянии. Этот результат доказан для линейных термодинамич. систем; общее доказательство для нелинейных систем отсутствует. На основе неравенства (6) предлагается сформулировать общий принцип минимума производства энтропии в процессах самоорганизации следующим образом.

Рассмотрим нек-рый процесс самоорганизации, формулируем последовательность стационарных состояний, отвечающих разл. значениям управляющего параметра a . Пусть $a_{\text{кр}}$ — критич. значение, при к-ром происходит

очередная бифуркация или, иными словами, *неравновесный фазовый переход*. Обозначим через $\sigma_{\text{стат}}$ значение производства энтропии в новом устойчивом состоянии, k -рое возникло в результате этого перехода [этой величине отвечает $\sigma_{\text{турб}}$ в ф-ле (6)]. Прежнее — добифуркационное состояние становится при $a > a_{\text{кр}}$ неустойчивым и не реализуется. Если, однако, обозначить производством энтропии в этом состоянии через $\sigma_{\text{неустаб}}$ [эта величина соответствует $\sigma_{\text{лам}}$ в ф-ле (6)], то предлагаемый принцип выражается неравенством

$$\sigma_{\text{стат}} > \sigma_{\text{неустаб}}. \quad (7)$$

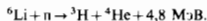
k -рое показывает, что при неравновесных фазовых переходах в ходе процесса самоорганизации система идёт по пути уменьшения производства энтропии. Разумеется, как и при переходе от ламинарного течения к турбулентному, расчёт значений $\sigma_{\text{стат}}$ и $\sigma_{\text{неустаб}}$ следует проводить при доп. условиях, конкретный вид к-рых зависит от структуры рассматриваемой системы.

Вопрос об общем доказательстве принципа (7) остаётся открытым. Однако если даже окажется, что применимость его ограничена, то всё же сделанное на основе частного результата (6) общее утверждение (7) может стать стимулирующим.

Лит. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Моисев А. С., Яглом А. М., Статистическая гидродинамика, 2 изд., СПб., 1992; Климонтович Ю. Л., Энтропия и производство энтропии при ламинарном и турбулентном течениях, «Письма в ЖТФ», 1984, т. 10, в. 2, с. 80; Ebeling W., Klimontovich Y. L., Selforganization and turbulence in liquids, Lpz., 1984; Климонтович Ю. Л., Энгель-Херберт Х., Осредненные стационарные турбулентные течения Кутты и Пуазейля в нежидкой жидкости, «ЖТФ», 1984, т. 54, с. 440; Пригожин И., Стенгерс Л., Путь из хаоса, пер. с англ., М., 1985; Климонтович Ю. Л., Проблемы статистической теории открытых систем: критерии относительной степени упорядоченности состояний в процессах самоорганизации, «УФН», 1989, т. 158, с. 59; его же, Турбулентное движение и структура хаоса, М., 1990, Dordrecht, 1991; Lesieur M., Turbulence in fluids, 2 ed., [Dordrecht], 1990; Хакеи Г., Информация и самоорганизация, пер. с англ., 1991; Зубарев Д. Н., Морозов В. Т., Трошкин О. В., Турбулентность как неравновесный фазовый переход, «ТМФ», 1992, т. 92, № 2, с. 293; Klimontovich Y. L., Statistical theory of open systems, Dordrecht, 1995.

Ю. Л. Климонтович.

УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (УТС) — процесс слияния лёгких атомных ядер, происходящий с выделением энергии при высоких темп-рах в регулируемых управляемых условиях. УТС пока ещё не реализован. Для осуществления реакций синтеза реагирующие ядра должны быть сближены на расстоянии порядка 10^{-11} см, после чего процесс их слияния происходит с заметной вероятностью за счёт *туннельного эффекта*. Для преодоления потенц. барьера сталкивающимся лёгким ядрам должна быть сообщена энергия ~ 10 кэВ, что соответствует темп-ре $\sim 10^8$ К. С увеличением заряда ядер (порядкового номера Z) их кулоновское отталкивание усиливается и величина необходимой для реакции энергии возрастает. Эфф. сечения (σ , р)-реакций, обусловленных *слабыми взаимодействиями*, очень малы. Реакции между тяжёлыми изотопами вольфрада (дейтерий и тритий) обусловлены *сильным взаимодействием* и имеют сечение на 22—23 порядка выше (см. *Термоядерные реакции*). Различия в величинах энерговыделения в реакциях синтеза не превышают одного порядка. При слиянии ядер дейтерия и трития оно составляет 17,6 МэВ. Большая скорость этих реакций и относительно высокое энерговыделение делают равноконтентную смесь дейтерия и трития наб. перспективной для решения проблемы УТС. Тритий радиоактивен (*период полураспада* 12,5 лет), не встречается в природе. Следовательно, для обеспечения работы *термоядерного реактора*, использующего в качестве ядерного горючего тритий, должна быть предусмотрена возможность его воспроизводства. С этой целью рабочая зона реактора может быть окружена слоем лёгкого изотопа лития, в к-ром будет идти реакция



Эфф. сечение термоядерных реакций быстро возрастает с темп-рой, но даже в оптим. условиях остаётся несравненно меньше эфф. сечения атомных столкновений. По этой причине реакции синтеза должны происходить в полностью ионизованной плазме, нагретой до высокой темп-ры, где процессы ионизации и возбуждения атомов отсутствуют и дейтон-дейтоновые или дейтон-тритонные столкновения рано или поздно завершаются ядерным синтезом.

Уд. мощность ядерного энерговыделения реактора равна произведению числа актов ядерных реакций, происходящих ежесекундно в единице объёма рабочей зоны реактора, на энергию, выделяющуюся при каждом акте реакции.

Применение законов сохранения энергии и числа частиц позволяет выписать нек-рые общие требования, предъявляемые к термоядерному реактору, не зависящие в первом приближении от к.-л. особенностей технол. или конструктивного характера. На рис. 1 изображена принципиальная

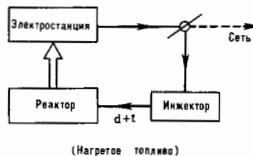


Рис. 1.

схема работы реактора. Установка содержит чистую водородную плазму плотностью n и при темп-ре T . В реактор вводится «топливо», напр. равнокомпонентная смесь дейтерия и трития, уже нагретая до необходимой темп-ры. Внутри реактора инжектируемые частицы сталкиваются между собой и происходит их ядерное взаимодействие с выделением энергии. Параллельно с этим, однако, часть энергии теряется за счёт тормозного излучения плазмы, ухода нек-рой доли высокоэнергичных частиц, не успевших прозаимодействовать, охлаждения плазмы за счёт различных для каждой конкретной установки механизмов и за счёт выгорания ядерного топлива. Пусть t — ср. время удержания частиц в реакторе; смысл величины t таков: за 1 с из 1 см³ плазмы в ср. уходит $n \cdot t$ частиц каждого знака. В стационарном режиме в реактор нужно ежесекундно инжектировать такое же число частиц (в расчёте на единицу объёма). А для покрытия энергетик, потерь подводимое топливо должно подаваться в зону реакции с энергией, превышающей энергию потока ускользающих частиц на величину потерь, обусловленных эл.-магн. излучением плазмы. Эта доля энергии может быть получена за счёт энергии синтеза, выделяющейся в зоне реакции, а также за счёт частичной регуляции в стенках и оболочке реактора эл.-магн. излучения и корпускулярных потоков. Прием для простоты, что коэф. преобразования в электроэнергию энергик, выделяющейся в ядерных реакциях, эл.-магн. излучения и тепловой энергии частиц одинаков и равен η . В условиях стационарной работы системы и при нулевой полезной мощности, когда во внеш. сеть электроэнергия не отдаётся, ур-ние баланса энергик в реакторе имеет вид

$$\eta(P_0 + P_r + P_i) = P_r + P_i,$$

где P_0 — мощность ядерного энерговыделения, P_r — мощность потока излучения, P_i — энергетик, мощность потока ускользающих частиц. Когда левая часть равенства становится больше правой, реактор перестаёт расходовать энергию, подавая энергию в сеть, а не потребляя её. Величины P_0 , P_r и P_i известным образом зависят от темп-ры плазмы T , и из ур-ния баланса легко вычисляется произведение $nt = f(T)$, где $f(T)$ для заданного значения n и выбранного сорта топлива есть вполне определённая



Рис. 2.

функция темп-ры. На рис. 2 приведены графики $f(T)$ для двух значений η и для обеих ядерных реакций (d, d) и (d, t) . Если величины nt , достигнутые в данной установке, расположатся выше кривой $f(T)$, это будет означать, что система работает как генератор энергии. При $\eta = 1/3$ энергетически выгодная работа реактора в оптим. режиме (минимум на кривых, рис. 2) для реакции (d, d) отвечает условию (т. е. Лоусона критерий) $nt \geq 0.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³·с, $T \sim 10^8$ К; для реакции (d, t) — условию $nt \geq 0.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³·с, $T \sim 2 \cdot 10^8$ К. Т. о., даже в оптим. условиях для реактора, работающего на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, и при весьма оптимистич. предположениях относительно величин n и T необходимо достижение темп-р $\sim 2 \cdot 10^8$ К. При этом для плазмы плотностью $\sim 10^{14}$ см⁻³ должны быть обеспечены времена удержания порядка секунд. Конечно, энергетически выгодная работа реактора может происходить и при более низких темп-рах, но за это придётся «расплачиваться» увеличенными значениями nt . Т. о., сооружение реактора предполагает: 1) получение плазмы, нагретой до темп-р $\sim 10^8$ К; 2) сохранение в рабочей зоне реактора плазмы с заданной плотностью в течение времени, необходимого для протекания ядерных реакций.

Тот факт, что в рассмотренный критерий реализации реактора синтеза n и T входят не независимо, а в виде произведения nt , приводит к тому, что исследования по проблеме УТС ведутся в двух осн. направлениях: разработка квазистационарных систем с магн. удержанием плазмы и предельно быстродействующих систем с инерциальным удержанием плазмы.

Системы с магнитной термоизоляции. Энергетик выход на уровне 10^3 кВт/м³ достигается для (d, t) -реакций при плотности плазмы $n \sim 10^{14}$ см⁻³ и темп-ре $\sim 10^8$ К. Это означает, что размеры рабочей зоны реактора на 10^3 МВт (типичная мощность совр. крупной электростанции) должны составлять ок. 1000 м³. Осн. вопрос состоит в том, каким способом удерживать горячую плазму в зоне реакции. Диффузионные потоки частиц и тепловые потоки при указанных значениях n и T оказываются гигантскими и любые материальные стенки непригодны. Основующая идея, определяющая на долгие годы пути развития проблемы в данном направлении, была высказана в СССР, США и Великобритании практически одновременно. Эта идея состоит в использовании для удержания и термоизоляции плазмы магн. полей. В СССР она была высказана И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым в 1950. Заряж. частицы, образующие плазму, находясь в магн. поле, не могут свободно перемещаться перпендикулярно силовым линиям поля. Коэф. диффузии и теплопроводности поперек магн. поля в случае устойчивой плазмы изменяются обратно пропорционально квадрату напряжённости поля H , напр., в полях $\sim 10^5$ Гс уменьшаются на 14—15 порядков величины по сравнению со своими значениями для немагнитичной плазмы той же плотности и темп-ры. Т. о., применение достаточно сильного магн. поля в принципе открывает дорогу для проектирования термоядерного реактора.

Исследования в области УТС с магн. термоизоляцией делятся на три осн. направления: 1) открытые (или зеркальные) магн. ловушки; 2) замкнутые магн. системы; 3) установки импульсного действия.

В открытых ловушках уход частиц из рабочей зоны поперек силовых линий на стенки установки затруднен, он происходит либо в ходе процесса замагниченной диффузии

(т. е. очень медленно), либо путём перезарядки на частичках остаточного газа (см. *Перезарядка ионов*). Уход плазмы вдоль силовых линий также замедлен благодаря наличию областей усиленного магн. поля (т. н. магн. зеркал, или магн. ловушек), размещённых на открытых концах ловушки. Заполнение ловушек плазмой обычно производится путём инжекции плазменных сгустков или пучков частиц, обладающих большой энергией (подробнее см. *Магнитные ловушки*).

В системах замкнутого типа (*токамак, стелларатор*) уход частиц на стенки тороидальной установки поперёк продольного магн. поля также затруднён и происходит за счёт замагниченной диффузии и перезарядки. Нагревание плазменного шнура в токамаке на нач. стадиях процесса осуществляется протекающим по нему коллиновым током. Однако по мере повышения темп-ры джоулев нагрев становится менее эффективным, т. к. сопротивление плазмы быстро падает с ростом темп-ры. Для нагревания плазмы св. 10^7 К применяются методы высокочастотного нагрева или ввод энергии в плазму с помощью быстрых нейтральных частиц (см. *Нагрев плазмы*).

В установках импульсного действия (Z -пинч и θ -пинч) нагревание плазмы и её удержание осуществляются сильными кратковрем. токами, протекающими через плазму. При нарастании тока и одноврем. нарастании магн. давления плазма отжимается от стенок установки, чем обеспечивается её термоизоляция. Повышение темп-ры происходит за счёт джоулева нагрева, за счёт адиабатич. сжатия плазменного шнура и, по-видимому, в результате турбулентных процессов при развитии *неустойчивостей плазмы* (подробнее см. *Пинч-эффект и Плазменный фокус*).

Успешная работа и дальнейшее развитие любой из перечисленных систем возможно только при условии, что исходная плазменная структура оказывается макроскопически устойчивой, сохраняя заданную форму в течение всего времени, необходимого для протекания реакции. Кроме того, в плазме должны быть подавлены те микроскопич. неустойчивости, при возникновении и развитии к-рых распределение частиц по энергиям перестаёт быть равновесным и потоки частиц и тепла поперёк силовых линий резко возрастают по сравнению с их теоретич. значением. Именно в направлении стабилизации плазменных неустойчивостей разного типа развивались осн. исследования магн. систем начиная с 1952, и эта работа ещё полностью не может считаться завершённой.

Сверхтермоядерные системы УТС с инерциальным удержанием. Трудности, связанные с магн. удержанием плазмы, можно, в принципе, обойти, если «сжигать» термоядерное горючее за чрезвычайно малые времена, когда нагретое вещество не успевает разлететься из зоны реакции. Согласно критерию Лоусона, реализация УТС при таком способе сжигания может быть достигнута лишь при очень высокой плотности рабочего вещества. Чтобы избежать ситуации термоядерного взрыва большой мощности, нужно использовать очень малые порции горючего: исходное термоядерное топливо должно иметь вид небольших крупинок (диам. неск. мм), приготовленных из смеси твёрдого дейтерия и трития, впрыскиваемых в реактор перед каждым его рабочим тактом. Пл. проблема заключается в быстром подведении необходимой энергии для разогрева крупинок горючего. Решение этой проблемы возлагается на применение лазерного излучения (см. *Лазерный термоядерный синтез*) или интенсивных сфокусированных пучков быстрых заряд. частиц. Исследования в области УТС с применением лазерного нагрева были начаты в 1964; использование пучков тяжёлых и лёгких ионов находится на ещё более ранней стадии изучения (см. *Ионный термоядерный синтез*).

Энергия W , к-рую необходимо подводить к крупинке горючего для обеспечения работы установки в реакторном режиме, как следует из простого расчёта, обратно пропорциональна квадрату плотности дейтерий-тритиевого топлива. Оценки показывают, что допустимые значения W получаются лишь в случае резкого, в 10^2 — 10^3 раз, увеличения плотности термоядерного топлива по сравнению

с исходной плотностью твёрдой (d , t)-мишени. Столь высокие степени сжатия, необходимые для получения столь больших плотностей, оказываются достижимыми при испарении поверхностных слоёв симметрично облучаемой мишени и реактивном сжатии её внутр. зон. Для этого подводящая мощность должна быть определённым образом программирована во времени. Другим условием состоит в программировании радиального распределения плотности вещества и в использовании сложных многооболочечных мишеней. Необходимая энергия оценивается в $\sim 10^6$ — 10^7 Дж, что лежит в пределах совр. возможностей лазерной техники. К цифрам такого же масштаба приводит анализ систем с ионными пучками.

Трудности и перспективы. Исследования в области УТС сталкиваются с большими трудностями как чисто физ., так и техн. характера. К первым относится уже упомянутая проблема устойчивости горячей плазмы, помешанной в магн. ловушку. Применение сильных магн. полей спец. конфигурации позволило подвинуть мн. виды макроскопич. неустойчивостей, но окончат. решение вопроса пока отсутствует.

В частности, для интересной и важной системы — токамак — остаётся т. н. проблема «большого срыва», при к-рой плазменный токовый шнур сначала стягивается к оси камеры, затем ток прекращается за неск. мс и в стенку камеры сбрасывается большая энергия. Комер. теплового удара камера испытывает при этом и механич. удар.

Серьёзную трудность представляет также образование пучков быстрых электронов, оторванных от осн. ансамбля электронов плазмы. Эти пучки приводят к сильному возрастанию потоков тепла и частиц поперёк поля. В сверхтермоядерных системах также наблюдается образование группы быстрых электронов в плазменной короне, окружающей мишень. Эти электроны успевают преждевременно нагреть центральные зоны мишени, препятствуя достижению необходимой степени сжатия и последующего запрограммированного протекания ядерных реакций. Осн. трудность в этих системах — осуществление устойчивого сферичеки-симметричного сжатия мишени.

Ещё одна трудность связана с проблемой примесей. Эл.-магн. излучение при используемых значениях n и T плазмы и возможных размерах реактора свободно покидает плазму, но для чисто водородной плазмы эти энергетич. потери, определённые в осн. тормозным излучением электронов, в случае (d , t)-реакций перекрываются ядерным энерговыделением уже при темп-рах выше $4 \cdot 10^7$ К. Однако даже малая добавка чужеродных атомов с большим Z , к-рые при рассматриваемых темп-рах входят в сильно ионизованном состоянии, приводят к возрастанию энергетич. потерь выше допустимого уровня. Требуются чрезвычайные усилия (непрерывное совершенствование вакуумных установок, использование тугоплавких и туводрасплавляемых веществ, таких, напр., как графит, вольфрам, молибден, в качестве материала диафрагм, применение устройств для улавливания атомов примесей и т. д.), чтобы содержание примесей в плазме оставалось ниже допустимого уровня ($\leq 0,1\%$). Для инерциальных систем — иредотворшение перемешивания вещества сжиганной оболочки с термоядерным топливом на конечных стадиях сжатия.

На рис. 3 указаны параметры, достигнутые на разл. установках к 1994. Как видно, параметры этих систем близки к пороговым значениям. Мало того, на самом большом работающем токамаке JET (Зап. Европа) в ноябре 1991 был впервые осуществлён разрядный импульс на (d , t)-плазме длительною осн. 2 с. При этом была получена энергия синтеза в управляемых условиях на уровне мощности ~ 1 МВт. Годом позже на установке FTFR была получена энергия ~ 6 МВт. Из экологич. соображений опыты проводились не на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, а с содержанием трития на уровне 10—11%. В эксперименте на FTFR отношение энергии синтеза к затрат. энергии равнялось 0,15 (в пересчёте на равнокомпонентную смесь $\sim 0,46$). Успех этих экспериментов отчётливо выдвинул токамак на ведущее место среди установок.

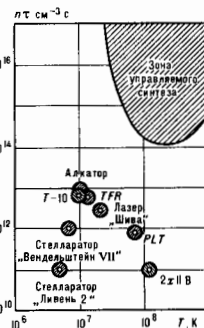


Рис. 3. Параметры, достигнутые на различных установках для изучения проблемы управляемого термоядерного синтеза к 1991. Т-10—установка токамак Института атомной энергии имени И. В. Курчатова (СССР); ПЛТ—установка токамак Принстонской лаборатории (США); Активатор—установка токамак управляемого термоядерного синтеза Маскаутского технологического института (США); ТФР—установка токамак в Фонтене-о-Роз (Франция); 2 ХПВ—открытая ловушка Ливерморской лаборатории (США); лазер «Шива» (Ливерморская лаборатория, США); стегларатор «Ливень» (ФИАН, Москва); стегларатор «Вендештайн УП» (Гарнинг, ФРГ).

разрабатываемых по программе УТС. В связи со сказанным понятно, что в международном проекте ИТЭР, к-рый предполагается осуществить к 2003 и к-рый должен служить эксперим. моделью будущей электростанции с реактором синтеза, предложено использование системы токамак.

Следует, однако, ясно понимать, что путь от работающего реактора до действующей электростанции ещё очень долг. Радиаци. активация стенок камеры реактора при работе на топливе, содержащем тритий, неключително велика. Даже если удастся осуществить стационарную работу реактора в течение длит. времени, механич. стойкость первой стенки камеры в результате радиац. повреждений вряд ли сможет превышать (по оценкам экспертов) 5—6 лет. Это означает необходимость периодич. полного демонтажа установки и последующей новой сборки с помощью дистанционно действующих роботов, т. к. остаточная активность будет измеряться тысячами мегаюри. Глубоко подземное захоронение огромных по размерам деталей установки также окажется неизбежным.

Красивая возможность резкого сокращения радиоактивности работающей системы и остаточной наведенной активности может быть достигнута при работе на топливе с изотопом ^3He по реакции $d + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$. Энерговыделение сохраняется на прежнем уровне, образование нейтронов будет происходить только за счёт побочных (d, d) реакций. К сожалению, необходимый изотоп ^3He пришлось бы привозить с поверхности Луны, где он имеется в значит. концентрациях, тогда как на Земле его содержание ничтожно.

Если говорить о далёких прогнозах, то оптимум, вероятно, следует искать в сочетании солнечной энергии и УТС. О возможностях, связанных с исключительно интересными, но ещё более отдалёнными перспективами применения процесса моононого катализа для осуществления УТС, см. в ст. *Мнооный катализ*.

Лит.: Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. 2 изд. М., 1963; Furth H. P. Tokamak research, «Nucl. Fus.», 1975, т. 15, № 3, р. 487; Лукьянов С. Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М., 1975; Проблемы лазерного термоядерного синтеза. Сб. ст., М., 1976; Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 1—3, М., 1980—82. С. Ю. Лукьянов.

УПРУЧНЕНИЕ металлов.—повышение сопротивляемости металлов и сплавов пластич. деформации или разрушению в результате затруднения движения дислокаций и их размножения.

УПРУГИЕ ВОЛНЫ—упругие возмущения, распространяющиеся в твёрдой, жидкой и газообразных средах, напр. волны, возникающие в земной коре при землетрясениях, звуковые и ультразвуковые волны в жидкостях, газах и твёрдых телах. При распространении У. в. в среде возникают механич. деформации сжатия и сдвига, к-рые переносятся волной из одной точки среды в другую. При этом

имеет место перенос энергии упругой деформации в отсутствие потока вещества (исключая особые случаи, напр. акустические течения). Всякая гармонич. У. в. характеризуется амплитудой колеб. смещения частиц среды и его направлением, колеб. скоростью частиц, перем. механич. напряжением и деформацией (к-рые в общем случае являются тензорными величинами), частотой колебаний частиц среды, длиной волны, фазовой и групповой скоростями, а также законом распределения смещений и напряжений по фронту волны.

В жидкостях и газах, к-рые обладают упругостью объёма, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные волны разрежения-сжатия, где колебания частиц среды происходят в направлении распространения волны. Фазовая скорость их $c_1 = \sqrt{K/\rho}$, где K —модуль всестороннего сжатия, ρ —плотность среды. Пример таких У. в.—звуковые волны.

В однородной изотропной бесконечно протяжённой твёрдой среде могут распространяться У. в. только двух типов—продольные и сдвиговые. В продольных У. в. движение частиц параллельно направлению распространения волны, а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (растяжения) и чистого сдвига. В сдвиговых волнах движение частиц перпендикулярно направлению распространения волны, а деформация является чистым сдвигом. В безграничной среде распространяются продольные и сдвиговые волны трёх типов—плоские, сферические и цилиндрические. Их особенность—независимость фазовой и групповой скоростей от амплитуды и геометрии волны. Фазовая скорость продольных волн в неограниченной твёрдой среде $c_1 = \sqrt{(K+4G/3)/\rho}$, сдвиговых волн— $c_2 = \sqrt{G/\rho}$ (G —модуль сдвига). Величины c_1 и c_2 для разных сред колеблются в пределах от сотен до неск. тысяч м/с.

На границе твёрдого полупространства с вакуумом, газом, жидкостью или с др. твёрдым полупространством могут распространяться упругие поверхностные волны (см. *Поверхностные акустические волны*), являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды к-рых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных твёрдых телах (пластина, стержень), представляющих собой твёрдые волноводы акустические, могут распространяться только нормальные волны, каждая из к-рых является комбинацией иск. продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под острыми углами к оси волновода и удовлетворяющих граничным условиям: отсутствию механич. напряжений на поверхности волновода. Число n нормальных волн в пластине или стержне определяется толщиной или диаметром d , частотой ω и модулями упругости среды. При увеличении ωd число нормальных волн возрастает, и при $\omega d \rightarrow \infty$ $n \rightarrow \infty$. Нормальные волны характеризуются дисперсией фазовой и групповой скоростей.

В бесконечной пластине существуют два типа нормальных волн—Ламба волны и сдвиговые волны. Плоская волна Ламба характеризуется двумя составляющими смещения, одна из к-рых параллельна направлению распространения волны, другая—перпендикулярна граням пластины. В плоской сдвиговой нормальной волне смещения параллельны граням пластины и одновременно перпендикулярны направлению распространения волны. В цилиндрич. стержнях могут распространяться нормальные волны трёх типов—продольные, изгибные, крутильные.

В анизотропных средах (кристаллах) свойства У. в. зависят от типа кристалла и направления распространения. В частности, чисто продольные и чисто сдвиговые волны могут распространяться только в кристаллах определ. симметрии и по определ. направлениям, как правило, совпадающим с направлением кристаллографич. осей. В общем случае в кристалле по любому направлению всегда распространяются три волны с тремя разл. скоростями: одна квазипродольная и две квазиперечные, в к-рых преобладают соответственно продольные или поперечные

смещения (см. *Кристаллооптика*). При распространении У. в. в кристаллах может возникнуть ряд специфич. эффектов, напр. различие в направлениях фазовой и групповой скоростей, усиление ультразвука за счёт акустоэлектронного взаимодействия, дислокац. поглощение.

В любой упругой среде из-за внутр. трения и теплопроводности распространение У. в. сопровождается её поглощением (см. *Положение звука*). Если па пути У. в. имеется к-л. препятствие (отражающая стенка, вакуумная полость и т. д.), то происходит дифракция волн на этом препятствии; простейший случай дифракции — отражение и преломление У. в. на плоской границе двух полупространств.

У. в. механич. напряжения пропорц. деформациям (*Гука закон*). Если амплитуда деформации в твёрдом теле превосходит предел упругости материала, в волне появляются пластич. деформации и её наз. *упругоэластической волной*. Аналогом таких волн в жидкостях и газах являются волны т. н. конечной амплитуды. Скорость их распространения зависит от величины деформации.

Диапазон частот У. в. простирается от малых долей Гц до 10^{13} Гц. В последнем случае длины У. в. становятся сравнимыми с параметрами кристаллич. решётки.

Область применения упругих волн чрезвычайно широка: низкочастотные упругие волны используются в сейсмологии (для регистрации землетрясений), в сейсморазведке. У. в. килогерцового диапазона применяются в гидролокации и при исследовании океана. У. в. ультра- и гиперзвукового диапазонов служат в физике для определения разл. параметров твёрдых, жидких и газообразных сред, применяются в акустоэлектронике, в промышленности для тех. и контрольно-измерит. целей, в медицине и др. областях. См. также *Интервук*, *Ультразвук*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Кольский Г., Волны напряжения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; И. А. Физическая акустика, под ред. У. Мюоза, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, тл. 1—2, к. т. 4, ч. А, М., 1969, тл. 1; Викторова И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Релея и Лэмба в технике, М., 1966. *И. А. Викторова*.

УПРУГООПТИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ (постоянная Поккельса) — величина, характеризующая зависимость показателя преломления материала от упругой деформации. У. п. $p = (\epsilon_0 - \epsilon_0^0)/\epsilon_0^0 S$, где ϵ_0 и ϵ_0^0 — диэлектрич. проницаемости невозмущённой и возмущённой сред соответственно, S — деформация среды.

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ ВОЛНА — волна в деформируемом твёрдом теле, при прохождении к-рой амплитуда деформации превосходит предел упругости вещества и возникают пластич. деформации. Скорость распространения таких волн зависит от величины деформации. В стержне, по к-рому пропала У. в., сохраняются остаточные деформации; по их распределению можно судить о динамич. механич. характеристиках материала.

УПРУГОСТИ ТЕОРИЯ — раздел *механики*, в к-ром изучаются перемещения, деформации и напряжения, возникающие в покоящихся или движущихся упругих телах под действием нагрузки. У. т. — основа расчётов на прочность, деформируемость и устойчивость в строит. деле, авиации и ракетостроении, машиностроении, горном деле и др. областях техники и промышленности, а также в физике, сейсмологии, биомеханике и др. науках. Объектами исследования методами У. т. являются разнообразные тела (машин, сооружения, конструкции и их элементы, горные массивы, плотины, геол. структуры, части живого организма и т. п.), находящиеся под действием сил, температурных полей, радиоакт. облучений и др. воздействий. В результате расчётов методами У. т. определяются: допустимые нагрузки, при к-рых в рассматриваемом объекте не возникает напряжения или перемещения, опасные с точки зрения прочности или недееспособные по условиям функционирования; наиб. целесообразные конфигурации и размеры сооружений, конструкций и их деталей; перегрузки, возникающие при динамич. воздействии, напр. при про-

хождении упругих волн; амплитуды и частоты колебаний конструкций или их частей и возникающие в них динамич. напряжения; усилия, при к-рых рассматриваемый объект теряет устойчивость. Этими расчётами определяются также материалы, наиб. подходящие для изготовления проектируемого объекта, или материалы, к-рым можно заменить части организма (костные и мышечные ткани, кровеносные сосуды и т. п.). Методы У. т. эффективно используются и для решения исковых классов задач *пластичности теории* (в методе последоват. приближений).

Законы упругости, имеющие место для большинства материалов, по крайней мере, при малых (а иногда и больших) деформациях, отражают взаимно однозначные зависимости между текущими (мгновенными) значениями напряжений и деформаций. Сен. физ. закон У. т. — обобщённый *Гука закон*, согласно к-рому напряжения линейно зависят от деформаций. Для изотропных материалов эти зависимости имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= 3\lambda \epsilon + 2\mu \epsilon_{11}, & \sigma_{22} &= 3\lambda \epsilon + 2\mu \epsilon_{22}, \\ \sigma_{33} &= 3\lambda \epsilon + 2\mu \epsilon_{33}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\sigma_{12} = 2\mu \epsilon_{12}, \quad \sigma_{23} = 2\mu \epsilon_{23}, \quad \sigma_{31} = 2\mu \epsilon_{31},$$

где $\epsilon = (1/3)(\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})$ — ср. (гидростатич.) деформация, λ и μ — постоянные Ламе. Т. о., упругие свойства изотропного материала характеризуются двумя постоянными λ и μ или к.и. выраженными через них двумя *модулями упругости*.

Равенство (1) можно также представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{11} - \sigma &= 2\mu(\epsilon_{11} - \epsilon), \dots \\ \sigma_{12} &= 2\mu \epsilon_{12}, \dots, \quad \sigma = 3\lambda \epsilon, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\sigma = (1/3)(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$ — ср. (гидростатич.) напряжение, K — модуль объёмной упругости.

Для нелинейного упругого изотропного материала в равенстве (2) вместо μ входит коэф. $\Phi(\epsilon_0)/3\epsilon_0$, а соответственно $\sigma = 3K\epsilon$ заменяется равенством $\sigma = f(\epsilon)$, где величина ϵ_0 наз. *интенсивностью деформации*, а функции Φ и f , универсальные для данного материала, определяются из опытов. Когда $\Phi(\epsilon_0)$ достигает неск-рого критич. значения, возникает пластич. деформация.

Матем. задача У. т. при равновесии состоит в том, чтобы, зная действующие внеш. силы (нагрузки) и т. п. граничные условия, определить в любой точке тела значения компонентов тензоров напряжений и деформаций, а также компоненты u_x, u_y, u_z вектора перемещения частицы тела, т. е. определить эти 15 величин в виде ф-ций от координат x, y, z точек тела. Исходными для решения этой задачи являются дифференц. ур-ния равновесия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial z} + \rho X &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial z} + \rho Y &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial z} + \rho Z &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ — плотность материала, X, Y, Z — проекции на координатные оси действующей на каждую частицу тела массовой силы (напр., силы тяжести), отнесённой к массе этой частицы.

К трём ур-ниям равновесия присоединяются 6 равенств (1) в случае изотропного тела и ещё 6 равенств вида

$$\epsilon_{11} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \dots, 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}, \dots, \quad (4)$$

устанавливающих зависимости между компонентами деформации и перемещений.

Когда на часть S_1 граничной поверхности тела действуют заданные поверхностные силы (напр., силы контактного взаимодействия), проекции к-рых, отнесённые к единице площади, равны F_x, F_y, F_z , а для части S_2 этой поверхности заданы перемещения её точек $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$, граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{11}l_1 + \sigma_{12}l_2 + \sigma_{13}l_3 &= F_x, \\ \sigma_{21}l_1 + \sigma_{22}l_2 + \sigma_{23}l_3 &= F_y, \\ \sigma_{31}l_1 + \sigma_{32}l_2 + \sigma_{33}l_3 &= F_z, \\ u_x &= \varphi_x, \quad u_y = \varphi_y, \quad u_z = \varphi_z, \end{aligned} \quad (5)$$

где l_1, l_2, l_3 — косинусы углов между нормалью к поверхности и координатными осями. Первые условия означают, что искомым напряжениям должны удовлетворять на границе S_1 трём равенствам (5), а вторые — что искомые перемещения должны удовлетворять на границе S_2 равенствам (6); в частном случае может быть $\varphi_x = \varphi_y = \varphi_z = 0$ (часть S_2 поверхности жёстко закреплена). Напр., в задаче о равновесии плитына массовая сила — сила тяжести, поверхность S_2 подштыи илотны неподвижна, на остальную поверхность S_1 действуют силы напора воды, давления разл. надстроек, транспортных средств и т. д.

В общем случае поставленная задача представляет собой пространственную задачу У. т., решение к-рой трудно осуществимо. Точные аналитические решения имеются лишь для нек-рых частных задач: об изгибе и кручении бруса, о контактом взаимодействии двух тел, о концентрации напряжений, о действии силы на вершину конич. тела и др. Так как ур-ния У. т. являются линейными, то решение задачи о совместном действии двух систем сил получается путём суммирования решений для каждой из систем сил, действующих раздельно (принцип суперпозиции). В частности, если для к.-н. тела найдено решение при действии сосредоточенной силы в к.-л. произвольной точке тела, то решение задачи при произвольном распределении нагрузок получается путём суммирования (интегрирования). Такие решения получены лишь для небольшого числа тел (неограниченно хростанство, полупространство, ограниченное плоскостью, и иск-рые др.). Предлагаю ряд аналитич. методов решения пространственной задачи У. т.: вариацион. методы (Ритца, Бубнова — Галёркина, Кастильяно и др.), метод упругих потенциалов, метод Бетти и др. Интенсивно разрабатываются численные методы (конечн-элементные, метод конечных элементов и др.). Разработка общих методов решений хростанственной задачи У. т. — одна из наиб. актуальных проблем У. т.

При решении плоских задач У. т. (когда один из компонентов перемещения равен нулю, а два других зависят только от двух координат) широкое применение находят методы теории ф-ций комплексного переменного. Для стержней, пластин и оболочек, часто используемых в технике, найдены приближённые решения многих практически важных задач на основе нек-рых упрощающих предположений. Применительно к этим объектам интерес представляют задачи об устойчивости равновесия (см. *Устойчивость движения*).

В задаче термоупругости определяются напряжения и деформация, возникающие вследствие неоднородного распределения темп-ры в теле. При матем. постановке этой задачи в правую часть первых трёх ур-ний (1) добавляется член $-(3\lambda + 2\mu)\alpha T$, где α — коэф. линейного температурного расширения, $T(x_1, x_2, x_3)$ — заданное поле темп-ры. Аналогичным образом строится теория электромагнитоупругости и упругости тел, подвергавшихся облучению.

Большой практич. интерес представляют задачи У. т. для неоднородных тел. В этих задачах коэф. λ и μ в ур-ниях (1) являются не константами, а ф-циями координат, определяющими поле упругих свойств тела, к-рое иногда задано статистически (в виде нек-рых ф-ций распределения). Применительно к этим задачам разрабатываются статистич. методы У. т., отражающие статистич. природу свойств полукристаллич. тел и материалов.

В динамич. задачах У. т. искомые величины — ф-ции координат и времени. Исходными для матем. решения этих задач являются дифференц. ур-ния движения, отличающиеся от ур-ний (3) тем, что правые части вместо нуля содержат инерц. члены $\rho d^2 u_i / dt^2$ и т. д. К исходным ур-ниям должны также присоединиться ур-ния (1), (4), и, кроме граничных условий (5), ещё задаются нач. условия,

определяющие, напр., распределение перемещений и скоростей частиц тела в нач. момент времени. К этому типу относятся задачи о колебаниях конструкций и сооружений, в к-рых могут определяться формы колебаний и их возможные смены, амплитуды колебаний и их нарастание или убывание во времени, резонансные режимы, дипамич. напряжения, методы возбуждения и гашения колебаний и др., а также задачи о распространении упругих волн (сейсмич. волны и их воздействие на конструкция и сооружения; волны, возникающие при взрывах и ударах; термоупругие волны и т. д.).

Одними из совр. проблем У. т. являются матем. постановка задач и разработка методов их решения при конечных (больших) упругих деформациях.

Эксперим. методы У. т. (метод многоточечного тензометрирования, *полупозиционно-оптический метод* исследования напряжений, метод муаров и др.) позволяют в нек-рых случаях непосредственно определить распределение напряжений и деформаций в исследуемом объекте или на его поверхности. Эти методы используются также для контроля решений, полученных аналитич. и численными методами, особенно когда решения найдены при к.-н. упрощающих допущениях. Иногда эффективными оказываются экспериментально-теоретич. методы, в к-рых частичная информация об искомых ф-циях получается из опытов.

Лит.: Ляв А. (Лав), Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; Стретт Дж. В. (Горд Рэлев), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Бодя Б., Уэвер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964; Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости, под ред. В. Д. Купрадзе, 2 изд., М., 1976; Тимошенко С. П., Гудлер Дж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Хан Х., Теория упругости. Основы линейной теории и её применение, пер. с нем., М., 1988. А. А. Ильюшин, В. С. Леньский.

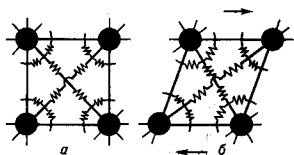
УПРУГОСТЬ — свойство тел изменять форму и размеры под действием нагрузок и самопроизвольно восстанавливать исходную конфигурацию при прекращении внеш. воздействия.

Количественно У. выражается в том, что компоненты тензора напряжений (см. *Напряжения механической*) в изотермич. условиях являются ф-циями компонентов тензора деформации (см. *Деформация*), к-рые универсальны для данного материала и не зависят от того, в каком порядке происходит изменение разл. компонентов деформации до достижения ими расматриваемых значений. В большинстве материалов (напр., в металлах, керамике, горных породах, древесине) при малых деформациях зависимости между напряжениями и деформациями можно считать линейными и описывать обобщённым *Законом Гука*. Законом нелинейной У. можно ирриать форму, подобную обобщённому закону Гука, заменив модули упругости нек-рыми универсальными ф-циями (см. *Упругость теория*).

У. тел обусловлена силами взаимодействия атомов, из к-рых они построены. В твёрдых телах при темп-ре абс. нуля в отсутствие внеш. напряжений атомы занимают равновесные положения, в к-рых сумма всех сил, действующих на каждый атом со стороны остальных, равна нулю, а потенц. энергия атома минимальна. Кроме сил притяжения и отталкивания, зависящих только от расстояния между атомами (центральные силы), в многоатомных молекулах и макроскопич. телах действуют также нецентральные силы, зависящие от т. н. валентных углов между ирнымими, соединяющими данный атом с его разл. соседями (рис.). При равновесных значениях валентных углов нецентральные силы также уравновешены. Энергия макроскопич. тела зависит от межатомных расстояний и валентных углов, принимаемая мин. значение при равновесных значениях этих параметров.

Под действием внеш. напряжений атомы смещаются из своих равновесных положений, что сопровождается увеличением потенц. энергии тела на величину, равную работе внеш. напряжений по изменению объёма и формы тела. После снятия внеш. напряжений конфигурация упруго деформир. тела с неравновесными межатомными расстояниями и валентными углами оказывается неустойчивой и са-

мпроизвольно возвращается в равновесное состояние. Запасённая в теле избыточная потенц. энергия превращается в энергию колеблющихся атомов, т.е. в тепло. Пока отклонения межатомных расстояний и валентных углов от их равновесных значений малы, они пропорц. действующим силам между атомами силам, подобно тому, как удлинение или сжатие пружины пропорц. приложенной силе. Поэтому тело можно представить как совокупность атомов-шариков, соединённых пружинами, ориентация к-рых фиксирована др. пружинами (рис.). Константы упругости этих пружин определяют модули упругости материала.



Шариковая модель элементарной ячейки кубического кристалла: а — в равновесии в отсутствие внешних сил; б — под действием внешнего касательного напряжения.

В жидкости тепловые колебания имеют амплитуду, сравнимую с равновесным межатомным расстоянием, вследствие чего атомы легко меняют своих соседей и не сопротивляются касат. напряжениям, если они прикладываются со скоростью, значительно меньшей скорости тепловых колебаний. Поэтому жидкости (как и газы) не обладают упругостью формы, а только объёма: уменьшение объёма пропорц. приложенному давлению.

В газообразном состоянии ср. расстояния между атомами или молекулами значительно больше, чем в конденсированном. Упругость газов (паров) определяется тепловым движением молекул, ударяющихся о стенки сосуда, ограничивающего объём газа.

Лит.: Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 4 изд., Л., 1972, гл. 2; Фейнман Р., Лейтон Р., Занде М., Фейнмановские лекции по физике, 2 изд., [М.] 7, М., 1977, гл. 38—39; Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966, гл. 2. А. Н. Орлов.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — уравнение, к-рое связывает давление p , объём V и абс. темп-ру T физического однофазной системы в состоянии термодинамического равновесия: $f(p, V, T) = 0$. Это уравн. наз. термическим У. с., в отличие от calorического У. с., определяющего внутр. энергию U системы как ф-цию к.-л. двух из трёх параметров p, V, T . Термическое У. с. позволяет выразить давление через объём и темп-ру, $p = p(V, T)$, и определить элементарную работу $\delta A = p\delta V$ при бесконечно малом расширении системы δV . У. с. является необходимым дополнением к термодинамич. законам, к-рое делает возможным их применение к реальным веществам. Оно не может быть выведено с помощью одних только законов термодинамики, а определяется из опыта или рассчитывается теоретически на основе представлений о строении вещества методами статист. физики. Из *первого начала термодинамики* следует лишь существование calorич. У. с., а из *второго начала термодинамики* — связь между calorическим и термическим У. с.:

$$(\partial U/\partial V)_T = T(\partial p/\partial T)_V - p.$$

из к-рой следует, что для идеального газа внутр. энергия не зависит от объёма: $(\partial U/\partial V)_T = 0$.

Для вычисления как термического, так и calorического У. с. достаточно знать любой из *потенциалов термодинамических* в виде ф-ции своих параметров. Напр., если известна *Гельмгольцева энергия* (свободная энергия) F как ф-ция T и V , то У. с. находится дифференцированием:

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T, \quad U = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T}\right)_V.$$

Примерами У. с. для газов могут служить *Клапейрона уравнение* для идеального газа: $pv = RT$, где v — объём одного моля газа; *Ван-дер-Ваальса уравнение*:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT,$$

где a и b — постоянные, зависящие от природы газа и учитывающие влияние сил межмолекулярного притяжения и конечность объёма молекул; *вириальное У. с.* для неидеального газа:

$$pv/RT = 1 + B(T)/v + C(T)/v^2 + \dots,$$

где $B(T), C(T), \dots$ — 2-й, 3-й и т.д. вириальные коэф., зависящие от сил межмолекулярного взаимодействия. Вириальное У. с. позволяет объяснить многочисл. эксперим. результаты на основе простейш. моделей *межмолекулярного взаимодействия* в газах. Предложены также разл. эмпирич. У. с., основанные на эксперим. данных о теплоёмкости и сжимаемости газов. У. с. неидеальных газов указывают на существование критич. точки (с параметрами p_c, V_c, T_c), в к-рой газообразная и жидкая фазы становятся идентичными. Если У. с. представит в виде привлекённого У. с., то при вступлении переменных $p/p_c, V/V_c, T/T_c$, то при ещё низких темп-рах это уравн. мало меняется для разл. веществ (закон соответственных состояний).

Для жидкостей из-за сложности учёта всех особенностей межмолекулярного взаимодействия пока не удалось получить общее теоретическое У. с. Урнне Ван-дер-Ваальса и его модификация, хотя и применяются для качеств. оценки поведения жидкостей, но по существу оно неприменимо ниже критич. точки, когда возможно сосуществование жидкой и газообразной фаз. У. с., хорошо описывающее свойства ряда простых жидкостей, можно получить из привлечённых теорий жидкости. Зная распределение вероятностей взаимного расположения молекул (парной корреляц. ф-ции; см. *Жидкость*), можно в принципе вычислить У. с. жидкости, однако эта задача сложна и полностью не решена даже с помощью ЭВМ.

Для получения У. с. твёрдых тел используют теорию *колебаний кристаллической решётки*, однако универсальное У. с. для твёрдых тел не получено.

Для равновесного излучения (фотонного газа) У. с. определяется *Планка законом излучения*.

Для магн. сред элементарная работа при намагничивании равна

$$\delta A = -H\delta M,$$

где M — магн. момент вещества, H — напряжённость магн. поля. Следовательно, зависимость $M = M(H, T)$ представляет собой магнитное У. с. Для диэлектриков элементарная работа $\delta A = -E\delta P$, где P — поляризация, E — напряжённость электр. поля, и У. с. имеет вид $P = P(E, T)$.

Лит.: Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., 3 изд., Л., 1982; Мейсон Э., Сперлинг Т., Вириальное уравнение состояния, пер. с англ., М., 1972; Искаев А. А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Аншкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979. Д. Н. Зубарев.

УРАН (лат. Uranium), U, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. н. 92, ат. масса 238,0289; относится к *актиноидам*. В природе представлен тремя α -радиоакт. изотопами: ^{234}U (0,0055%, $T_{1/2} = 2,454 \cdot 10^5$ лет); ^{235}U (0,7200%, $T_{1/2} = 7,0378 \cdot 10^8$ лет); ^{238}U (99,2745%, $T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет). Содержание ^{235}U в разл. урановых рудах колеблется болес чем на 0,1% (ср. содержание ^{235}U в ср. изотопов U считали ранее, а иногда считают и ныне равным 0,711%). Ядра ^{234}U и ^{235}U делятся при захвате как тепловых, так и быстрых нейтронов, а ядра ^{238}U способны к делению только при захвате нейтронов с энергией болес 1 МэВ. При захвате нейтронов с меньшей энергией ядра ^{238}U превращаются сначала в ядра ^{239}U , к-рые далее испытывают β -распад и последовательно превращаются в ^{239}Np и ^{239}Pu (этот процесс осуществляется

в т. н. бериловых ядерных реакторах). Эфф. сечения захвата тепловых нейтронов ядер ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U равны $98 \cdot 10^{-28}$, $683 \cdot 10^{-28}$ и $2,7 \cdot (10^{-28})$ м² соответственно. Электронная конфигурация внешних оболочек $5s^2 5p^6 6s^0 6p^6 6d^1 7s^2$. Энергии нислосадов, ионизационн радиусы (ЭВ): $6,19$; $11,6$; $19,8$; $36,7$. Кристаллохим. радиус атома U 153 пм, радиус ионов U^{3+} и U^{4+} составляет 104 и 89 пм. Значение электроотрицательности $1,1$ — $1,2$. Работа выхода электрона $3,3$ эВ.

В свободном виде У.—серебристо-серый металл. Существовал в трёх модификациях: ниже $667,7^\circ\text{C}$ устойчива ромбич. модификация (α -У), параметры решётки к-рой $a=285$, $b=587$, $c=496$ пм; в интервале от $667,7^\circ\text{C}$ до 774°C —тетрагональная модификация (β -У); при темп-рах от 774°C до $t_{\text{пл}}=1134^\circ\text{C}$ (по др. данным, $1132,3^\circ\text{C}$)—модификация с кубической объёмноцентрир. решёткой (γ -У). Плотн. α -У $19,05$ кг/дм³ (при 298 K), эксперим. плотность У. при комнатной темп-ре $18,7$ — $19,0$ кг/дм³. Температурный коэф. линейного расширения поликристаллического α -У при 13 — 423 K $10,7 \cdot 10^{-6}$, при 423 — 923 K $19,2 \cdot 10^{-6}$, при 923 — 1043 K $10,9 \cdot 10^{-6}$, при 1053 — 1383 K $19,4 \cdot 10^{-6}$, $t_{\text{пл}}$ ок. 2300°C , теплота плавления $9,3$ кДж/моль, теплота испарения 494 кДж/моль, теплоёмкость $c_p=27,6$ Дж/(моль·К). Характеристич. темп-ра Дебая $\Theta_D=200\text{ K}$, Уран спит перехода в сверхпроводящее состояние $0,68\text{ K}$. Уран спит парамагнитен, магн. восприимчивость α -У при 293 K $1,72 \cdot 10^{-5}$, при 293 K уд. электрич. сопротивление $0,264$ — $0,295$ мОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $3,40 \cdot 10^{-3}\text{ K}^{-1}$ (при 293 K). Тв. по Вилкерсу α -У при комнатной темп-ре 1960 — 2160 МПа, при 600°C снижается до 100 — 140 МПа. Для поликристаллич. У. модуль поперечной упругости 199 ГПа, модуль сдвига $82,2$ ГПа.

В хим. соединениях У. проявляет степень окисления от $+3$ до $+6$ (наиб. устойчива). С кислородом У. образует ряд соединений: UO_2 , U_2O_5 , U_3O_8 и др. В растворах устойчив уранил-ион UO_2^{2+} , содержащий уран в степени окисления $+6$. Из соединений важное значение имеет легкотопящий фторид UF_6 , темп-ра сублимации к-рого $56,4^\circ\text{C}$. Это соединение используют при разделении изотопов ^{235}U и ^{238}U .

У. применяют в ядерных реакторах и ядерном оружии. Критич. масса ^{235}U составляет от 1 — 2 кг (в растворе) до 50 — 60 кг. Находит использование и обеднённый ^{235}U уран-238 как защитный материал при поглощении рентг. и γ -излучения и для др. целей.

С. С. Беронская.

УРАН—седьмая по порядку от Солнца большая планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца $19,182$ а. е. (2870 млн. км.), эксцентриситет орбиты $0,0472$; наклон плоскости орбиты к эклиптике (см. *Координаты астрономических объектов*) $0^\circ 46,4'$. Период обращения У. вокруг Солнца $84,014$ года. Ср. скорость движения по орбите $6,8$ км/с. Радиус У. 25400 км ($3,98$ земного), плотность $1,17$, масса $8,65 \cdot 10^{25}$ кг ($14,42$ земной), ср. плотн. 1260 кг/м³, ускорение свободного падения на экваторе (за вычетом центростремительного ускорения, равного $0,6\text{ м/с}^2$) близко к земному ($9,8\text{ м/с}^2$), первая космич. скорость на У. $15,6$ км/с, вторая— 22 км/с. Период вращения У. вокруг своей осн 17 ч $14,4$ мин. Экватор планеты наклонён к плоскости орбиты на 98° , т. е. ось вращения почти совпадает с плоскостью эклиптики, направление вращения обратное. Поскольку орбиты спутников и колец У. лежат почти в его экваториальной плоскости, то вся система У. как бы «лежит на боку». Достаточно убедительной теории, объясняющей причину столь необычного расположения, пока не существует.

У. находится на пределе видимости простым глазом и был первой планетой, открытой при помощи телескопа [У. Гершель (W. Herschel), 1781]. Детали на диске планеты при оптич. наблюдениях уверенно не различаются, в т. ч. и на телевизионных изображениях, полученных при пролёте «Вояджера-2».

Относит. содержание соединений водорода с углеродом и азотом (CH_4 и NH_3) на У. и Нептуне значит. больше, чем на Юпитере и Сатурне. Наряду с водой эти соединения (водно-аммиачные и метановые «льды») образуют протя-

жённую мантию У. Согласно моделям внутр. строения (см. в ст. *Планеты и спутники*), у планеты есть также внутр. ядро, образованное тяжёлой компонентой (кремний и металлы в соединении с кислородом), и относительно небольшая внеш. оболочка, состоящая из молекулярного водорода с примесью гелия. Твёрдой поверхности У. не имеет. Темп-ра и давление в центре планеты оцениваются соответственно значениями 10000 — 12000 K и 500 — 600 ГПа. При этих и ещё меньших значениях в мантии не достигаются условия для перехода водорода в металл.

Осн. компоненты самой внеш. части газовой оболочки У.—атмосфера—водород, гелий и метан (относит. содержание соответственно 84 , 14 и 2%). Относит. содержание гелия немного больше, чем на Юпитере, и примерно соответствует солнечному, углерода значительно больше. Большое содержание метана (до $0,3\%$), сильно поглощающего в красной части спектра, придаёт диску У. характерную зеленоватую окраску. Из других более тяжёлых углеводородов уверенно отожествлены ацетилен и этан; содержание ацетилена не превышает $0,01\%$, а этана $\sim 3 \cdot 10^{-6}\%$. В спектре планеты присутствуют также ряд неотожествлённых линий.

Солнечная ностоящая (интегральный поток солнечного излучения, проходящий через перпендикулярную солнечным лучам площадку единичной площади на ср. расстоянии планеты от Солнца) на У. $3,7\text{ Вт/м}^2$, интегральное сферич. альbedo $0,4$, эфф. темп-ра 55 K . Эта темп-ра практически соответствует условиям теплового равновесия для получаемой У. величины солнечной энергии. Т. о., в отличие от других планет-гигантов (Юпитер, Сатурн, Нептун), на У. вклад внутр. источника тепла незначителен, конвективный теплоперенос из недр неэффективен. Этот вывод подкрепляется и отсутствием заметного роста арктической темп-ры в сантиметровом диапазоне с увеличением длины волны, что свидетельствует об отсутствии устойчивого возрастания темп-ры по мере проникновения в более глубокие атм. слои.

Вследствие уникального положения осн. вращения сезонные изменения на У., происходящие с периодом 84 года, включают полное облучение одного из полюсов в солнестояние и экватора в равноденствие. Однако на характер планетарной циркуляции осн. влияние оказывает состав, вращения планеты, вследствие чего на диске выявляется очень слабая полюсчатая структура вблизи экваториальной плоскости на уровне видимых облаков. Низкая темп-ра атмосферы на этом уровне ($\sim 218^\circ\text{C}$) свидетельствует о том, что облака состоят из конденсир. аммиака. Метан также конденсируется в этой части атмосферы, по наблюдениям лишь в виде надоблачной слабой дымки, более плотной вблизи полюсов. У. обладает магн. полем, ср. напряжённость к-рого (приведённая к поверхности ср. радиуса) составляет 525 Гс. Осн. магн. диполя отклонена от осн. вращения на 55° и, кроме того, смешена от центра планеты на одну треть планетного радиуса. В результате магн. поле в зависимости от точки измерения на планете изменяется от $0,1$ до $1,1$ Гс. Особенности в расположении и ориентации магн. диполя относительно осн. вращения создают уникальные эффекты в структуре магнитосферы и её взаимодействии с солнечной плазмой. Магнитосфера в осн. образована протоионами и электронами, диссимирующими из атмосферы планеты и захваченными магн. полем (см. также *Магнитосфера планеты*).

При пролёте «Вояджера-2» у У. кроме ранее известных 6 спутников открыто ещё 9 . Ранее известные спутники (по мере удаления от планеты; в скобках указаны их радиусы): Миранда (243 км), Ариэль (580 км), Умбриэль (595 км), Титания (805 км), Оберон (775 км); 6 -й спутник, расположенный внутри орбиты Миранды и открытый в 1985 , — Пж (85 км). Новые спутники, расположенные ещё ближе к планете и находящиеся в резонансном взаимодействии с кольцами У. (также по мере возрастания радиального содержания): Корделия (20 км), Офелия (25 км), Бианка (25 км), Крессидя (30 км), Дездемона (30 км), Джульетта (40 км), Порция (40 км), Розалинда (30 км), Белинда

(30 км). Плоскости орбит всех спутников очень близки между собой и к плоскости экватора У.

В 1977—81 по наблюдениям затмений звезд при покрытиях их планетой открыто 9 колец У. (6, 5, 4, α , β , η , δ , ϵ). В 1986 при пролёте «Вояджера-2» открыто 10-е кольцо, получившее обозначение 1986 U1R. Позднее были найдены свидетельства существования ещё одного, очень слабо различимого 11-го кольца. Кольца У. подобны кольцам Сатурна, но ширина их гораздо меньше: самое узкое ~ 1 км, а наиболее широкое имеет (из-за вмятины близлежащих спутников) переменную ширину от 22 до 93 км. Кроме того, в отличие от колец Сатурна, кольца У. обладают крайне низкой отражат. способностью, что скорее сблизжает их по строению с кольцами Юпитера. Поэтому можно предположить, что слагающие их частицы не ледяные и отличаются от материала поверхностей спутников. Все кольца лежат в плоскости, почти совпадающей с экватором У.; из них η , γ , δ — практически круговые, у остальных колец есть заметный эксцентриситет (порядка 0,001; у ϵ 0,007). Скорость прецессии периаписа (ближайшей к планете точки) колец от 1° до 3° в день. Радиусы колец и их ширина (указана в скобках):

$R_0 = 41850$ км (1—3 км); $R_1 = 42240$ км (2—3 км);
 $R_2 = 42580$ км (2 км); $R_3 = 44730$ км (8—11 км);
 $R_4 = 45670$ км (7—11 км); $R_5 = 47180$ км (2 км);
 $R_6 = 47630$ км (1—4 км); $R_7 = 48310$ км (3—9 км);
 $R_8 = 50040$ км (1—2 км); $R_9 = 51160$ км (22—93 км).

Лит.: Треников Е. А., Рабов Ю. А., Пожика и открытия планет. 2 изд., М., 1984; Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. 2 изд., М., 1983; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы. 2 изд., М., 1986. М. Я. Маров.

УРБАХА ПРАВИЛО — экспоненциальная частотная зависимость коэф. поглощения света α в нек-рых твёрдых телах вблизи края оптич. поглощения, т. е. в области частот $\omega < \epsilon_0 \nu / \hbar$, где ω — частота света, ϵ_0 — ширина запрещённой зоны. У. п. имеет вид

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left\{ -\frac{\gamma(\epsilon_0 - \hbar\omega)}{kT} \right\}. \quad (*)$$

Здесь T — абс. темп-ра выше нек-рого критич. значения T_0 , γ — постоинная, α_0 — медленно меняющаяся ф-ция частоты.

В большинстве кристаллов вблизи края оптич. поглощения имеет место степенная зависимость коэф. поглощения света от частоты (см. *Спектры кристаллов*). Экспоненц. зависимость $\alpha(\omega)$ была найдена эмпирически при исследовании поглощения света в *ионных кристаллах*. У. п. обусловлено взаимодействием электронов с фононами. Чтобы совершить межзонный переход, электрон должен получить энергию $\hbar\omega - \epsilon_0$, её часть, равную $\hbar\omega$, электрон получает непосредственно от фотона, а дефицит $\epsilon_0 - \hbar\omega$ покрывается фононами. При этом правая часть соотношения (*) приближённо воспроизводит вероятность многофононного перехода. Соотношение (*) выполняется и в *сильнодегигарованных полупроводниках*, но лишь при достаточно высокой темп-ре (в GaAs при $T \geq 100$ К). При низких темп-рах α перестаёт зависеть от T . Вместо этого она становится зависящей от концентрации примесей, возрастающей вместе с ней. В этом случае имеет место аналог *Келдыша — Франца эффекта*, при к-ром сдвиг края поглощения происходит под действием не веш. электрич. поля, а пространственно неоднородного случайного поля примесей. Последнее приводит к появлению экспоненц. «хвостов» плотности состояний в запрещённой зоне. У. п. описывает также поглощение света в аморфных полупроводниках.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1990. Э. М. Эпштейн.

УРОВНИ ЭНЕРГИИ — возможные значения энергии квантовых систем (атомов, молекул, кристаллов атомных ядер и т. д.), состоящих из микрочастиц и подчиняющихся законам *квантовой механики*. Внутр. энергия квантовых систем может принимать только определ. дискретные значения: $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2, \dots$ ($\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_2, \dots$), соответствующие устойчивым (стационарным) состояниям системы. Графически эти состояния можно изобразить по аналогии с по-

тещи. энергией тела, поднятого на разл. высоты (уровни), в виде диаграммы У. з. (рис.). Каждому значению энергии соответствует горизонтальная линия, проведённая (в определ. масштабе) на высоте ϵ_i ($i=0, 1, 2, \dots$). Совокупность У. з. распадающейся квантовой системы образует ϵ_0 энергетический спектр. Ниж. уровень ϵ_0 , соответствующий наим. возможной энергии системы, наз. основным, все остальные — $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots$ — возбуждёнными, т. к. для перехода из них необходимо возбудить систему — сообщить ей энергию.

Квантовые переходы между У. з. обозначают на диаграммах вертикальными (или падающими) прямыми, соединяющими соответствующие пары У. з. На рис. показаны излучат. переходы с частотами ν_{ik} , удовлетворяющими условию частот: $\hbar\nu_{ik} = \epsilon_i - \epsilon_k$; безызлучат. переходы часто обозначаются волнистыми линиями. Направление перехода указывают стрелкой: стрелка, направленная вниз, соответствует процессу испускания фотона, стрелка в обратном направлении — процессу поглощения фотона с энергией $\hbar\nu_{ik}$. Дискретному энергетич. спектру соответствуют дискретные спектры поглощения и испускания (см. *Спектры оптические*).

Для квантовой системы, имеющей в определ. диапазоне значений энергии непрерывный энергетич. спектр, диаграмма выглядит в виде непрерывных последовательностей У. з. в соответствующих диапазонах. Напр., для атома Н такая непрерывная последовательность имеет место при $\hbar\omega > \epsilon_0$, где ϵ_0 — граница ионизации (рис. 1, b к ст. *Атом*), а для электроны в кристалле получается чередование разреженных и запрещённых энергетич. зон (см. *Диэлектрики, Полупроводники*). При излучательных квантовых переходах между дискретными У. з. и У. з., относящимися к непрерывной последовательности, а также между непрерывными последовательностями У. з. получают сплошные спектры поглощения и испускания.

Важной характеристикой У. з. являются их ширины (Γ), связанные с *временем жизни* (τ) квантовой системы на уровне: $\Gamma = 1/\tau$. У. з. тем уже, чем больше время жизни, в согласии с *неопределённостью соотношением* для энергии и времени (см. *Ширина уровней*).

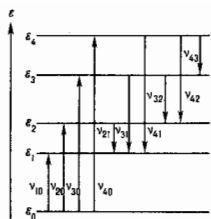
При рассмотрении У. з. квантовых систем значения энергии принято отсчитывать от оси уровня. Наряду со шкалой энергий (обычно выражаемых в эВ, для атомных ядер — в МэВ или кэВ) в спектроскопии применяют пропорциональные ей шкалы частот $\nu = \delta/\hbar$ (в радиоспектроскопии) и волновых чисел $\nu = \delta/\hbar c$ (в оптич. спектроскопии); 1 эВ соответствует $2,4180 \cdot 10^{14}$ Гц и $8065,5 \text{ см}^{-1}$. В рентгеновской спектроскопии применяют единицу энергии ридберга; $1 \text{ Ry} = 13,606 \text{ эВ}$.

В оптич. спектроскопии часто употребляют термин «спектральный терм», подразумевая под ним значение $T = -\delta/\epsilon$, отсчитываемое для атомов от границы ионизации и выражаемое в см^{-1} .

Лит. см. при статьях *Атом, Молекула, Твёрдое тело, Ядро атома*.

М. А. Ельшанец.

УСИЛЕНИЕ АНТЕННЫ — способность антенны в переданном режиме преобразовывать (с учётом тепловых потерь в антенне) эл.-магн. энергию, подводимую по фидеру, в энергию колебаний в свободном пространстве и концентрировать последнюю в заданном направлении. Эта способность характеризуется коэф. усиления (КУ), к-рый определяется как произведение коэф. направленного действия, зависящего от формы пространственной диаграммы направленности, на кпл. равный отношению активных мощностей, излучаемой антенной и подводимой к антенне. Численно КУ показывает, во сколько раз нужно увеличить



подводимую мощность при замене данной антенны гитондой, направленной антенной с кдл, равным 1, чтобы напряжённость поля в данном направлении (при неизменном расстоянии до точки наблюдения) осталась неизменной.

В приёмном режиме работы КУ для пассивной антенны совпадает с КУ этой же антенны в передаточном режиме. Численно КУ в приёмном режиме характеризует отношение мощности, выделяемой в нагрузку при приёме на данную антенну, к мощности, выделяемой в нагрузку при приёме на ненаправленную антенну с кдл, равным 1. Предполагается, что обе антенны оптимально согласованы с нагрузкой и согласованы по поляризации (см. А. Ерохин, *УСИЛИТЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ* — устройство, в к-рых осуществляется повышение мощности электрич. колебаний с частотами $0.3 \cdot 10^{12}$ Гц за счёт преобразования энергии стороннего источника питания (накачки) в энергию усиливаемых колебаний. Физ. явления, используемые для преобразования энергии, могут быть разделены на следующие осн. группы: взаимодействие эл.-магн. поля с управляемыми токами носителей заряда в вакуумных или полупроводниковых усилит. элементах и т.д.; нераспределение мощности на комбинац. частотах при изменении энергетич. параметра колебл. контура под воздействием источника накачки (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*); вынужденное излучение возбужденных частиц вещества, вызванное действием эл.-магн. поля (квантовые парамагн. У. э. к. — мазеры); взаимодействие эл.-магн. волн с распределёнными полупроводниковыми структурами с нелинейными или изменяющимися во времени параметрами.

Параметры, характеризующие свойства У. э. к.: количественная оценка самого эффекта усиления, энергетич. и шумовые показатели, а также мера искажений усиливаемых колебаний. Важнейшими показателями У. э. к. служат коэф. усиления мощности $K_P = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$, напряжения $K_U = U_2/U_1$ и тока $K_I = I_2/I_1$, где U_1, I_1 и U_2, I_2 — комплексные амплитуды гармоник, напряжения и токов соответственно на входе и выходе устройств; $P_{\text{вх}}$ — мощность, подводимая к его входу; $P_{\text{вых}}$ — мощность, отдаваемая им в заданную нагрузку. Осн. энергетич. показатели являются $P_{\text{вх}}$ и кдл, определяемый как отношение $P_{\text{вых}}$ к мощности, потребляемой от источников питания (накачки).

Искажения усиливаемых колебаний обусловлены несовпадением реальных и идеальных характеристик У. э. к. вследствие как наличия реактивных элементов цепей (линейные и нелинейные искажения), так и нелинейности зависимости, характеризующих физ. процессы в этих устройствах, в частности, нелинейности вольт-амперных, вольт-фазовых и др. характеристик усилительных элементов и приборов (нелинейные и нелинейные искажения). Существуют линейные искажения трёх видов: частотные, фазовые и переходные. Зависимость модуля коэф. усиления от частоты $K(f)$ представляет собой *амплитудно-частотную характеристику* (АЧХ) У. э. к., к-рая вследствие наличия реактивной отличается от идеальной АЧХ, представляющей собой горизонтальную прямую на уровне $K_{\text{ср}}$ — коэф. усиления на ср. частотах полосы пропускания, определяемой как разность граничных частот $\Delta f = f_2 - f_1$, в пределах к-рой коэф. частотных искажений $K = K(f)/K_{\text{ср}}$ не превышает заданного значения. Полоса пропускания должна быть больше или в крайнем случае равна ширине спектра усиливаемых колебаний. На СВЧ используются мощностно-частотные характеристики $K_P(f)$.

Фазовые искажения возникают, когда реальная фазочастотная характеристика (ФЧХ) $\phi(f)$, т. е. частотная зависимость аргумента K , в полосу пропускания из-за присутствия реактивности не совпадает с идеальной, представляющей собой выпуклую из начала координат прямую $\phi(f) = -2\pi f t_d$, где t_d — групповое время задерживания (ГВЗ). При нелинейной ФЧХ (или неравномерной характеристике ГВЗ) гармоник, составляющих спектра усиливаемых колебаний смещаются во времени неодинаково

и на выходе У. э. к. получается колебание, отличное от входного.

При воздействии на вход У. э. к. скачкообразно меняющегося (ступенчатого) напряжения или тока на его выходе наблюдается переходный процесс, обусловленный существованием реактивных элементов. Изменения формы импульсных сигналов при усилении (переходные искажения) оцениваются с помощью переходной характеристики, представляющей собой зависимость от времени мгновенного значения выходного напряжения У. э. к. $u_2(t)$ при мгновенном скачкообразном изменении напряжения на его входе $u_1(t) = U_1 \delta(t)$, где U_1 — размах входного напряжения, $\delta(t)$ — единичная ф-ция. Эти искажения характеризуются временем нарастания, в течение к-рого нормированная переходная ф-ция $h(t) = U_2(t)/U_1$ изменяется от 0,1 до 0,9 своего установившегося значения, относит. значением наибольшего выброса, возникающего при колебл. характере переходного процесса, и неравномерностью вершины прямоуг. импульса, образуемой за время его действия.

Уровень нелинейных искажений при усилении гармонич. колебаний оценивается обычно по коэф. гармоник $k_n = \sqrt{U_{2,2}^2 + U_{2,3}^2 + \dots}/U_2$, где $U_{2,2}, U_{2,3}$ — амплитуды напряжения высших гармоник колебаний, появившихся на выходе в результате искажений, или по коэф. отдельных гармоник $k_{n,2} = U_{2,2}/U_2$, $k_{n,3} = U_{2,3}/U_2$ и т. д.; при малых искажениях используют понятие затухания нелинейности по 2-й гармонике $a_{2,2} = 20 \lg(1/k_{n,2})$ и по 3-й гармонике $a_{3,3} = 20 \lg(1/k_{n,3})$. Для оценки нелинейных искажений из-за образования колебаний комбинац. частот при подаче на У. э. к. двух и больше числа гармоник, колебаний применяется коэф. интермодуляционных искажений $k_{\text{инт}}$, изменение к-рого на вход усилителя подается 2 гармоник, колебания с частотами $f_1 = 50 \div 100$ Гц, $f_2 = 5 \div 10$ кГц при соотношении амплитуд их напряжений $U_1(f_1)/U_2(f_2) = 4/1$. При этом $k_{\text{инт}} = U_2(f_2 - f_1)/U_2(f_1)$, где $U_2(f_2 - f_1)$ — амплитуда напряжения комбинационной составляющей на выходе с частотой $f_2 - f_1$; $U_2(f_1)$ — амплитуда выходного напряжения с частотой f_1 . Нелинейные искажения при усилении колебаний в виде импульсных последовательностей в значит. мере зависят от формы усиливаемых импульсов.

Зависимость амплитуды 1-й гармоники выходного напряжения от амплитуды гармонич. входного напряжения $U_2(U_1)$ называется амплитудной характеристикой (АХ) У. э. к.; идеальная АХ — прямая, выходящая из начала координат под углом $\alpha = \arctg K_P$. При больших U_1 отклонение реальной АХ от идеальной обусловлено нелинейностью характеристик усилит. элемента и проявляется в нарушении линейной зависимости $U_2(U_1)$. Кроме того, реальная АХ не выходит из начала координат вследствие наличия в У. э. к. внутр. помех: шумов, фона, дрейфа. Линейным участком АХ определяется динамич. диапазон У. э. к., к-рый должен быть больше или в крайнем случае равен динамич. диапазону усиливаемого сигнала, характеризующему превышением макс. уровня последнего над минимальным, выраженным в дБ.

Шум в У. э. к. — это флуктуац. помехи, появляющиеся в результате хаотического теплового движения свободных носителей заряда (тепловые шумы), *дробового шума*, *фликкер-шума*, др. физ. явлений. Шумовые свойства У. э. к. характеризуются коэф. шума, определяемым отношением полной мощности выходных шумов к её части, создающейся за счёт шумов от источника колебаний, $\text{Ш} = P_{\text{ш,вых}}/K_P P_{\text{ш,вх}}$, где $P_{\text{ш,вх}}$, $P_{\text{ш,вых}}$ — мощности шумов соответственно источника колебаний и на выходе усилителя. Для оценки шумовых свойств малошумящих У. э. к. с $\text{Ш} \gg 1$ используется также шумовая темп-ра $T_{\text{ш}} = (\text{Ш} - 1) T_0$, где $T_0 = 293$ К. Фон на выходе У. э. к. обусловлен влиянием сети электронитания, дрейф выходного напряжения возникает в результате изменений темп-ры, влияния радиации и старения усилит. элемента.

По характеру усиливаемых колебаний У. э. к. делят на гармонические и импульсные. В первых можно не считать с переходными процессами, поскольку парамет-

ры усиливаемых колебаний сравнительно медленно изменяются во времени. Характеристики таких У. э. к. определяются путём подачи на вход одного или неск. гармонич. колебаний с изменяемыми частотами, фазами и амплитудами. Этот класс включает усилители систем радиовещания, записи и воспроизведения звука, телефонные и др. В импульсных У. э. к. уровень усиливаемых колебаний меняется настолько быстро, что продолжительность переходного процесса оказывает существенное влияние на форму колебаний на выходе. Свойства таких усилителей оценивают по характеру переходного процесса при подаче на вход скачкообразного напряжения. К этому классу относятся телевизионные, телеграфные, радиолокационные и др. У. э. к.

По схемотех. принципу У. э. к. можно разделить на два класса. К первому, наиб. обширному относятся У. э. к., в той или иной мере обладающие свойствами *независимых элементов* и не охватяемые положит. *обратной связью*: усиливаемые колебания подводятся к управляющим электродам усилит. элемента или другой усилит. структуры, а усиленные отводятся по цепям выходного электрода. В др. классе — регенеративных У. э. к. — в тракте усиливаемых колебаний вносится *отрицательное дифференциальное сопротивление*, обусловленное теми или иными физ. эффектами или являющееся следствием введения положит. обратной связи (при независимых усилит. элементах) и частично компенсирующее потери в тракте. Первый из указанных принципов построения У. э. к. применяется при любых частотах усиливаемых колебаний, второй — преим. на СВЧ.

Частота усиливаемых колебаний и требуемая ширина полосы пропускания Δf решаются обычно образом, влияющим на используемые физ. принципы работы, схемотехнику, конструкцию и достижимые параметры и характеристики У. э. к. По этому признаку У. э. к. делится прежде всего на усилители постоянного тока (УПТ) и усилители переменного тока. Коэф. усиления УПТ не изменяется при уменьшении частоты до нулевого значения ($f_c = 0$), т. е. они могут использоваться как У. э. к. низкочастотных частот (колебаний с частотами \sim долей Гц). Усилители перемен. тока усиливают колебания в полосе $\Delta f = f_2 - f_1$, причём $f_c > 0$; в зависимости от абс. значений f_1, f_2 , Δf и отношения f_2/f_1 такие У. э. к. делятся на ряд групп. Значения Δf и f_2/f_1 определяются гл. обр. наличием или отсутствием частотно-избират. цепей, а также частотными зависимостями физ. явлений, используемых для усиления; У. э. к. без частотно-избират. цепей наз. апериодическими, при наличии таких цепей — избирательными.

У. э. к. звуковых частот (УЗЧ) пропускают полосу частот от $f_c = 20 + 200$ Гц до $f_2 = 10 + 20$ кГц, усилители vidеочастот работают в полосе от $f_c = 50$ Гц до $f_2 = 6$ МГц. У. э. к. с f_2/f_1 до 10^6 относятся к классу широкополосных и, как правило, бывают апериодическими. У. э. к. высокой частоты (УВЧ) являются избират. усилителями, для к-рых характерно отношение $f_2/f_1 \approx 1$, а значения усиливаемых частот выше звуковых; используются в *радиопередаточных устройствах* и *радиоприёмных устройствах* в качестве усилителей радиочастоты (УРЧ) и усилителей промежуточной частоты (УПЧ). Такие У. э. к. бывают резонансными, в т. ч. узкополосными (с полосой пропускания \sim неск. Гц), или полосовыми — со сравнительно равномерным ср. участком и резко ограниченными краями АЧХ.

Поскольку на практике усиления, обеспечиваемого одним усилит. элементом, часто оказывается недостаточным, У. э. к., как правило, делаются многокаскадными. Общий коэф. усиления N -каскадного У. э. к., простейшая струк-

турная схема к-рого показана на рис. 1, $K = \prod_{j=1}^n P_j$, где

K_j — коэф. усиления j -то каскада. Наиб. мощным каскадом У. э. к. является оконечный (выходной) N -ый каскад, обеспечивающий необходимые напряжение и ток в нагрузке Z_n ; ему предшествует ряд каскадов предварит. усиления. Экономичность оконечного каскада в осн. определяет энергетич. эффективность всего У. э. к., этот же каскад является

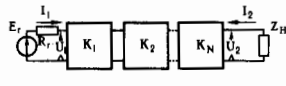


Рис. 1. Структурная схема простейшего N -каскадного усилителя электрических колебаний.

осн. источником нелинейных искажений, поэтому, как правило, охватывается отрицат. обратной связью, позволяющей значительно уменьшить эти искажения. Такая же обратная связь часто вводится и в др. каскадах для улучшения их показателей.

УПТ широко используются в аналоговой вычислит. технике, для усиления слабых сигналов от разнообразных датчиков при измерениях в биологии, медицине, ядерной физике, геофизике, астрономии и др. У. э. к. этого класса существуют двух типов: без преобразования сигнала (усилители прямого усиления) и с преобразованием сигнала (УПТ прямого усиления, реализуемых на транзисторах, интегральных схемах (ИС), электронных лампах, каскады соединяются непосредственно (гальванически) или, реже, с помощью оптоэлектрических приборов — оптопар. Использование непосредственной межкаскадной связи создаёт проблему обеспечения режима питания усилит. элемента по пост. току и, что существеннее, проблему дрейфа нуля — самопроизвольного изменения выходного напряжения (тока) при неизменном или равном нулю входном напряжении (токе). Первая решается разл. методами согласования каскадов, а для уменьшения дрейфа нуля широко применяют балансные схемы, используют температурно-зависимые линейные и нелинейные пассивные или активные элементы. Среди балансных У. э. к. различают разностные и дифференциальные. К разностным относятся каскады на транзисторах или электронных лампах с эмиттерной, истокостой или катодной связями. Значительно большее распространение получили дифференц. каскады, представляющие собой симметричные У. э. к. параллельного баланса, к-рые при реализации на дискретных элементах позволяют уменьшить дрейф нуля и подавить сибишные помехи в десятки раз, а в усилителях на ИС, где они широко используются в сочетании с генераторами стабильного тока (рис. 2) тысячекратно.

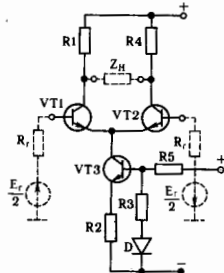


Рис. 2. Схема дифференциального каскада на биполярных транзисторах VT1, VT2 с генератором стабильного тока (VT3).

электрически изолированных друг от друга излучающего и фотоприёмного элементов, между к-рыми имеется оптич. связь (см. *Оптоэлектроника*).

В УПТ с преобразованием (модуляцией) изменяющийся ток (напряжение) сначала преобразуется в пропорциональный по амплитуде сигнал перемен. тока, к-рый затем усиливается практически бездрейфовым усилителем перемен. тока. Такие УПТ реализуются по схемам с модулятором или с генератором и прерывателем, причём для значит. снижения дрейфа нуля к соответствующим схемным узлам предъявляются жёсткие требования.

Схематехн. принципы УПТ лежат в основе *операционных усилителей* (ОУ)—У. э. к., широко распространенных в радиоэлектронике. Созданные первоначально для реализации матем. операций суммирования, дифференцирования, интегрирования и др. в вычислит. технике, ОУ благодаря достижениям микроэлектронной технологии стали обладать параметрами и характеристиками, позволяющими использовать их как близкие к идеальным универсальным «строит. блокам» для создания устройств с самыми разнообразными ф-циями: усилителей разл. классов, гармонич. и *релаксационных генераторов*, функциональных преобразователей, компараторов, источников пост. тока и стабильного напряжения, активных фильтров, гираторов и др. ИС операционного усилителя обладают коэф. усиления $10^3 - 10^7$, сохраняя усилит. свойства до частот порядка 10^9 Гц, имеют входные сопротивления $10^8 - 10^9$ Ом, выходные—от единиц до неск. сотен Ом, ослабляют синфазные входные напряжения на 60–120 дБ и т. д. Схематехнические ОУ представляют собой УПТ обычно с $N \geq 3$, цепями сдвига уровня, защиты и коррекции, причём входным является высококачествен. дифференц. каскад, за к-рым следует один или неск. промежуточных каскадов симметричного или несимметричного типа. Окончательный каскад выполняется по схеме эмиттерного или истокового повторителя с высоким входным и низким выходным сопротивлениями.

УЗ относятся к классу анеридических У. э. к., а резонансные цепи используются в них обычно лишь для коррекции АЧХ. Каскады предварит. усиления предназначены для увеличения напряжения источника колебаний до уровня, необходимого для нормального возбуждения мощного оконечного каскада, работающего в линейном режиме (режим А), а осн. предъявляемое к ним требование—обеспечение макс. усиления. Выполняются на *полевых транзисторах*, *транзисторах биполярных* и ИС, реже на электронных лампах и *тиристорах*. При дискретной реализации применяются резисторные каскады с разделит. конденсаторами, биполярные транзисторы включаются по схеме с общим эмиттером, полевые—с общим истоком, лампы—с общим катодом (рис. 3). При работе с высокочастотными источ-

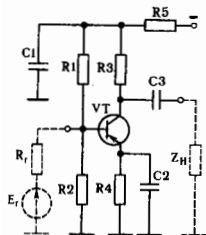


Рис. 3. Схема анеридического резонансного усилителя электрических колебаний с разделительным конденсатором на биполярном транзисторе, включённом с общим эмиттером.

никами колебаний в качестве входных каскадов обычно используют эмиттерные, истоковые или катодные повторители. При небольших выходных мощностях (до единиц Вт) оконечные каскады выполняются, как правило, на биполярных транзисторах по трансформаторной или дроссельной схеме в режиме А или на ИС. Выходные каскады на более высокие мощности строятся по двухтактным трансформаторным или бестрансформаторным схемам на мощных биполярных транзисторах и электронных лампах, работающих в режимах, обеспечивающих высокий кпд с отсечкой выходного тока усилит. элемента (режимы В, АВ), в ключевом режиме (D), с изменением положения точки покоя элемента в зависимости от уровня усиливаемых колебаний (Е). Схематехнически реализация режимов D и Е сравнительно сложна, однако они позволяют достигать кпд более 90%. В качестве У. э. к. звуковых частот могут применяться также магн. усилители, относящиеся к классу параметрических.

В широкополосных У. э. к. умеренно высоких частот, в т. ч. в усилителях видеочастот и в импульсных при дискретном исполнении, в качестве предварительных обычно используются резисторные каскады с разделит. конденсаторами и высокочастотной эмиттерной коррекцией, выполненные на ВЧ-транзисторах при включении с общим эмиттером (истоком). В интегральном исполнении применяются разнообразные высокочастотные усилительные ИС, в частности ОУ. Оконечные каскады широкополосных У. э. к., как правило, резисторные со сравнительно высоким выходным напряжением, в них используются цепи высокочастотной коррекции, часто применяется включение усилит. элемента (УЭ) по схеме эмиттерного, истокового или катодного повторителя. Др. принцип достижения широкополосности реализуется в У. э. к. с распределённым усилением: к управляющим и выходным электродам ряда транзисторов или ламп подключаются две цепи с распределёнными параметрами, в к-рых обеспечивается режим бегущей волны. При одинаковых скоростях распространения волн в этих цепях усилит. возможности элементов складываются, а их меэлектродные ёмкости, являющиеся осн. фактором, ограничивающим сверху полосу пропускания обычных усилителей, оказываются распределёнными по указанным цепям и не увеличивают ёмкостей на входе и на выходе У. э. к.

Усилители радиочастоты условно можно разделить на два класса—малосигнальные и мощные, существенно различающиеся набором характеризующих их параметров, типами и режимами работы используемых УЭ, схематехнически и конструктивно. Первые применяются преим. в качестве входных каскадов радиоприёмных, а вторые—выходных каскадов радиопередаточных устройств. Общим же признаком У. э. к. обоих этих классов является наличие той или иной частотно-избират. системы, что позволяет не только усиливать, но и выделять колебания с требуемыми частотами.

Малосигнальные УРЧ обычно являются резонансными У. э. к. с $N=1+2$ и характеризуются резонансным коэф. усиления по напряжению, $K_{v0} = K(f)|_{f=f_0}$ или по мощности, $K_{p0} = K_p(f)|_{f=f_0}$ (где f_0 —резонансная частота контура или резонатора), частотной избирательностью, определяемой как уменьшение усиления при заданной расстройке по сравнению с резонансным усилением, коэф.

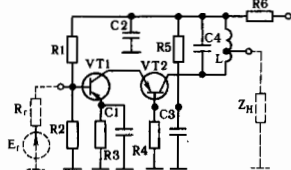


Рис. 4. Резонансный усилитель электрических колебаний по каскадной схеме с общей базой (VT1)—общая база (VT2).

шума. На умеренно высоких частотах УРЧ выполняются на транзисторах и ИС. Для предотвращения самовозбуждения из-за внутр. положит. обратной связи, обусловленной наличием у транзисторов проходной проводимости, применяются цепи нейтрализации, а также каскадные схемы—непосредственно соединённые два транзистора, первый из к-рых включён по схеме с общим эмиттером, второй—с общей базой (рис. 4). Широко используются универсальные и специализир. ИС, при $f_0 \leq 100$ МГц—полупроводниковые, на более высоких частотах—гибридные.

К малосигнальным УРЧ близки функционально, схематехнически и конструктивно УПЧ, обеспечивающие осн. избирательность и усиление полезного сигнала в суперге-

теродинных радиоприёмных устройствах. УПЧ работают на фиксированной (промежуточной) частоте, относятся к разряду полосовых, имеют $N \geq 3-4$ и строятся по одной из двух структурных схем: с распределённой или с сосредоточенной избирательностью. В качестве усилит. элемента используются дискретные транзисторы в разл. схемах включения, в т. ч. каскадных, и специализированные и универсальные, усилит. и многофункциональные ИС. УПЧ 1-го типа содержит соединённые каскадно УЭ и частотно-избират. цепи, в качестве к-рых применяются LC-элементы (одиночные контуры, связанные контуры и др.) или активные RC-фильтры. Формирование необходимых АЧХ (чебышевской, максимально плоской, эллиптической) и ФЧХ достигается путём комбинирования типов, числа и взаимной расстройки этих цепей. В УПЧ 2-го типа избирательность обеспечивается фильтром сосредоточенной избирательности (ФСИ), включаемым обычно между преобразователем частоты и первым из N апериодических каскадов У. э. к. на транзисторах или ИС. В качестве ФСИ используются многосвязные LC-фильтры и активные RC-фильтры, эл.-механич., пьезомеханич., неэлектррич. фильтры на объёмных и поверхностных акустич. волнах, дискретные и цифровые фильтры.

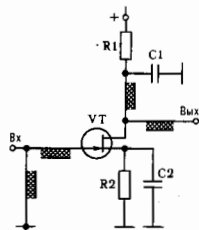
В тех случаях, когда УРЧ является первым каскадом радиоприёмного устройства, его шумовые и усилит. свойства в значит. мере определяют чувствительность всего устройства, особенно в диапазоне СВЧ, где уровень внеш. помех сравнительно мал. Для применения на входе высокочувствит. радиоприёмников спутниковых и радиорелейных систем связи, радиоастрономических и др. разрабатываются малошумящие У. э. к. (МШУ), ностроенные на разл. физ. и схемотехн. принципах и отличающиеся весьма низкими значениями Ш(Т).

Наим. шумами обладают квантовые усилители, у к-рых в условиях глубокого охлаждения жидким гелием уровень тепловых шумов становится соизмеримым с шумами спонтанного излучения активного вещества: в диапазоне частот $0,5-20$ ГГц $T \sim 5-6$ К при охлаждении до $4,2$ К. Обычно применяемые трёхуровневые мазеры строятся как регенеративные У. э. к., реже как усилители бегущей волны. Наличие громоздких и дорогостоящих криогенной охлаждающей и магн. систем ограничивает область применения квантовых усилителей уникальными приёмными устройствами радиоастрономии и сверхдальней космич. связи. С мазерами сравними по шумовым свойствам полупроводниковые параметрич. усилители (ППУ) при глубоком охлаждении (до 20 К и ниже), однако необходимость системы охлаждения заставляет использовать их в осн. в наземных радиосистемах, где требуются высокочувствит. радиоприёмные устройства, а габариты, масса и потребляемая мощность менее существенны. ППУ, в к-рых в качестве изменяемого энергетич. параметра служит нелинейная ёмкость полупроводникового диода — варикапа, работают в диапазоне частот $0,3-35$ ГГц, имеют относит. полосы пропускания от долей до неск. %, $K_{\rho} = 17-30$ дБ на каскад, широкий динамич. диапазон. В качестве источников накачки применяются генераторы на транзисторах СВЧ без умножения и с умножением частоты, на *Лампа диодах* и на лавинно-пролётных диодах. Неохлаждаемые ППУ превосходят по шумовым параметрам неохлаждаемые У. э. к. на транзисторах СВЧ, но значительно уступают последним по сложности, технологич. и массогабаритным показателям, в связи с чем вытесняются ими, прежде всего из бортовой аппаратуры.

Широкополосные транзисторные МШУ строятся обычно по схеме несимметричного (рис. 5) или балансного апериодического У. э. к. с согласующими СВЧ-цепями на входе и выходе каждого каскада и реализуются в виде гибридных или полупроводниковых ИС. По шумовым параметрам охлаждаемые МШУ на арсенид-галлиевых полупроводниках э. барьером Шотки практически не уступают охлаждаемым ППУ.

К классу МШУ относятся также У. э. к. на *туннельных диодах* (Есаки диодах). По шумовым свойствам такие регенеративные усилители СВЧ сравними с транзисторными,

Рис. 5. Схема несимметричного полосового усилителя электрических колебаний СВЧ на полевоом транзисторе, включённом с общим истоком.



но уступают последним в устойчивости к перегрузкам и по ряду др. параметров, вследствие чего их применение ограничено.

Мощные У. э. к., издаваемые в радиопередающей технике генераторами с внеш. возбуждением, на умеренно высоких частотах выполняются на транзисторах, электронных лампах, а на СВЧ — на транзисторах, *лавинно-пролётных диодах* и диодах Ганна, лампах снеч. конструкции и на эл.-вакуумных приборах СВЧ, в к-рых происходит взаимод. эл.-магн. колебаний резонансных и замедляющих систем с динамической управляемыми потоками электронов [*Лампы бегущей волны* (ЛБВ) или *Лампы обратной волны* (ЛОВ) и пролётные *клизотроны*]. Схемотехн. особенности мощных У. э. к. умеренно высоких частот связаны с созданием режимов работы УЭ, обеспечивающих выделение в полезной нагрузке заданной мощности при возможно более высоком КПД и допустимом уровне нелинейных искажений. Используются сложные цепи связи усилит. элемента с нагрузкой, обеспечивающие оптим. трансформацию соотношения нагрузки и фильтрацию высш. гармоник, образующихся вследствие существ. нелинейности режима работы.

В У. э. к. метрового, дециметрового и в ДВ-части сантиметрового диапазонов применяются металлокерамич. триоды и тетроды с резонансными системами прием. коаксиального, торoidalного или радиального типа, лампы включаются обычно по схеме с общей сеткой. В транзисторных У. э. к. СВЧ несимметричного или балансного типа широко используется сложение мощностей на выходе с помощью разл. сумматоров, к-рые, как и согласующие цепи, выполняются обычно (микро)полосковыми (см. *Полосковые линии*).

У. э. к. СВЧ ср. мощности на лавинно-пролётных диодах и диодах Ганна бывают двух типов: регенеративные в режиме устойчивого усиления и на основе синхронизированных автогенераторов. Первые более широкополосны, но обладают существенно меньшим усилением на каскад, чем вторые. В то время как в дециметровом и сантиметровом диапазонах широко применяют транзисторные У. э. к., в миллиметровом зачастую предпочтительнее диодные устройства.

В качестве У. э. к. в мощных радиопередающих устройствах СВЧ используются ЛБВ и ЛОВ и пролётные клизотроны. ЛБВО (прибор О-типа с механизмом скоростной модуляции) служат для широкополосного усиления сигналов ср. и большой мощности, в непрерывном режиме обеспечивают $P_{\text{вых}}$ от 100 кВт в дециметровом до 1 кВт в миллиметровом диапазонах, в импульсном режиме — до 5 МВт в сантиметровом и до 5 кВт в миллиметровом; кпд $20-30\%$, ширина полосы пропускания 50% и более; $K_{\rho} = 30-60$ дБ. ЛБВО могут применяться также и в радиоприёмных устройствах в качестве МШУ с Ш — $5-13$ дБ, однако в этой области они значительно уступают твердотельным У. э. к. по массогабаритным и др. показателям.

ЛБВМ (прибор М-типа с механизмом фазовой фокусировки) с инжектированным лучом (биматрона) обеспечивают несколько меньшее усиление, но отличаются широкополосностью и высокой линейностью и стабильностью ФЧХ, что при уровнях выходной мощности в единицы — десятки кВт в непрерывном и в сотни кВт в импульсном режимах позволяет эффективно использовать их в передающих устройствах доплеровских радиолокац. систем и в системах с фазированными антенными решётками (см. *Радиолокация*). ЛОВМ с инжектированным лучом (битермит-

роны), так же, как и ЛОВМ с распределенной эмиссией катода (амплитрон), работают в качестве У. э. СВЧ в режиме синхронизир. автогенераторов; первые обладают более высокими K_p , вторые позволяют получать большие уровни мощности при кнд до 80–86%. Выходные мощности усилит. пролетных кластронов могут достигать 1 МВт в дециметровом, 300 кВт в сантиметровом и 10 кВт в миллиметровом диапазонах в непрерывном режиме и соответственно 100 МВт и 100 кВт — в импульсном; кнд до 50%; ширина полосы пропускания до 10%; $K_p = 30 \pm 55$ дБ.

У. э. в функциональной микроэлектронике строятся на основе активных (регенерированных) распределенных, гибридных или цепочечных систем, в к-рых за счет того или иного физ. механизма иррискисит частичная или полная компенсации потерь энергии. Такими механизмами могут быть туннельный эффект, доменная неустойчивость в полупроводниках, лавинное умножение носителей зарядов и др., однако по причинам технол. и эксплуатац. характера эти усилители бегущей волны пока не нашли широкого техн. применения.

Лит.: Ризкин А. А., Основы теории усилительных схем, 2 изд., М., 1954; Кабанов Д. А., Функциональные устройства с распределенными параметрами, М., 1979; Вамберский М. В., Казанцев В. И., Шелухин С. А., Передающие устройства СВЧ, М., 1984; Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З., Двойные генераторы и усилители СВЧ, М., 1986; Шварц Н. З., Усилители СВЧ на полевых транзисторах, М., 1987; Остапенко Г. С., Усилительные устройства, М., 1989; Радиоприемные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989.

Н. Н. Фомин.

УСИЛИТЕЛЬ ЯРКОСТИ — элемент, применяемый в оптич. системах для увеличения распространяющегося в них светового потока и, следовательно, яркости (напр., яркости изображений). В обычных оптич. приборах, не имеющих У. я., можно с помощью линз, зеркал и т. п. пассивных элементов сконцентрировать световой поток на небольшой площади и сильно увеличить освещенность, но при этом яркость не увеличивается. В случае, когда в оптич. системе нет потерь, яркость сохраняется, что является прямым следствием закона сохранения энергии.

На практике недостаточная яркость света часто существенно ограничивает возможности оптич. систем, в связи с чем и разрабатываются У. я., увеличивающие яркость за счет подводимой к ним от внеш. источника энергии.

Существуют разные типы У. я., использующие разл. физ. принципы. Простейшим примером У. я. может служить *электронно-оптический преобразователь* (ЭОП), в к-ром оптич. изображение на фотокатоде с внеш. фотоэффекта преобразуется в пучки электронов. Затем электроны ускоряются электрич. полем и на выходе фокусируются на слой люминофора, где изображение снова преобразуется в оптическое. Благодаря сильному увеличению энергии электронов изображение на выходе ЭОП может быть значительно ярче исходного.

Дуже проектор, дающий яркое изображение слайда, можно рассматривать как У. я. статич. изображения, т. к. яркость изображения на слайде при фотографировании может быть значительно меньше, чем при проекции. Телевизионная аппаратура тоже может рассматриваться как У. я., если она обеспечивает на экране большую яркость, чем на входе. Однако значительно больший интерес представляют оптич. управляемые транспаранты, называемые также *пространственно-временными модуляторами света*. Если интенсивность света, к-рую может модулировать транспарант, окажется больше интенсивности управляющего света, то оптич. управляемый транспарант является У. я., притом работающим в реальном времени.

Все упомянутые выше У. я. представляют собой усилители-преобразователи, т. е. в них оптич. изображение преобразуется в пучки электронов или в распределение проницаемости транспаранта. Это накладывает предел, ограничения на характеристики таких У. я. (на пространственное разрешение и быстрдействие). Спектральный состав излучения на выходе таких У. я. также обычно не совпадает с исходным. В ряде случаев это даже полезно, т. к. позволяет, напр., преобразовать невидимое глазом изображение

(ИК или УФ) в видимое. Наиб. важное ограничение усилителей-преобразователей заключается в потере информации о распределении фаз исходной световой волны, поэтому их используют для усиления яркости изображений, когда достаточно передать лишь распределение интенсивности по полю зрения. В принципе, если применять вместо управляемого транспаранта динамич. голограмму (см. *Динамическая голография*), то, восстанавливая световое поле с помощью большой яркости, можно восстановить его полностью, а т. е. и распределение фаз, увеличивая при этом его яркость. Пока такие У. я. не получили заметного применения в оптич. системах из-за трудностей создания динамич. голограмм.

Существует универсальный способ усиления света с помощью вынужденного (стимулированного) излучения, к-рый используется во всех лазерах. По самой своей природе вынужденное излучение позволяет усиливать любые пучки света, не внося в них искажений, т. к. оно повторяет все свойства вынуждающего излучения, включая фазу и поляризацию. У. я. на основе вынужденного излучения можно помещать в любое место оптич. системы, поскольку он не включает никаких преобразований. При этом возникает только один неустраняемый источник шума — собственные шумы квантового усилителя.

В настоящее время (1990-е гг.) существует много разл. лазеров, работающих во всех диапазонах спектра — от рентгеновского до дальнего инфракрасного. Однако применение лазерных усилителей в оптич. приборах до сих пор весьма ограничено. Связано это с тем, что усилители в лазерах и оптич. системах используются по-разному. В лазерах обычно стремятся получить предельно высокую направленность излучения, применяя для этого *оптические резонаторы* и ограничивая число генерируемых мод. В оптич. системах обычно требуется передать большой объем информации, заложенный в распределении амплитуды и фаз (информац. и поляризации) по полю зрения, на к-ром укладываются порядка 10^8 разрешаемых элементов. Такая «многоканальность» и есть одно из осн. преимуществ оптич. систем с У. я. Это накладывает дополнит. требования на У. я. для оптич. приборов, к-рый должен обладать большой угл. анертурой, чтобы пропустить большой объем информации, обеспечивая значит. усиление за один проход усиливающей среды и, естественно, не должен вносить искажений в усиливаемые световые поля. Достижение высокого усиления (а желательно иметь коэф. усиления 10^1 — $1,0 \cdot 10^4$) и составляет осн. трудность на пути создания лазерных У. я. для оптич. систем. Высокий коэф. усиления (при прочих равных условиях) легче получить для узкого спектрального интервала и в коротких импульсах.

Наиб. удобным для практич. применения оказались усилители импульсных лазеров на парах ряда металлов. Они обладают сравнительно высокой эффективностью и работают при высокой частоте повторения импульсов, что обеспечивает достаточно высокую ср. выходную мощность. Среди них чаще используются усилитель на парах меди, усиливающий на двух линиях в видимой области спектра ($\lambda = 510,6$ нм и $578,2$ нм). Этот усилитель работает в импульсном режиме с длительностью светового импульса 10 — 30 нс и частотой повторения импульсов 5 — 20 кгц. В России в течение ряда лет промышленностью серийно выпускается запаянная саморазогреваемая лазерная трубка на парах меди (тип УЛ-102), специально предназначенная для применения в качестве усилителя яркости в оптич. приборах. Активная зона этой трубки имеет диам. 2 см, длину 40 см, усиление за один проход составляет (по ср. мощности) 10^2 — 10^4 , а ср. мощность на выходе усилителя ~ 1 Вт. В др. странах промышленный выпуск таких У. я. пока не налажен.

У. я. на парах меди используется в *лазерном микропроекторе*, в системах для лазерной обработки объектов с визуальным контролем за процессом на экране микропроектора, в системах маркировки деталей, для усиления телевизионных изображений, для локального масс-спектрометрич. анализа и т. п. Ближние характеристики имеют усилители на галогенидах меди.

Несколько худшими характеристиками обладают усилители на парах золота ($\lambda = 627,8$ нм) и марганца (неск. линий в желто-зеленой и ИК-областях спектра). В ближней ИК-области хорошими характеристиками обладает усилитель на парах бария ($\lambda = 1,5$ и $1,13$ мкм).

Интенсивно разрабатывается голография. усилитель — усилитель на динамич. решетках. В этом усилителе в нелинейной среде в результате взаимодействия волны накачки и сигнальной волны, несущей оптич. информацию, образуются динамич. голограмма, на к-рой при определ. условиях (нескользящий отклик среды и др.) происходит перераспределение энергии из волны накачки в сигнальную волну, обеспечивая усиление последней. При этом сигнальная волна, как и в случае вынужденного излучения, экспоненциально усиливается в среде. В качестве сред для таких У. я. используются фоторефрактивные кристаллы, напр. титанат бария, позволяющий получать усиление за один проход до 10^4 .

Лит.: Петраш Г. Г., Усилители яркости для оптических приборов, «Вестник АН СССР», 1982, № 2, с. 66; Пространственные модуляторы света, М., 1987; Оптические системы с усилителями яркости, ред.-сост. В. И. Беспахов, Г. А. Пасаман, Торский, 1988; Оаудов С. Г., Сококи М. С., Хижик А. И., Лазеры на динамических решетках, М., 1990; Оптические системы с усилителями яркости, изд. ред. Г. Г. Петраша, М., 1991 (Труды ФИАН, т. 206).

Г. Г. Петраш.

У. я. изобретения. Усиление яркости изображения (оптич. пучков сложной пространственно-временной структуры), как уже указывалось, может осуществляться посредством оптических квантовых усилителей, усилителей на эффектах вынужденного рассеяния или четырехфотонного взаимодействия и др. Однако наиболее подходящими для использования в оптич. устройствах в наст. время (90-е гг.) являются У. я. изображения (УЯИ) на основе активных сред лазеров.

Отличительной чертой таких усилителей является то, что активные среды используемых лазеров работают в режиме значит. насыщения, а следовательно, и большого усиления. При этом могут использоваться как однонаправленные (однонаправленные) УЯИ, так и двух- и более проходные.

Взаимодействие разл. пучков, распространяющихся в усилителе (пучки, несущие усиленное по яркости изображение, и пучки спонтанного излучения по лазерному переходу, тоже усиленные), может приводить к нелинейным преобразованиям усиленных изображений: образованию негативных изображений, изображений со сдвигом по спектру. Такие эффекты реализуются, если плоскость промежуточного изображения находится в геометрии, пределах активной среды. Тогда усиленное спонтанное излучение служит в качестве считывающего пучка неоднородности усиления, созданной воздействием на активную среду первоначального пучка, несущего усиленное изображение входного оптич. сигнала.

Если используются У. я., работающие одновременно на неск. лазерных переходах, связанных по верхнему или нижнему уровню, то можно наблюдать негативное изображение, сдвинутое по спектру; напр., усиленное по яркости ИК-изображение преобразуется в усиленное по яркости изображение в видимой области спектра. Такая схема оптич. устройства с УЯИ, в к-рых промежуточное изображение находится в пределах активной среды, приводит к падению контраста передаваемого первичного изображения.

Однако, если плоскость промежуточного изображения выведена за пределы активной среды, то реализуется схема лазера микропроектора и контраст практически не снижается.

Многопроходные У. я. могут повышать контраст изображения, если освещать объект его собственным изображением (УЯИ с обратной связью).

УЯИ могут использоваться для лазерной обработки объектов. Такие обрабатывающие устройства позволяют сформировать на поверхности, предназначенной для обработки, мощный лазерный пучок со сложной формой распределения световой интенсивности (мощности), определяемой конфигурацией маски на зеркале. В определенных случаях может производиться обработка и по изо-

бражению объекта ввиду повышения контраста и превышения порога разрушения в соответствующих местах поверхности объекта. Аналогичный эффект — микрометрическое копирование изображения — может быть достигнуто при ускорении микронных частей внутри резонатора в оптич. системе с УЯИ, позволяющей обрабатывать поверхность твердых тел посредством бомбардировки этими частями.

УЯИ находят применение в разл. областях науки, техники и народного хозяйства. В микроэлектронике применяются специализир. установки для микрообработки тонких пленок, скрабирования, нанесения покрытий на подложки, отжига нано-имплантированных слоев, контроля и изготовления разл. деталей микроэлектроники и др. В последнее время значит. прогресс намечается в создании цветных (синий, зеленый, красный) УЯИ, что нашло применение в системах для воспроизведения вещательных телевизионных передач, а также любых изображений с цветных мониторов компьютеров на большие экраны.

Для мед. и биол. исследований и микрохирургич. операций, для целей генной инженерии системы с УЯИ используются при облучении участков тканей по форме наноэпители, что значительно уменьшает травматизм по сравнению с обычными методами лазерного лечения. Более того, УЯИ с обратной связью позволяют автоматически следить за непроизвольными движениями выделенного для лазерного воздействия отл. органа (его части) живого организма.

По мере развития лазерной физики и техники и появления новых У. я., работающих в широкой области спектра, могут быть построены перестраиваемые по спектру У. я., пригодные для использования в современных микро-спектроанализаторах.

Лит.: Захаров С. Д., Казарян М. А., Коротков Н. П., Уверный разгон частиц в поле лазерного излучения, «Письма в ЖЭТФ», 1994, т. 60, в. 5, с. 317; Vlasov D. V. [e. a.], An Optical Scheme of the Laser Reproduction TV Image — Technical Program of 15th International Conference on Coherent and Nonlinear Opt., and 8-th Laser Optics Conference June 27 — July 1, 1995, St.-Petersburg, Russia, в. III, p. 82.

М. А. Казарян.

УСКОРЕНИЕ — векторная величина, характеризующая изменение скорости точки v . В общем случае вектор $u = dv/dt = \dot{v}$, он направлен в сторону вогнутости траектории точки и лежит в сопрягающейся плоскости (если траектория — плоская кривая, то в плоскости этой кривой).

Проекция u на касательную и гл. нормаль к траектории наз. соответственно касательным (тангенциальным) u_t и нормальным (центростремительным) u_n У.; они определяются равенствами: $u_t = dv/dt = \dot{v}$ и $u_n = v^2/\rho$, где v — величина скорости, ρ — радиус кривизны траектории в соответствующей ее точке. При этом $u = \sqrt{u_t^2 + u_n^2}$. Касательное У. характеризует изменение скорости точки по ее численной величине, а нормальное У. — по направлению.

Лит. см. при ст. Кинематика.

С. М. Тарг.

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ в космических условиях. Одной из ключевых в астрофизике является проблема механизмов ускорения и источников частиц, к-рые мы наблюдаем как космические лучи (КЛ).

Наблюдения предвзывают следующие требования к механизмам У. з. ч.: 1) спектр ускоренных частиц должен быть степенным в широком интервале энергий. Так, в интервале от 10^9 эВ до 10^{15} эВ наблюдаемый спектр КЛ описывается единым степенным законом:

$$N(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^{-2,7}, \quad (1)$$

где $N(\mathcal{E})$ и \mathcal{E} — концентрация и энергия частиц; 2) механизмы У. з. ч. должны быть настолько эффективными, чтобы обеспечить ускорение частиц до макс. наблюдаемых энергий $\sim 10^{20}$ эВ; 3) мощность генерации КЛ \dot{W} с энергиями $\mathcal{E} > 10^9$ эВ в Галактике должна поддерживаться на уровне $10^{40} - 10^{41}$ эрг/с. Важно отметить, что указанная величина \dot{W} не зависит от модельных представлений, поскольку может быть выражена только через наблюдаемые величины.

В качестве возможных источников КЛ рассматриваются разл. галактик. и внегалактик. объекты: пульсары и их магнитосферы, оболочки сверхновых звёзд, нейтронные звёзды, входящие в двойные системы, ядра галактик, радиогалактик, чёрные дыры, вспышки на звёздах (в частности, *вспышки на Солнце*) и т. д. По-видимому, более предпочтительным является предположение о галактик. происхождении КЛ (по крайней мере, до энергий $\sim 10^{17}$ эВ) по следующим соображениям: 1) в Галактике имеются источники, способные обеспечить необходимую мощность генерации КЛ. Таковыми прежде всего являются вспышки *сверхновых звёзд*, при взрыве κ -рых выделяется энергия до $3 \cdot 10^{50}$ эрг. Поскольку частота вспышек сверхновых в Галактике равна одной вспышке в $10-100$ лет, то ср. мощность этих процессов $\sim 10^{41}-10^{42}$ эрг/с. Если полагать 10% энергии, выделяемой при взрыве сверхновой, трансформируется в энергию ускоренных частиц, то этого достаточно, чтобы обеспечить мощность генерации КЛ $\sim 10^{40}-10^{41}$ эрг/с; 2) есть указания на то, что в Галактике существуют объекты, такие, как Лебедь X-3 и Геркулес X-1 (двойные рентг. источники), испускающие частицы с энергиями порядка 10^{13} эВ и даже 10^{18} эВ, а мощность генерации этих частиц может достигать $10^{35}-10^{37}$ эрг/с. Если, как обычно предполагается, указанные частицы являются гамма-квантами, то есть основания считать, что в указанных объектах генерируются протоны (см. *гамма-астрономию*) с энергией, на порядок большей указанной, а мощность генерации протонов может достигать 10^{40} эрг/с; 3) ряд компонент КЛ, в частности электроны, заведомо имеют галактик. происхождение. Электроны, испущенные даже ближайшими радиогалактиками, не могут достигать Галактики из-за рассеяния на фотонах *микроволнового фонового излучения*.

Относительно происхождения КЛ с энергиями $> 10^{17}$ эВ существуют разл. точки зрения. Наиб. распространённым является предположение о том, что эти частицы ускоряются в активных ядрах галактик. Однако не исключена возможность их галактик. происхождения.

Вопрос о конкретных механизмах ускорения КЛ остаётся до сих пор открытым. Ускорение частиц может осуществляться либо регулярными, либо флуктуационными эл.-магн. полями.

В условиях высокопроводящей космич. плазмы регулярное поле создаётся регулярными движениями, напр. такими, как орбитальные движения в двойной звёздной системе или вращение *пульсара*. В последнем случае ускорение частиц может быть обусловлено разностью потенциалов между поверхностью пульсара и «бесконечностью». Рождение электрон-позитронных пар в магнитосфере пульсара может приводить к экранированию ускоряющего электрич. поля. Однако даже в этих условиях в магнитосфере имеются области, где разность потенциалов не скомпенсирована, — это т. н. внутренний и внешний зазоры, в κ -рых, по-видимому, и осуществляется ускорение частиц.

Флуктуационные эл.-магн. поля могут возбуждаться в турбулентной среде. Турбулентные движения довольно часто встречаются в разл. космич. объектах, включая межзвёздную среду. В таких условиях может эффективно работать механизм, предложенный Э. Ферми (ускорение Ферми). Он реализуется при столкновении лёгкой частицы с «тяжёлыми» магн. облаками массой M , движущимися со случайными скоростями u . Предполагаются выполненные неравенства

$$v \gg u, m \ll M, mc^2 \gamma \ll Mu^2/2,$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$, v и m — скорость и масса частицы. При столкновении частицы с облаком она меняет свою энергию. Энергия частицы увеличивается при «встречных» столкновениях и уменьшается в случае «догоняющих» столкновений. Однако поскольку вероятность столкновений зависит от относит. скорости, то частота «встречных» столкновений (относит. скорость в одномерном случае равна $u+v$) выше частоты «догоняющих» столкновений (относит. скорость равна $v-u$). В результате энергия час-

тицы в ср. увеличивается. Изменение энергии

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 4M \frac{u^2}{v^2} \mathcal{E} = \alpha \mathcal{E},$$

где $1/\alpha$ — характерное время ускорения. В однородном и стационарном случаях α -физия распределения частиц $f = dN/d\mathcal{E}$ описывается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} (\alpha \mathcal{E} f) + \frac{f}{\tau} = 0, \quad (2)$$

где τ — характерное время жизни частиц в области ускорения. Из ур-ния (2) следует, что ускорение Ферми формирует степенной спектр (частиц) вида

$$f \propto \mathcal{E}^{-(1+1/\alpha)}.$$

Однако в применении к межзвёздной среде данной мсханизм, по-видимому, малоэффективен (по крайней мере, для частиц с энергиями, большими $1-3$ ГэВ/нуклоны), поскольку характерное время ускорения намного больше времени жизни КЛ в Галактике. Возможно, этот механизм эффективен в радиогалактиках.

Скорее всего, данный механизм может реализоваться в областях с сильно развитой турбулентностью. В этой связи представляет интерес механизм ускорения частиц на фронтах *ударных волн*, κ -рый близок к рассмотренному выше механизму Ферми. Ускорение реализуется в том случае, если в окрестности ударного фронта имеются κ -л. рассеивающие центры. Тогда частица, пересекая ударный фронт, может снова возвратиться на него за счёт рассеивания на этих центрах. При каждом пересечении ударного фронта частица набирает энергию в сжимающихся потоках. Изменение энергии релятивистской частицы описывается ур-нием

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{\mathcal{E}}{3} \nabla u,$$

где u — скорость среды (на ударном фронте $\nabla u < 0$). Физия распределения ускоренных частиц описывается в этом случае ур-нием

$$\nabla(u f - D \nabla f) - \frac{d}{d\mathcal{E}} \left(\frac{v u}{3} \mathcal{E} f \right) = 0,$$

где D — коэф. диффузии частиц, обусловленных их рассеиванием. Для сильной ударной волны спектр ускоренных частиц имеет универсальный вид:

$$f \sim \mathcal{E}^{-2}. \quad (3)$$

Механизм У. з. ч. на ударных волнах представляется привлекательным ввиду трёх обстоятельств: 1) ударные волны достаточно распространены в Галактике. Они образуются, напр., у звёзд с сильным *звёздным ветром*, в результате взрыва сверхновых и т. д.; 2) при ускорении на разл. ударных волнах генерируется универсальный спектр частиц, κ -рый не зависит от таких характеристик, как скачок скорости на ударном фронте (величина коэф. диффузии); 3) спектральный индекс частиц, ускоренных на фронтах [ур-ие (3)], близок к спектральному индексу КЛ у Земли (1).

Помимо представленных моделей существует ряд других, получивших, правда, меньшее признание, в κ -рых делается попытка объяснить наблюдаемые характеристики КЛ. При этом рассматриваются как процессы, протекающие в межзвёздной среде, так и в разл. космич. объектах.

Лит.: Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, 2 изд., М., 1990; Генерация космических лучей ударными волнами, Новосиб., 1988. В. А. Догель.

УСКОРЕНИЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ (ускорение силы тяжести) — ускорение, κ -рое приобретает свободная материальная точка под действием *силы тяжести*. Такое ускорение имел бы центр тяжести любого тела при падении тела на Землю с небольшой высоты в безвоздушном пространстве. Как и сила тяжести, У. с. п. зависит от

широты места φ и высоты его H над уровнем моря. Приблизительно U , с. п.

$$g = 978,0318(1 + 0,005302 \sin^2 \varphi - 0,000006 \sin^2 2\varphi) - \\ - 0,0003086 H.$$

На широте г. Москва на уровне моря $g = 981,56 \text{ см}^2/\text{с}^2$.

УСКОРЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ — то же, что *ускорение свободной падающей*.

УСКОРЯТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — установки, служащие для ускорения зарядов частиц до высоких энергий. При обычном словоупотреблении ускорителями (U) наз. установки, рассчитанные на ускорение частиц до энергий более 1 МэВ. На ускоренном U протонов — театроне достигнута энергия 940 ГэВ (Лаборатория им. Ферми, США). Крупнейший ускоритель электронов LEP (ЦЕРН, Швейцария) ускорил встречные пучки электронов и позитронов до энергии 45 ГэВ (после установки дополнит. ускорителей устройств энергия может быть увеличена вдвое). U широко применяются как в науке (генерация элементарных частиц, исследование их свойств и внутр. структуры, получение не встречающихся в природе излучений, изучение ядерных реакций, радиобиол., хим. исследования, работы в области физики твердого тела и т. д.), так и в прикладных целях (стерилизация медицинской аппаратуры, мат-риалов и др., дефектоскопия, изготовление элементов микроэлектроники, прои-во радиофармакологии, препаратов для медицинской диагностики, лучевая терапия, радиац. технологии в технике — искусство полимеризации лаков, модификация свойств материалов, напр. резины, изготовление термоусаживающихся труб и др.).

Во всех действующих U увеличение энергии зарядов частиц происходит под действием внешних иродных (направленных вдоль скорости ускоряемых частиц) электрич. полей. Ведутся поиски способов ускорения с помощью полей. Создаются другими движущимися частицами или эл.-магн. волнами, к-рые возбуждаются или модифицируются самим пучком ускоряемых частиц или др. пучками (*коллективные методы ускорения*). Коллективные методы теоретически позволяют резко увеличить темп ускорения (энергию, набираемую на 1 м пути) и интенсивность пучков, но пока к серьёзным успехам не привели.

U включают в себя следующие элементы: источник ускоряемых частиц (электронов, протонов, античастиц); генераторы электрич. или эл.-магн. ускоряющих полей; вакуумную камеру, в к-рой движутся частицы в процессе ускорения (в плотной газовой среде ускорение зарядов частиц невозможно из-за их взаимодействия с молекулами газа, заполняющей камеру); устройства, служащие для вакуа. (и инжекции) и вынужд. (б-жекции) пучка из U ; фокусирующие устройства, обеспечивающие д-цию движущихся частиц без ударов о стенки вакуумной камеры; магниты, искривляющие траектории ускоряемых частиц; устройства для исследования и коррекции положения и конфигурации ускоряемых пучков. В зависимости от особенностей U , один или несколько из перечисленных элементов в них могут отсутствовать.

В целях радиац. безопасности U окружаются защитными стенами и перекритиями (биол. защита). Толщина и выбор материала защиты зависят от энергии и интенсивности ускоренных пучков. Ускорители на энергии выше неск. ГэВ в целях безопасности обычно располагают под землей.

По принципу устройства различают U н-прямого действия, или *высокочастотные ускорители* (ускорение в пост-электрич. поле), *индукционные ускорители* (ускорение в вихревых электрич. полях, возникающих при изменении магн. индукции) и резонансные U , в к-рых при ускорении используются ВЧ эл.-магн. поля. Все действующие U на предельно высокие энергии принадлежат к последнему типу.

Современные U делятся на два больших класса: *линейные ускорители* и *циклические ускорители*. В линейных U траектории ускоряемых частиц близки к прямым линиям. По своей длине таких U располагаются ускоряющие станции. Наибольший из работающих линейных U (электрон-

ный U в Стэнфорде) имеет длину ≈ 2 мили (3,05 км). Линейные U позволяют получить мощные потоки частиц, но при больших энергиях оказываются слишком дорогими. В циклич. U «вращающ» магн. поле изгибает траектории ускоряемых частиц, свёртывая их в окружности (*кольцевые ускорители* или *синхротроны*) или спирали (*циклотроны, фазотроны, бетатроны и микротроны*). Такие U содержат одно или несколько ускоряющих устройств, к-рым частицы многократно возвращаются в течение ускорит. цикла.

Следует отметить различие между U лёгких частиц (электронов и позитронов), к-рые обычно наз. *электронными U* , и U тяжёлых частиц (протонов и ионов).

Электронные ускорители. Особенности электронных U связаны с двумя причинами. Скорость электронов и позитронов уже при небольших энергиях (неск. МэВ) мало отличается от скорости света и обычно может считаться постоянной, что существенно упрощает и удешевляет U . Но с др. стороны, электроны и позитроны в магн. полях теряют много энергии на эл.-магн. излучение (*синхротронное излучение*). В циклич. U эти потери приводят либо к огромным размерам U (при больших радиусах кривизны потери на синхротронное излучение уменьшаются), либо к необходимости иметь мощные ускоряющие станции, сильно удорожающие U . Синхротронное излучение играет и положительн. роль: оно приводит к уменьшению размеров ускоряемого пучка, что облегчает создание *накопителей*, позволяющих проводить опыты на *встречных пучках*.

Кольцевые электронные U используют в качестве источников синхротронного излучения в VФ- или рентг. диапазоне. Благодаря высокой плотности излучения и его острой направленности циклич. U являются уникальными источниками эл.-магн. волн указанных диапазонов. Большие потери электронов на излучение часто заставляют отдавать предпочтение линейным U .

Ускорители тяжёлых частиц (прим. протонов) сильно отличаются от электронных U . Потери энергии на синхротронное излучение в них при достигнутых в наст. время энергиях (~ 1 ТэВ) практически отсутствуют, и поддерживать высокий темп ускорения обычно оказывается невыгодно (т. к. мощность, затрачиваемая на питание ускоряющих станций, пропорциональна квадрату напряжённости электрич. поля и быстро растёт с увеличением темпа ускорения). Отсутствие заметного синхротронного излучения приводит к тому, что амплитуда поперечных колебаний частиц в процессе ускорит. цикла затухает сравнительно медленно (как квадратный корень из импульса частиц), и устойчивое движение в отсутствие спад. мер нарушается под действием даже сравнительно слабых возмущений. Все U тяжёлых частиц на высокие энергии принадлежат к типу циклических.

В 90-х гг. всё большее значение приобретают накопительные и встречные кольца, в к-рых плотные пучки зарядов частиц циркулируют д-ств. время, не меняя своей энергии. Такие кольца используются для осуществления реакций между частицами, движущимися навстречу друг другу (встречные пучки), для накопления ионов и частиц, непосредственно в природе не встречающихся (позитронов и антипротонов), а также для генерации синхротронного излучения. При взаимодействии частиц, движущихся навстречу друг другу, может реализоваться вся приданная им при ускорении энергия, в то время как при взаимодействии ускоренных частиц с неподвижными, большая часть энергии связана с движением центра масс частиц и в реакции не участвует.

Историческая справка. Разработка U началась в 1920-х гг. и имела целью расщепление атомных ядер. Раньше других были созданы *электростатические генераторы* [Р. Ван-де-Грааф (R. Van de Graaf)] и *каскадные генераторы* [Дж. Кокрофт (J. Cockroft)] и Э. Уолтон (E. Walton)], принадлежаче к классу U прямого действия, а затем первый циклич. резонансный U — циклотрон [Э. Лоуренс (E. Lawrence), 1921]. В 1940 Д. Керст (D. Kerst) построил первый U индукц. типа — бетатрон.

В 40-х гг. появились теоретич. работы, в к-рых исследовалась устойчивость движения ускоряемых частиц. В пер-

вых работах этого цикла [В. И. Векслер и амер. физик Э. Макмиллан (E. McMillan)] рассматривалась устойчивость продольного (фазового) движения, сформулированы принципы *автофазировки*. Затем появились работы по созданию теории поперечного движения частиц — бетатронных колебаний, приведшие к открытию сильной (накопительной) фокусировки [Н. Кристофилос (N. Christofilos), 1950; Э. Курант (E. Curant), М. Ливингстон (M. Livingston), Х. Снайдер (H. Snyder), 1952], лежащей в основе всех совр. крупных У.

Быстрое развитие техники мощных ВЧ радиотехн. устройств, произошедшее во время 2-й мировой войны 1939—45, позволило приступить к созданию линейных У. на больших энергиях. В электронных линейных У. используется электрич. поле бегущих волн дециметрового диапазона в диатрагмир. волноводах, в протонных — разработанные Л. Альверецом (L. Alvarez) резонаторы метрового диапазона, нагруженные прелетными трубками. В нач. части таких У. всё чаще применяются У. с *квадратурной высокочастотной фокусировкой* (англ. обозначение RFQ), в создании к-рых осн. роль сыграли В. В. Владимировский, И. М. Капчинский и В. А. Теляков.

При сооружении циклич. У. находят всё большее применение сверхпроводящие магн. системы. Сверхпроводящие магниты используются в циклотронах для создания пост. магн. полей и в *синхротронах протонных* — для генерации медленно (в течение многих секунд) меняющихся магн. полей. Так работает самый большой из действующих протонных синхротронов — теватрон (США).

До 80-х гг. осн. открытия в физике элементарных частиц делались на протонных синхротронах. Сейчас многие интересные результаты получают на электрон-позитронных и протон-антипротонных кольцевых ускорителях как со встречными пучками (коллайдерах). Преимущество таких У. перед обычными: 1) существ. увеличение энергии взаимодействия (в системе центра масс); в ультрарелятивистском случае, к-рый всегда имеет место на встречных пучках, эта энергия возрастает от $\sqrt{2m^2c^4}$ при соударении быстрых частиц с ядрами неподвижной мишени до 2θ на коллайдерах (m — масса соударяющихся атомов и атомов мишени, $\theta = v + mc^2$ — полная энергия ускоренных частиц); 2) резкое уменьшение фона от побочных реакций. Осн. недостаток коллайдеров — существенное (на неск. порядков) уменьшение числа взаимодействий (за то же время). Техника кольцевых У. со встречными электрон-позитронными пучками освоена в 1961 (ускоритель на энергию 2×250 МэВ во Фраскати, Италия), а установкой со встречными протонными и антипротонными пучками появились лишь после того, как были предложены методы электронного (А. М. Будкер, 1967) и стохастического [С. Ван-дер-Меер (S. Van der Meer), 1972] охлаждения тяжелых частиц (см. *Охлаждение пучков заряженных частиц*). Всё большее внимание уделяется разработке петрицикл. способов ускорения: коллективных методов, ускорения на биевых лазерных полях, ускорения в кильватерных полях и т. д. Начало этим работам положили В. И. Векслер, А. М. Будкер и Я. Б. Файнберг. Однако основанные на этих идеях У. пока не созданы.

Ускорители прямого действия. В таких У. заряж. частицы увеличивают энергию в постоянных или квазипостоянных (не меняющихся за время, в течение к-рого частицы набирают полную энергию) электрич. полях. Энергия, приобретаемая частицами, равна в этом случае их заряду, умноженному на пройденную разность потенциалов. Максимально достижимая энергия частиц в У. прямого действия определяется наибольшей разностью потенциалов (15—18 МВ), к-рую можно создать без пробоя в физ. установках. Во всех практически используемых У. прямого действия последний электрод ускоряющей системы находится при потенциале земли, поскольку только в этом случае выведенные из У. частицы не теряют приобретенной энергии при дальнейшем движении.

К числу У. прямого действия относятся электростатич. генераторы, каскадные генераторы и *перезарядные ускорители* (или tandemные У.). Ускоряемые частицы в таких У.

движутся внутри и вдоль трубки, изготовленной из изоляц. материала (обычно фарфора), внутри к-рой создается вакуум, необходимый для беспрепятственного движения ускоряемых частиц, а снаружи (под высоким давлением) нагревается тщательно высушенная, освобожденная от кислорода газовая смесь (чаще всего азот с примесью шестифтористой серы), препятствующая развитию электрич. пробоя. Между электродами, расположенными у торцов трубки, создается ускоряющая разность потенциалов (рис. 1). Электрич. поле, направленное вдоль оси трубки, выравнивается металлч. разделит. кольцами, соединенными с омич. делителем напряжения.

В электростатических У. высокое напряжение создается с помощью быстро движущейся ленты, изготовленной из изолирующего материала, напр. резины. В низковольтной части установки на ленту наносится электрич. заряд. Этот заряд стекает на

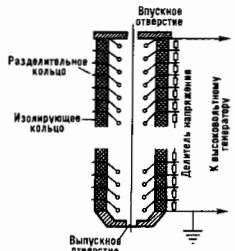


Рис. 1. Схема устройства ускорительной трубки.

ленту с металлч. игл, заряжаемых от спец. генератора до неск. десятков кВ. Движущаяся лента переносит заряд в высоковольтную часть У., расположенную внутри полого металлч. колпака. Там заряд снимается с ленты с помощью таких же игл и перетекает с них к наружной поверхности колпака. Потенциал колпака (и всего оборудования, заключенного внутри него, в т. ч. ионного источника и высоковольтного электрода трубки) по мере поступления зарядов непрерывно увеличивается и ограничивается только пробоем.

В каскадных генераторах для создания больших разностей потенциалов используют схемы умножения напряжения.

В *перезарядных У.* сначала ускоряются отрицат. ионы (атомы, содержащие лишней электрон), а затем, после удаления двух (или нескольких) электронов, — образовавшиеся при обдирке положит. ионы. Как источник, так и выходные электроды таких У. находятся при потенциале земли, а высоковольтный, снабженный обдирочным приспособлением электрод располагается в ср. части У. Перезарядные У. позволяют без пробоя получать удвоенные (а при более глубокой обдирке и более высокие) значения энергии.

Индукционные ускорители. К индукц. У. принадлежит бетатрон и линейные индукц. У.

Схема устройства бетатрона приведена на рис. 2. Ускоряемые частицы (электроны) движутся в кольцевой ваку-

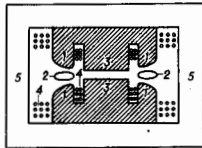


Рис. 2. Схематический разрез бетатрона: 1 — полюсы магнита; 2 — сечение кольцевой вакуумной камеры; 3 — сердечник; 4 — обмотки электромагнита; 5 — иррию магнита.

умной камере 2, расположенной в зазоре электромагнита (1 — полюсы магнита). Их ускоряет вихревое электрич. поле, к-рое возбуждается при изменении магн. потока, пронизывающего орбиту ускоряемых частиц. Осн. часть этого потока проходит через сердечник 3, расположенный в центр. части бетатрона. Обмотки 4 питаются перем.

током. Конфигурация магн. поля в бетатроне должна подчиняться двум условиям: 1) магн. индукция на центр. орбите должна соответствовать изменяющейся энергии электронов; 2) конфигурация магн. поля в вакуумной камере должна обеспечивать устойчивое поперечного движения электронов или, как говорят, устойчивость их *бетатронных колебаний* (см. ниже). Расположенные выше и ниже камеры кольцеобразные скошенные магн. полюсы создают необходимое для такой устойчивости поле, спадающее к периферии (рис. 8, 6).

Идея бетатронного метода ускорения высказана в 1922 Дж. Слейпаном (J. Slepian), основы теории развиты в 1948 Р. Видероз (R. Wideröe). Первый бетатрон построен в 1940. Простота и надёжность бетатронов обесценили их широкое применение в технике и медицине (в области энергий 20—50 МэВ).

В линейных индукционных ускорителях силовые линии электрич. поля (с напряжённостью E) направлены вдоль оси ускорителя. Электрич. поле индуцирует изменяющимся во времени магн. потоком, проходящим через расположенные друг за другом кольцевые ферритовые индукторы 1 (рис. 3). Магн. поток возбуждается в них корот-

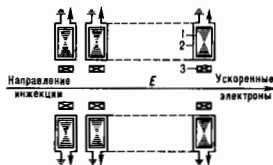


Рис. 3. Схема устройства линейного индукционного ускорителя: 1—сердечник индуктора; 2—возбуждающая обмотка; 3—фокусирующая катушка.

кими (десятки или сотни нс) импульсами тока, пропускаемыми через одновитковые обмотки 2, охватывающие индукторы. Фокусировка производится продольным магн. полем, к-рое создается катушками 3, расположенными внутри индукторов. Линейные индукционные У. позволяют получать в импульсе рекордные (килоамперные) токи; наиб. мощный из работающих У.—АТА (США)—ускоряет электроны до энергии 43 МэВ при токе 10 кА. Длительность токовых импульсов 50 нс.

Резонансные ускорители. В резонансных У. для увеличения энергии заряд. частиц используются ВЧ продольные электрич. поля. Ускорение в таких полях возможно при выполнении одного из двух условий: либо ускоряемые частицы должны двигаться вместе с эл.-магн. волной, сохраняя своё положение относительно неё (ускорители с бегущей волной), либо они должны взаимодействовать с ней только в такие моменты времени, когда электрич. поле имеет нужное (ускоряющее) направление и нужную величину (собственно резонансные У.). Частицы, на к-рых происходит взаимодействие с ускоряющим полем, наз. ускоряемыми зазорами или ускоряющимися промежутками. На остальной части пути частицы не испытывают действия ВЧ-поля либо потому, что его там просто нет, либо потому, что частицы защищены от него экранами.

У. с бегущей волной применяют в осн. для ускорения лёгких частиц (электронов и позитронов), скорость к-рых уже при небольших энергиях мало отличается от скорости света. Фазовая скорость эл.-магн. волны в вакуумных волноводах всегда превышает скорость света; нагружая волноводы системой перфорир. диафрагм, можно замедлить скорость волны, но не очень сильно. Поэтому для ускорения медленных частиц У. с бегущей волной не применяют.

Линейные резонансные ускорители. Простейший резонансный У.—ускоритель Видероз (рис. 4). Расставленные по ходу пучка металлич. пролётные трубки присоеди-

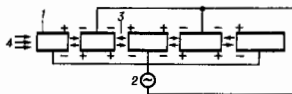


Рис. 4. Схема устройства ускорителя Видероз: 1—пролётные трубки; 2—генератор ВЧ-колебаний; 3—ускоряющие зазоры; 4—пучок.

няются (через одну) к полюсам ВЧ-генератора. В ускоряющих зазорах (промежутках между противуположно заряженными пролётными трубками) создается продольное электрич. ВЧ-поле с напряжением порядка сотен кВ. Частицы, подходящие к ускоряющему зазору в нужный момент времени, ускорятся электрич. полем, а затем «прямчутся» в очередную пролётную трубку. Её длина и скорость частицы согласованы между собой так, что к очередной зазору частицы подходят в тот момент времени, когда электрич. поле имеет правильное направление и величину, т. е. ту же фазу, что и в предыдущем ускоряющем зазоре. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$l = \left(n + \frac{1}{2}\right) \beta \lambda, \quad (1)$$

где l —длина трубки и ускоряющего промежутка; β —скорость частицы, выраженная в долях скорости света c ; λ —длина волны эл.-магн. колебаний (в пустоте); n —любое целое число. Ускоренный пучок состоит, т. о., из цепочки сегустков частиц (банчей), прошедших через ускоряющие зазоры при надлежащей фазе колебаний электрич. поля. При разработке структуры линейного У. важно правильно выбрать длины не только пролётных трубок, а и ускоряющих зазоров. Эти длины должны быть, с одной стороны, достаточно велики, чтобы выдерживать заметные напряжения (сотни кВ, а иногда и мегавольты), а с другой—достаточно малы, чтобы фаза ВЧ-колебаний за время прохождения частицы менялась не слишком сильно.

При увеличении скорости частиц ускорители Видероз становятся неэффективными и уступают место ускорителям Альвареса. В них пролётные трубки не присоединяются к генератору, а располагаются друг за другом внутри длинного цилиндрич. резонатора, в к-ром возбуждаются эл.-магн. колебания. ВЧ-поле, к-рое вдали от пролётных трубок распределено так же, как в обычном резонаторе, у его осн. концентрируется в ускоряющих зазорах. Схема расположения элементов «ускоряющий зазор»—пролётная трубка—ускоряющий зазор» и т. д. остаётся той же, что и в ускорителях Видероз, но условие (1) принимает вид

$$l = n\beta\lambda. \quad (2)$$

Линейные резонансные У. эффективно работают, если в них инжектируются достаточно быстрые частицы, предварительно ускоренные с помощью У. прямого действия или с помощью У. со знакопеременной высокочастотной фокусировкой.

Циклотроны—простейшие и исторически первые У. циклич. типа (рис. 5). В совр. понимании циклотронами называются резонансные циклич. У., работающие при не меняющемся во времени вращении магн. поле и при пост. частоте ускоряющего ВЧ-поля. В обычных циклотронах магн. поле обладает азимутальной симметрией и почти не зависит от радиуса; траектории ускоряемых частиц имеют вид раскручивающихся спиралей. Обычные циклотроны применяют для ускорения тяжёлых нерелятивистских частиц—протонов и ионов. Вакуумная камера циклотронов ограничена внеш. стенкой цилиндрич. формы и двумя плоскими горизонтально расположенными крышками. Полюсы электромагнита обычных циклотронов создают в камере почти однородное (слегка спадающее к периферии)

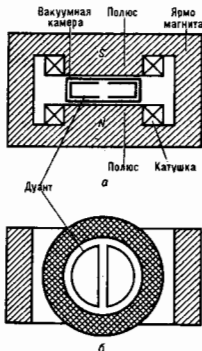


Рис. 5. Схема устройства циклотрона.

магн. поле. Ускоряющий зазор образуется срезами двух расположенных в камере и обращенных друг к другу электродов, имеющих форму полых полуцилиндров, — ду и т в. Дуанты присоединяются к полосам высоковольтного генератора через четвертьволновые линии.

На частицу, движущуюся по окружности, действует центробежная сила Лоренца $F_d = ZeVb$, равная центростремительной силе mv^2/ρ , где ρ — радиус кривизны траектории, Ze — заряд частицы. Т. о., $mv = ZeV\rho$. Переходя

к более удобным единицам, получим

$$\rho c = 300 ZV\rho \quad (3)$$

где ρc — произведение импульса частицы p на скорость света c — выражается в МэВ, индукция магн. поля B измеряется в тесла, а ρ — в м.

Предельная энергия, достижимая в обычных циклотронах, составляет для протонов ок. 20 МэВ, а частота ускоряющего поля (при $B = 2$ Тл) — ок. 30 МГц. При больших энергиях ускоряемые частицы выходят из синхронизма с ускоряющим напряжением из-за необходимого для поперечной устойчивости уменьшения B от центра к периферии и вследствие релятивистских эффектов.

Обычные циклотроны широко применяются для получения изотопов и во всех др. случаях, когда нужны протоны (или ионы) с энергией до 20 МэВ (или ~ 20 МэВ/нуклон). Если же нужны протоны с более высокой энергией (до неск. сотен МэВ), то применяются циклотроны с азимутальной вариацией магн. поля. Устойчивость поперечного движения в таких циклотронах обеспечивается благодаря откату от азимутальной симметрии магн. поля и выбору такой его конфигурации, к-рая позволяет сохранить устойчивость движения и при нарастающих (в среднем) к периферии значащих магн. индукциях.

Процесс ускорения в циклотронах происходит непрерывно: в одно и то же время одни частицы только покидают нонный источник, другие находятся на середине пути, а третьи заканчивают процесс ускорения. Типичный ток внутри пучка в циклотронах составляет ок. 1 мА, ток выведенного пучка зависит от эффективности эжекции и от тепловой устойчивости выводных фольг; обычно он составляет неск. десятков мкА.

Фазотроны. В фазотронах магн. поле постоянно во времени и сохраняется его цилиндрич. симметрия. Магн. поле увеличивается к периферии, частота обращения частиц с возрастанием их энергии уменьшается, и соответственно уменьшается частота ускоряющего поля. При этом отпадают ограничения на энергию ускоряемых частиц, но резко (на неск. порядков) уменьшается интенсивность ускоряемого пучка. Изменение частоты ускоряющего поля приводит к тому, что процесс ускорения развивается на циклы: новая партия частиц может быть введена в фазотрон лишь после того, как ускорение предыдущей партии закончено и частота возвращена к исходному значению. Обычная рабочая область фазотронов от неск. сотен до тысячи МэВ. При дальнейшем увеличении энергии размеры магнитов становятся слишком большими, а их вес и стоимость чрезмерно возрастают. В последнее время (90-е гг.) новых фазотронов не строят. Для энергий до неск. сотен МэВ применяют циклотроны с азимутальной вари-

ацией магн. поля, а для ускорения до больших энергий используют синхротроны.

Синхротроны применяют для ускорения частиц всех типов: собственно синхротроны — для электронов и синхротроны для протонов и др. ионов (старое назв. — синхрофазотроны, см. *Синхротрон протонов*). Энергия, до к-рой ускоряются частицы в синхротроне, ограничена для электронов мощностью синхротронного излучения, а для протонов и ионов только размерами и стоимостью У.

В синхротроне постоянной в процессе ускорения остаётся орбита, по к-рой обращаются частицы. Ведущее магн. поле создается только вдоль узкой дорожки, охватывающей кольцевую вакуумную камеру, в к-рой движутся частицы. Как ясно из (3), при пост. радиусе магн. индукция должна возрастать иронич. импульсу ускоряемых частиц. Частота обращения ω (при пост. длине орбиты) связана с импульсом ф-лой

$$\omega = \omega_{\infty} p / \sqrt{p^2 + (mc)^2}, \quad (4)$$

где ω_{∞} — частота, с к-рой обращалась бы в синхротроне частица, движущаяся со скоростью света. Частота ускоряющего поля может совпадать с частотой обращения частиц или в целое число раз (оно наз. к р а т и о с т ь ю) превосходить её. Т. о., в электронных синхротронах (у к-рых всегда $p \gg mc$) частота ускоряющего поля постоянна, в то время как индукция магн. поля возрастает. В протонных синхротронах на протяжении ускоряющего цикла возрастает как индукция магн. поля, так и частота ускоряющего напряжения.

Микротроны — циклич. У. с пост. магн. полем и с приращением энергии на оборот, равным энергии покоя электрона (0,511 МэВ). Если всё приращение энергии происходит на одном коротком участке, то в пост. магн. поле частицы переходят с одной круговой орбиты на другую. Все эти орбиты касаются друг друга в точке расположения ускоряющего устройства. Энергия электронов в таких У. достигает неск. десятков МэВ.

Размеры ускорителей. Ускоряющие комплексы. Длина линейного У. определяется энергией ускоряемых частиц и темпом ускорения, а радиус кривизны орбиты кольцевых ускорителей — энергией частиц и макс. индукцией ведущего магн. поля.

В совр. электронных линейных У. темп ускорения составляет 10–20 МэВ/м, в протонных — 2,5–5 МэВ/м. Увеличение темпа ускорения наталкивается на две осн. трудности: на увеличение резистивных потерь в стенках резонаторов и на опасность электрич. пробоев. Для снижения резистивных потерь можно использовать сверхпроводящие резонаторы (первые такие У. уже начали работать); для борьбы с пробоями тщательно выравнивают распределение электрич. поля в резонаторах, избегают местных неоднородностей. Возможно, темп ускорения в протонных линейных У. удастся увеличить со временем на порядки величин.

Размеры циклических У. связаны с индукцией ведущего магн. поля ф-лой (3). При ускорении однократно заряженных частиц и среднем по кольцу значении $\langle B \rangle \approx 1.2$ Тл (что соответствует $B_{\text{макс}} \approx 1.8$ Тл) эта ф-ла даёт ρc (МэВ) ≈ 360 (м). В соответствии с этим У. на 1 ТэВ должен иметь периметр ~ 20 км. Такие У. в целях защиты от излучений строят под землей. Огромные размеры У. на большие энергии приводят к капитальным затратам, выражаемым миллиардами долларов.

Приведённые оценки справедливы для У., магн. блоки к-рых содержат железное ядро. Увеличивая $B_{\text{макс}}$ выше 1,8 Тл оказывается невозможным из-за насыщения железа, однако это можно сделать, переходя к сверхпроводящим магн. системам. Первый такой У. — тэватрон — уже работает в Лаборатории им. Ферми в США. Магн. поле в блоках, наматанных кабелем с жилами из NbTi в медной матрице, при темп-ре 4 К может быть поднято до 5–5,5 Тл, а при понижении темп-ры до 1,8 К или при переходе к NbSn — до 8–10 Тл. (Сила NbSn при изготовлении ускорителей не применяют из-за его хрупкости.) Дальнейшее понижение темп-ры позволяет переходить к ещё боль-

шим магн. полям, но экономически невыгодно; размеры У. уменьшаются, но возрастает количество дорогого и энергоемкого криогенного оборудования.

Менее жестко определены минимально допустимые значения B . В У. с железным ядром $B_{\text{железо}}$ не должно быть меньше $(6-10) \cdot 10^{-3}$ Тл, т. к. при меньших полях слишком большой вклад в полную величину магн. индукции начинают вносить остаточные магн. поля, пространственное распределение k -рых обычно бывает неблагоприятным. Отношение $B_{\text{макс}}/B_{\text{железо}}$ а следовательно, и отношение импульсов инжектируемых и ижектируемых частиц в У. с обычными магнитами не может поэтому превосходить 200—300. В сверхпроводящих магн. системах этот диапазон оказывается еще меньше, т. к. при малых полях на пространств. распределении магн. индукции сильно сказываются вихревые токи в сверхпроводящих проводниках. Указанные ограничения—одна из причин, приводящих к тому, что все крупные ускорит. комплексы содержат неск. последовательно работающих У.: линейный У.—инжектор, один или неск. промежуточных У.—бустеры, наконец, основной У., доводящий заряд. частицы до предельной энергии, и, возможно, накопительное кольцо.



Рис. 6. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН (Швейцария).

энергии 7 ТэВ, а в дальнейшем и на ускорение ионов.

Для инъекции в LHC будет использоваться ускоритель SPS (Super Proton Synchrotron), на выходе к-рого протоны имеют энергию ~450 ГэВ. Периметр этого ускорителя 6,9 км, он расположен под землей на глубине 40 м. SPS получает тяжелые частицы от протонного синхротрона PS, в к-рый, в свою очередь, протоны и ионы попадают из бустера «Изолюда», а электроны и позитроны—из бустера ЕРА.

В России наиб. протонный (и ионный) У. (70 ГэВ) работает в Протвино (ок. Серпухова, Моск. обл.). При нём начато сооружение ускорительно-накопительного центра (УНЦ) с периметром 21 км. Он рассчитан на ускорение протонов и антипротонов до энергии 3 ТэВ. В Международном объединённом ин-те ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна, Моск. обл.) работает протонный синхротрон, ускоряющий протоны до 9 ГэВ, фазотрон и сверхпроводящий У. ионов—нуклотрон, ускоряющий ионы до энергии 6 ГэВ/нуклон.

В Ин-те теоретич. и эксперим. физики (ИТЭФ, Москва) протонный синхротрон ускоряет протоны до энергии 9 ГэВ.

Фазовые колебания. Как уже отмечалось, в резонансных У. поток ускоряемых частиц самопроизвольно разделяется на сгустки. Центр. частицы сгустков очередной раз подходят к ускоряющему зазору (в циклич. У.) или к очередному ускоряющему зазору (в линейных У.) в те моменты времени, когда фаза ускоряющего ВЧ-напряжения имеет нужное значение. Такие частицы наз. равновесными. Др. части-

цы сгустка в процессе ускорения колеблются около равновесной, то опережая её, то отставая от неё. Эти колебания наз. фазовыми. Они сопровождаются колебаниями энергии и импульса ускоряемых частиц относительно энергии и импульса равновесной частицы.

Рассмотрим фазовое движение в линейном У. Будем для простоты считать, что ускоряющие зазоры настолько коротки, что частицы проходят их практически мгновенно. Пусть некая частица подошла к зазору позже, чем равновесная. Чтобы она начала её догонять, она должна получить больше энергии при прохождении зазора. Наоборот, частица, пришедшая к зазору раньше равновесной, должна получить меньше энергии.

На рис. 7 синусоидальная кривая изображает измене-

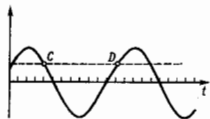


Рис. 7. К обсуждению принципа автофазировки.

нию во времени напряженности E ускоряющего ВЧ-поля. Штриховая линия отмечает напряженность, к-рая должна существовать в момент прохождения равновесной частицы, чтобы она вовремя подошла к следующему зазору. На каждом периоде изменения E есть две такие точки: C и D . Легко, однако, видеть, что движение устойчиво только в точке C . Лишь в этой точке в более поздние моменты времени напряженность поля возрастает, а в более ранние моменты снижается.

Детальный анализ продольного движения частиц показывает, что при достаточной амплитуде ВЧ-колебаний всегда существует область устойчивого фазового движения—в данном случае область, расположенная вокруг точки C . Это утверждение наз. принципом автофазировки.

В циклическом У. от энергии зависит не только скорость частиц, но и длина пути, проходящего ими от предыдущего ускоряющего зазора до последующего (если их несколько), а также периметр траектории. Введём коэф. удлинения орбит

$$\alpha = \frac{dL/L}{dp/p} \quad (5)$$

где L —периметр орбиты, p —импульс частицы. Изменение энергии, затрачиваемого частицей на обращение в У., зависит от её импульса и описывается ф-лой

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon} = \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{dp}{p}, \quad (6)$$

где γ —лоренц-фактор частицы, $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$. В линейных У. $\alpha = 0$, и устойчивой является точка C . В циклическом У. при $\gamma^2 > \alpha$ устойчивая точка C , а при $\gamma^2 < \alpha$ —точка D . Энергия, при к-рой эти точки меняются местами, соответствует соотношению

$$\alpha \gamma^2 = 1 \quad (7)$$

и наз. критической энергией (в англ. литературе—transition energy). В этой точке фаза ускоряющего напряжения должна быть переброшена из одной «синхронной точки» в другую. При подходе к критич. энергии частоты фазовых колебаний (в циклических У. они часто наз. радиально-фазовыми) снижаются и фазовые размеры сгустков резко уменьшаются, а разброс частиц по импульсам (и по энергии) увеличивается. В момент перехода через критич. энергию усиливается влияние разл. вида неустойчивостей. В зависимости от особенностей конструкции У.—от иллич. α —критич. энергия может лежать внутри или вне рабочего диапазона энергий.

Проблема поперечной устойчивости. Бетаотричные колебания. В крупных кольцевых У. за время ускорения частицы проделывают путь, измеряемый сотнями тысяч или даже

миллионами км. В паконит. системах этот путь ещё на неск. порядков больше, а в небольших У.—на неск. порядков меньше, но он всегда очень велик по сравнению с диаметром вакуумной камеры, поперечные размеры к-рой обычно не превосходят двух десятков см. Столкновение частиц со стенками камеры приводит к их потере. Поэтому ускорение возможно лишь при наличии тщательно рассчитанной и исполненной системы фокусировки.

При любом значении энергии ускоряемой частицы (в области устойчивости фазовых колебаний) в кольцевых У. имеется замкнутая (устойчивая) орбита. Находясь в вакуумной камере У., частица движется вблизи этой орбиты, совершая около неё *бетатронные колебания*. Частоты этих колебаний существенно превосходят частоты фазовых колебаний, так что при исследовании бетатронных колебаний энергию ускоряемых частиц и положение замкнутой орбиты можно считать постоянными.

При теоретич. рассмотрении бетатронных колебаний обычно исследуют площади, к-рые занимают ускоряемые частицы в «фазовых плоскостях» (r, p_r) и (z, p_z), где r и z — горизонтальная и вертикальная координаты частицы ($R = R_0$, где R_0 — радиус частицы, R_0 — радиус равновесной траектории), а p_r и p_z — соответствующие составляющие её импульса. При несомнутом движении эти площади имеют форму эллипса. Согласно *Лиувилля теореме*, величины площадей не меняются при движении. В процессе ускорения частицы пересекают многочсл. неоднородности магн. и электр. полей. При этом занятая пучком в фазовом пространстве область может приобретать сложную форму, так что эфф. величина площади — площадь описанного эллипса — возрастает. В тщательно настроенном У. такого возрастания не происходит. При наличии связи между горизонтальным и вертикальным движениями сохраняется не каждая из указанных площадей, а объём, занимаемый пучком в четырёхмерном пространстве (r, z, p_r, p_z).

Практич. интерес обычно представляет область, занимаемая пучком не в фазовых плоскостях, а в плоскостях (r, θ_z), (z, θ_r), где θ_r и θ_z — углы, составляемые скоростями частиц с касательной к равновесной орбите. Эти площади наз. горизонтальными (или радиальными) и вертикальными (или аксиальными) *эмиттантами* пучка ϵ_r и ϵ_z . Переход от импульсов к углам дается ф-лами

$$p_z = p\theta_z = p_0\theta_z, \quad p_r = p\theta_r = p_0\theta_r,$$

где p — продольная составляющая импульса, к-рая практически совпадает с полным импульсом; $p_0 = mc$. Из теоремы Лиувилля следует, что интегралами движения являются величины $p\epsilon_r$ и $p\epsilon_z$, или, соответственно, $p\epsilon_r$ и $p\epsilon_z$, к-рые наз. нормализованными эмиттантами.

Из сказанного ясно, что при ускорении нормализованные эмиттансы остаются неизменными, а обычные эмиттансы ϵ_r и ϵ_z уменьшаются как $1/\gamma$. Соответственно уменьшаются поперечные размеры пучка.

Важнейшей характеристикой любого У. является его аксептанс — наиб. эмиттанс, к-рый У. пропускает без потерь. Высокая интенсивность ускоряемого пучка может быть достигнута только в У. с достаточно большим аксептансом.

При заданных размерах вакуумной камеры аксептанс У. пропорционален макс. углу, к-рый могут составлять траектории частиц с равновесной орбитой, и, следовательно, обратно пропорционален длине волны бетатронных колебаний. Вертикальный и горизонтальный аксептансы У. пропорциональны, т. о., числам бетатронных колебаний на оборот Q_z и Q_r , к-рые поэтому желателно увеличивать. Во всех существующих У. Q_r и Q_z близки друг к другу. Если оба они меньше 1, фокусировка наз. слабой (мягкой), а если больше 1 — сильной (жёсткой).

Все цели и попутные значения Q_r и Q_z запрещены. При целых Q частицы возвращаются к магн. элементам в одной и той же фазе бетатронных колебаний, влияние поперечной плоскости складывается и возникает резонансная расщепка колебаний (внешний резонанс). Вокруг целых значений имеются запрещённые области частот, внут-

ри к-рых возрастание колебаний, хотя и ограничено по величине, но оказывается недопустимо большим, напр. превосходит размеры вакуумной камеры.

Получены значения Q_r и Q_z запрещены из-за возникновения параметрического резонанса — резонансной расщепки колебаний, возникающей благодаря нелинейностям градиента магн. поля. В нек-рых У., в особенности в наконечниках, скрываются и резонансы более высоких порядков.

В циклич. У. для фокусировки частиц используют поперечные магн. поля. В однородном ведущем поле имеется только горизонтальная фокусировка, а вертикальная фокусировка отсутствует ($Q_z = 0$). Этот результат легко понять, замечая, что при движении частиц в однородном (вертикальном) магн. поле ($B_x = 0, B_z = \text{const}$) силы Лоренца не имеют составляющей по z и частицы сохраняют нач. аксиальную скорость. Необходимые для осевой фокусировки силы возникают лишь при наличии радиальной составляющей магн. поля.

Конфигурация магн. поля зависит от формы полюсных наконечников. На рис. 8(а) и 8(б) изображены полюсные наконечники, имеющие форму фигур вращения (вокруг осей z). На рис. 8(а) изображены плоские полюсы, создающие однородное вертикальное поле, такое поле не создает осевой фокусировки. На рис. 8(б) изображена картина по-

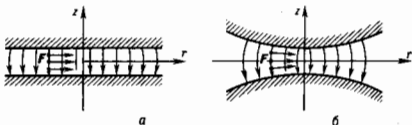


Рис. 8. а — магнитные силы в однородном поле; б — магнитные силы в поле, уменьшающиеся к периферии.

ля, возникающая между полюсами, создающими зазор, расширяющийся к периферии. В этом случае сила Лоренца приобретает фокусирующую (возвращающую к центральной плоскости) осевую составляющую. Однако появление осевой фокусировки сопровождается ослаблением радиальной: частицы, отклонившиеся к периферии, медленнее возвращаются к равновесной траектории, т. к. попадают в более слабое поле.

В линейных У. проблема фокусировки также является важной, хотя она и не так критична, как в кольцевых У.: длина пути частиц в линейных У. невелика и ускоряемые частицы не возвращаются к уже пройденным возмущениям поля.

В циклических У. магн. система к-рых обладает осевой симметрией, справедлива ф-ла

$$Q_z^2 + Q_r^2 = 1. \quad (8)$$

Одновременная устойчивость радиальных ($Q_r^2 > 0$) и аксиальных ($Q_z^2 > 0$) бетатронных колебаний в этом случае возможна только при $Q_r < 1, Q_z < 1$, т. е. при слабой фокусировке (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). При сильной фокусировке участки, фокусирующие по z и дефокусирующие по r , сменяются участками, фокусирующими по горизонтальной и дефокусирующими по вертикальной координатам. При исследовании расположения таких участков и нравильном выборе градиентов магн. поля и геометрии магнотв. система в целом оказывается фокусирующей, причём оба результирующих значения бетатронных частот могут существовать превосходить единицу.

В У. с сильной фокусировкой применяются квадрупольные магн. или электр. (при небольших энергиях ускоряемых частиц) поля. На рис. 9(а) изображена квадрупольная магн. линза, создающая фокусирующее в вертикальном направлении (по оси z) и дефокусирующее по радиусу r магн. поле. Вакуумная камера располагается вдоль осей линзы между её полюсами (на рис. не изображена). Поло-

жительно заряженные частицы «летят» на читателя. Четыре такие частицы и действующие на них силы Лоренца изображены точками и стрелками. В фокусирующих по радиусу (и дефокусирующих по z) линзах магн. полюса N и S меняются местами. В кольцевых У. магниты, создающие ведущие магн. поле, располагаются между линзами. Они создают направленное по оси z однородное магн. поле. В нек-рых У. применяют магниты с совмещёнными функциями. Их магн. поле содержит как дипольную (ведущее поле), так и квадрупольную составляющую (рис. 9, б).

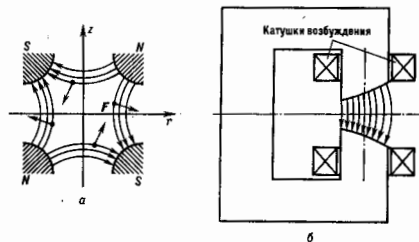


Рис. 9. а — квадрупольная магнитная линза; б — магнитный блок с совмещёнными функциями.

Для поперечной фокусировки в линейных У. можно было бы попытаться использовать эл.-магн. волну, к-рая ускоряет частицы. Однако в обычных волнах E -типа точки, соответствующие устойчивому фазовому движению, оказываются неустойчивыми для поперечных колебаний и наоборот. Чтобы обойти эту трудность, можно применять знакопеременную фазовую фокусировку (точки C и D на рис. 7 последовательно сменяют друг друга) или отказать-ся от азимутальной симметрии электрич. поля в резонаторе (квадрупольная ВЧ-фокусировка). Чаще всего, однако, для поперечной фокусировки применяют квадрупольные поля, создаваемые спел. магн. линзами. С 80-х гг. для изготовления таких линз начали использовать пост. магниты (сплав SmCo).

Эффекты, связанные с интенсивностью. Кроме резонансов, возникающих при взаимодействии пучка с внеш. полями, при больших интенсивностях пучков начинают играть роль разл. рода неустойчивости, связанные с взаимодействием частиц пучка друг с другом, с элементами вакуумной камеры и ускоряющей системы, а в У. со встречными пучками — с воздействием пучков друг на друга. Наиб. простым среди этих эффектов является кулоновский сдвиг частоты бетатронных колебаний. Электрич. поле пучка отталкивает к периферии наружные частицы и не действует на центральную частицу сгустка. В результате этого частоты бетатронных колебаний частиц в пучке начинают отличаться от частоты колебаний центра тяжести пучка. Если это различие превышает расстояние между ближайшими запрещёнными значениями Q , то при любой настройке У. часть пучка неизбежно теряется. Электростатич. отталкивание частиц сказывается и на фазовых колебаниях пучка (в частности, приводит к эффекту «отрицательной массы»).

Пучок ускоренных частиц взаимодействует со своим электростатич. изображением в вакуумной камере и с расположенными в ней предметами (резонаторами ускоряющих станций, датчиками измеряющих устройств, деталями и вводами вакуумной системы и т. д.). При этом сила, действующая на каждую частицу, пропорц. сдвигу пучка в камере относительно равновесной траектории и его линейной плотности. В результате этого взаимодействия возникают эл.-магн. поля, действующие на позже пролета-

ющие частицы (эффект «голова — хвост») и на сами вызывающие появление полей частицы при возвращении этих частиц к возбуждённому участку. Указанное взаимодействие вызывает ряд эффектов, приводящих к потере устойчивости пучка. Кроме уже упомянутого эффекта «голова — хвост», могут возникнуть резистивная неустойчивость (взаимодействие с бегущим вдоль камеры электрич. изображением пучка, к-рое запаздывает по фазе из-за конечной проводимости стенок камеры), микроволновая неустойчивость (взаимодействие с объектами, способными возбуждаться на высоких частотах) и др.

Ускорители со встречными пучками (коллайдеры). При генерации новых частиц в акте соударения должна выделяться энергия, равная или превосходящая энергию покоя рождающихся частиц, т. е. сотни МэВ, а иногда многие десятки ГэВ. При таких больших энерговыделениях терять значение не только хим. связь частиц, входящих в состав мишени, но и связь нуклонов в ядре, так что соударение происходит с одиночными нуклонами или даже с одиночными кварками, составляющими нуклоп. Т. н. *кумулятивные процессы*, к-рые можно рассматривать как одиоврем. столкновение ускоренной частицы с двумя или неск. нуклонами, представляют научный интерес, но при высоких энергиях наблюдаются крайне редко.

Как уже отмечалось выше, при соударении частиц в коллайдерах может реализоваться вся набранная при ускорении энергия, в то время как при соударении быстрого протона с нуклоном неподвижной мишени используется только часть этой энергии. Так, для генерации J/ψ -мезона энергия протона должна в 3,7 раз превышать энергию нокоя J/ψ -мезона, а для генерации Z^0 -бозона нужно 50-кратное превышение энергии. Генерация тяжёлых частиц на неподвижных мишенях оказывается поэтому катастрофически невыгодной, и необходимо переходить к коллайдерам. В коллайдерах частицы могут двигаться навстречу друг другу или в одном кольце (частицы и античастицы), или в двух пересекающихся кольцах.

Техника работы с ионами. кольцами, а в к-рых движутся встречные пучки, очень сложна. Кол-во ядерных реакций, происходящих в единицу времени, оказывается в тысячи раз меньше, чем при неподвижных мишенях, из-за крайней разреженности пучков. Эффективность коллайдера принято характеризовать их *светимостью*, т. е. числом, па к-рое нужно умножить эфф. сечение изучаемой реакции, чтобы получить число таких реакций в единицу времени. Светимость пропорц. произведению интенсивностей сталкивающихся пучков и обратно пропорц. площади сечения пучков (если они равны). Сталкивающиеся пучки должны, т. о., содержать много частиц и занимать небольшие объёмы в фазовом пространстве. Охлаждение фазового объёма электронных и позитронных пучков из-за синхротронного излучения обуславливается выше. В то же время фазовый объём протонных пучков по мере ускорения уменьшается всего как $1/p$, т. е. совершенно недостаточно. А объём, занятый антипротонными пучками, оказывается очень большим уже при их генерации и мало уменьшается в дальнейшем, т. к. антипротоны образуются при высокой энергии (неск. ГэВ). Поэтому перед соударениями антипротонные пучки должны накапливаться и охлаждаться, т. е. сжиматься в фазовом пространстве.

Существует два способа охлаждения пучков тяжёлых частиц (протонов, антипротонов, нонов) — электронный и стохастический. Электронное охлаждение происходит при взаимодействии охлаждаемых пучков с пучком «холодных» электронов, летящим на иск-ром общем участке вместе с охлаждаемыми частицами и имеющим ту же ср. скорость. (Темп-рой пучка нар. средняя энергия его частиц, измеренная в системе координат, движущейся вместе с пучком.)

Стохастическое охлаждение основано на том, что число одновременно охлаждаемых частиц не очень велико. Если внутри устройства, измеряющего координаты пучка, находится всего одна частица, то её отклонение может быть измерено датчиком, а затем исправлено корректором. Если же внутри измерит. устройства окажется

неск. части, то датчик реагирует на положение их электрич. центра тяжести и имеет место не коррекция, а демпфирование колебаний (при N частицах в устройстве корректируется один, а не N параметров). Стохастич. охлаждение происходит постепенно и требует большого числа оборотов.

Отметим, что электропное охлаждение оказывается более эффективным при малых энергиях пучка, а стохастическое — при не слишком большом числе частиц.

Перспективы развития ускорителей. Среди проектов крупных ускорителей, к-рые находятся в стадии разработки, строительства или уже вступили в строй, можно перечислить следующие.

В России (г. Троицк, Моск. обл.) заканчивается сооружение «монопольной фабрики» на энергию 600 МэВ со ср. током 70 мкА. В 1993 она уже выдавала пучок с энергией 430 МэВ. Для произ-ва изотопов используется пучок протонов с энергией 160 МэВ и со ср. током 100 мкА. В Протвине ведётся сооружение ускорительно-накопительного комплекса (УНК), рассчитанного на ускорение протонов до 3 ТэВ. УНК располагается в подземном туннеле с периметром 21 км. Ожидается интенсивность частиц в импульсе $\approx 5 \cdot 10^{12}$.

В ФРГ (Гамбург) вступил в строй У. на встречных пучках (HERA), предназначенный для изучения взаимодействия протонов (820 ГэВ) с электронами и позитронами (30 ГэВ). Проектная светимость $\sim 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Протонный синхротрон содержит сверхпроводящие магниты, а электронное — обычные (чтобы не увеличивать потери на синхротронное излучение). В оснащении этого У. и в работе на нём принимают участие 37 ин-тов из разных стран.

В Германии разрабатывается также проект линейного коллайдера DESY с энергией частиц 250 × 250 ГэВ (1-й вариант) или 500 × 500 ГэВ (2-й вариант). В ЦЕРНе (Швейцария) в туннеле кольцевого электронно-позитронного У. (LEP) начинается сооружение коллайдера для тяжёлых частиц LHC (Large Hadron Collider). На нём можно будет изучать столкновения протонов (2к.7 ТэВ), протонов и электронов, протонов и ионов (вкл. свинца, 1148 ТэВ).

Ускорение тяжёлых ионов может производиться на пуклотроне (Дубна, Россия). Начиная с 1977 на протонном синхротроне в Дубне ускорились разл. ионы вплоть до углерода (4,2 ГэВ/пуклон, а с 1992 — до 6 ГэВ/пуклон).

На У. «Сатурн» в Сакле (Франция) ускорятся ионы вплоть до аргона (до 1,15 ГэВ/пуклон). Ускоритель SPS (ЦЕРН) позволяет ускорять ионы кислорода и серы до 200 ГэВ/пуклон.

В США разработан проект наиб. крупного сверхпроводящего суперколлайдера (SSC) на энергию 2 × 20 ТэВ. Сооружение этого ускорителя отложено.

В Междунар. комитете по ускорителям рассматриваются ещё более крупные проекты, осуществление к-рых потребует совместных усилий развитых государств. Конкретный проект такого У. ещё не определён. Все осуществляемые и разрабатываемые проекты основаны на известных, хорошо зарекомендовавших себя принципах. Новые методы ускорения, о к-рых говорилось выше, могут в случае успеха полностью изменить эти планы.

Применение ускорителей. Кроме научного У. имеют и практич. применение. Так, линейные У. используются для создания нейтринных генераторов для радиац. испытания материалов, активно обсуждаются электродренные методы наработки ядерного горючего и ускорения тяжёлых малозарядных ионов для управляемого инерционного термоядерного синтеза. В Лома-Линде (США) заканчивается сооружение спец. комплекса с протонным синхротроном для лучевой терапии. Аналогичный проект рассматривается в России.

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Вальдверо А., Власов А. Д., Шальнов А. В., Линейные ускорители, М., 1969; Брук Г., Циклические ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Линейные ускорители ионов, под ред. Б. П. Мурина, т. 1—2, М., 1978; Вахрушин Ю. П., Ананиян А. И., Линейные индукционные ускорители, М., 1978; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, т. 3, М., 1981; Москалев В. А., Бета-

троны, М., 1981; Канчинский И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982.

Л. Л. Гольдин.

УСКОРЯЮЩЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ — электрич. поле (постоянное, высокочастотное, вихревое), используемое для увеличения энергии (ускорения) движущихся заряд. частиц. Обычно вектор скорости частиц направлен вдоль вектора напряжённости У. з. п. или под небольшим углом к нему. Подробнее см. *Ускорители заряженных частиц*.

УСЛОВНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ события A при условии B — вероятность того, что произойдёт событие A при условии, что произошло событие B .

Более подробно: пусть на вероятностном пространстве Ω (пространстве случаев или всех мыслимых исходов к.п. испытания) задано распределение вероятностей $\{P(A), A \subset \Omega\}$. Это означает, что каждому событию (множеству) $A \subset \Omega$ приписана его вероятность $P(A)$, причём так, что

$$P(\Omega) = 1, P(A \cup B) = P(A) + P(B),$$

если два множества A и B не пересекаются (т. е. события A и B несовместны); $A \cup B$ означает объединение множеств A и B , т. е. событие, включающее A и B . Любое фиксир. множество B , такое, что $P(B) > 0$, можно рассматривать как новое вероятностное пространство (состоящее лишь из тех случаев, к-рые принадлежат B), и на нём можно задать новое вероятностное распределение:

$$P_B(A) = P(A) / P(B), A \subset B.$$

Вероятность $P_B(A)$ наз. У. в. A при условии B [часто пишут $P(A|B)$]. В случае, когда множество A целиком не лежит в B , полагают

$$P_A(B) = P_B(A \cap B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)},$$

где $A \cap B$ — пересечение множеств A и B (т. е. событие, означающее, что A и B произошли одновременно).

В случае, когда $\Omega = G \in R^n$ — область v -мерного пространства, $v = 1, 2, \dots$, $B \subset G$ — гладкое подмножество в R^n , а распределение $\{P(A), A \subset G\}$ имеет плотность $p(x)$, условное распределение $P(A|B)$ определяется ф-лой

$$P(A|B) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\frac{P(A \cap B_\epsilon)}{P(B_\epsilon)} \right], \quad (*)$$

где B_ϵ — ϵ -окрестность B [предел $(*)$ существует].

Лит.: Гнезденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [3 изд.], т. 1, М., 1984.

Р. А. Милос.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ — способность систем слабо менять (в том или ином смысле) своё состояние или свойства под действием возмущений. Теория устойчивости (У.) — это совокупность представлений и методов, обобщающих и формализующих разл. аспекты У. разнообразных систем. Наиб. распространёнными понятиями теории У. являются У. по Ляпунову, орбитальная У., асимптотическая У., структурная У.

Наглядным примером, демонстрирующим нек-рые аспекты понятия У., является простейшая динамическая система: тяжёлый шарик на неровной поверхности (рис. 1); в точке I потенци. энергия шарика имеет максимум, и это положение равновесия неустойчиво: под действием малых возмущений шарик скатывается в более низкую точку (2 или 3), где его потенци. энергия имеет минимум. Если пренебречь трением, то шарик будет в течение бесконечного времени совершать колебания между двумя положениями устойчивого равновесия (точка 2 и 3). Если шарик начнёт скатываться с точки, более низкой, чем точка I, то амплитуда колебаний будет меньше (т. к. нач. энергия системы меньше). Однако близким нач. данным будут отвечать траектории с близкими периодами и амплитуда-

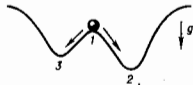


Рис. 1.

ми (орбитальная У.). В том случае, когда трение не мало, скорость шарика будет убывать и он остановится в точке устойчивого равновесия. Это состояние устойчиво асимптотически, в фазовом пространстве является притягивающим множеством. Если слабо деформировать поверхность, то характер движения не изменится (структурная У.).

Основные понятия. Пусть траектория L динамической системы задается отображением $x(t) = T^t x_0$, где x — совокупность координат точки в фазовом пространстве системы, T^t — оператор эволюции, преобразующий нач. состояние системы с координатами x_0 в состояние с координатами $x(t)$ в момент времени t . Траектория L устойчива по Ляпунову, если для сколь угодно малого ϵ можно найти такое δ , что для любого нач. состояния \bar{x}_0 , близкого к x_0 , т. е. $\rho(\bar{x}_0, x_0) < \delta$, всегда окажется $\rho(T^t \bar{x}_0, T^t x_0) < \epsilon$. Здесь $\rho(x_1, x_2)$ — расстояние между точками x_1 и x_2 в фазовом пространстве. Если

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho[\bar{x}(t), x(t)] = 0,$$

то У. наз. асимптотической, а если к тому же

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \left\{ \int_0^t \ln \rho[\bar{x}(t), x(t)] dt \right\} < 0.$$

то У. наз. экспоненциальной.

Пусть L — нек-рая траектория системы, $T^t L \subseteq L$, а $U_\epsilon(L)$ — нек-рая её ϵ -окрестность, т. е. $\rho(x, L) < \epsilon$ для любой точки $x \in U_\epsilon(L)$; здесь и ниже $\rho(x, L)$ — расстояние от точки x до множества L в фазовом пространстве. Если для любого ϵ можно найти такое δ , что всякая траектория, начинающаяся в $U_\delta(L)$, всегда остаётся в $U_\epsilon(L)$, то траектория L наз. орбитально (орбитно) устойчивой. Если к тому же существует такое δ_0 , что при всех $\delta < \delta_0$ для любой траектории $\{x(t)\}$, начинающейся в $U_\delta(L)$,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho[x(t), L] = 0, \quad (1)$$

то траектория наз. асимптотически орбитально устойчивой. Геом. смысл орбитальной устойчивости проиллюстрирован на рис. 2 (L — исходная, L_1 и L_2 — возмущённые траектории на фазовой плоскости $\{x, y\}$). Для У. по Ляпунову требуется также малость расстояния между оловрем. точками на близких траекториях (в указанном выше смысле).

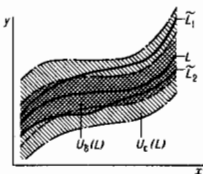


Рис. 2.

Из У. по Ляпунову следует У. орбитальная. Обратное, вообще говоря, не верно: две траектории могут быть сколь угодно близкими, а расстояние между двумя оловрем. точками на них может расти и стать немалым, даже если в нач. момент эти точки близки. Напр., для ур-ния Дуффинга (G. Duffing)

$$\ddot{x} + \omega^2 x - ax^3 = 0 \quad (2)$$

с нач. условиями

$$t=0: \dot{x}=0, x=A, |A| < A_0 = \omega a^{-1/2} \quad (3)$$

все траектории периодические. Период решения τ растёт от $2\pi\omega$ до бесконечности по мере роста амплитуды A от нуля до A_0 . При достаточно малых изменениях нач. условий траектории системы (2), (3) оказываются близкими. Однако благодаря зависимости периода решения от амплитуды близкие в нач. момент точки на двух соседних траекториях со временем разойдутся на большое расстояние. Поэтому при любых $a > 0$ фазовые траектории системы устойчивы орбитально и неустойчивы по Ляпунову. В пределе $a=0$ ур-ние (2) переходит в ур-ние гармонич. колебаний, период

к-рых не зависит от амплитуды $\tau = 2\pi/\omega$, и все траектории оказываются устойчивыми по Ляпунову.

Если в ур-нии гармонич. колебаний учтено трение

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega^2 x = 0, \gamma > 0, \quad (4)$$

то такая система имеет асимптотически (экспоненциально) устойчивую траекторию: $x=0$, поскольку при любых нач. условиях $\rho[x(t), 0] \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.

Асимптотически устойчивое множество траекторий L в фазовом пространстве динамич. системы наз. аттрактором, если оно: 1) компактно и неразложимо на отдельные структурные элементы; 2) инвариантно относительно T^t ; $T^t L = L$; 3) оператор T^t рекуррентен на L , т. е. для сколь угодно больших времён $t_0 > 0$ траектория $y(t) = T^t x$ произвольной точки $x \in L$ при $t > t_0$ пройдёт в сколь угодно малой окрестности точки x . В случае замкнутых траекторий последнее требование означает бесконечнократное прохождение системой каждой точки траектории, т. е. периодич. движение (в силу теоремы Коши; см. Коши задача). Примеры аттракторов: асимптотически устойчивые стационарные состояния (для ур-ния (4) — это точка $x=0$); устойчивые предельные циклы; странные аттракторы (отвечающие стохастическим колебаниям в нелинейных диссипативных системах).

Областью притяжения D аттрактора L наз. множество всех нач. точек $x \in D$, для к-рых

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho(T^t x, L) = 0. \quad (5)$$

Для ур-ния (4) область притяжения аттрактора $x=0$ совпадает со всем пространством.

Если автономная динамич. система $\dot{x} = f(x)$ имеет двумерное фазовое пространство, $x = \{x_1, x_2\}$, то её состояния равновесия $x = x_0$ определяются из системы ур-ний $f(x) = 0$. На фазовой плоскости $\{x_1, x_2\}$ поведение траекторий в окрестности одного из состояний равновесия может иметь вид, показанный на рис. 3: состояния равновесия

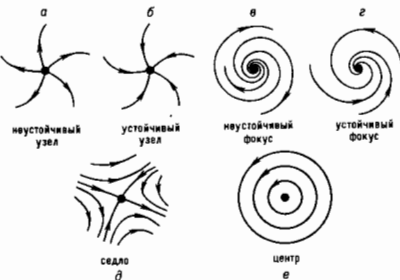


Рис. 3.

(а, в, г) — неустойчивые, (б, г) — асимптотически устойчивые, равновесие (е) — устойчивое, но не асимптотически.

Если размерность фазового пространства больше чем 2, то наряду с указанными типами устойчивости могут появляться и более сложные комбинации. Типы (напр., седло — узел, узел — фокус и др.).

В ряде случаев динамич. система имеет большое число густорасположенных стационарных состояний. Такая ситуация реализуется, напр., когда тяжёлый шарик находится на горизонтальной плоскости. В каждой точке поверхности положение шарика устойчиво, причём нач. условия определяют то положение, какое установится в процессе эволюции. Напр., если сила трения качения пропорц. скорости, то изменение координаты шарика со временем описывается ур-нием

$$m\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} = 0, \quad x|_{t=0} = 0, \quad \dot{x}|_{t=0} = v_0,$$

из к-рого следует

$$x(t) = \frac{mv_0}{2\alpha} [1 - \exp(-2\alpha t/m)],$$

т. е. конечное нулевое состояние $x_f = mv_0/2\alpha$. Отсюда следует также, что перевести систему из одного стационарного состояния $x_f^{(1)}$ в другое, близкое к нему, $x_f^{(2)}$, можно с помощью малого воздействия (возмущения). По отношению к такому типу состояниям равновесия употребляется термин «безразличное равновесие».

Несколько более сложная ситуация возникает в том случае, когда область (фазового) прорастания, занимаемая безразличными состояниями равновесия, ограничена. Примером такой системы является шарик, находящийся в яме, дно к-рой — горизонтальная плоскость (рис. 4). При любых нач. условиях шарик в конце концов остановится в одной из точек дна ямы. Широкий класс систем, обладающих аналогичными свойствами, может быть описан с помощью нелинейной дифференц. ур-ния

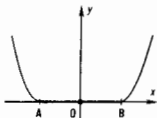


Рис. 4.

ет континуум стационарных состояний $-x_0 < x < x_0$, каждое из к-рых устойчиво (безразличное равновесие). Фазовый портрет этой системы показан на рис. 5. Для этой и подобных систем характерно то, что стационарные состояния на нек-ром отрезке устойчивы (отрезок AB на рис. 4; отрезок $[-x_0, x_0]$ на рис. 5), но свойством асимптот. устойчивости обладает лишь весь отрезок в целом. Реализуемость конкретного состояния из отрезка зависит от нач. условий. В таких случаях говорят о притягивающем отрезке (рис. 6).

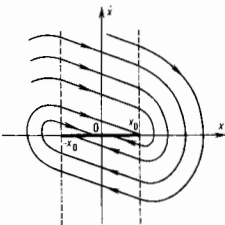


Рис. 5.

В ряде задач притягивающий отрезок формируется из конечного или счетного числа состояний равновесия, являющихся асимптотически устойчивыми. В этом случае соседние состояния часто отделены «барьером» и для перехода между ними требуется воздействие конечной (немалой) величины. Такая ситуация характерна для систем, описываемых дифференц. включениями, для распределенных систем и др.

Если система с малой диссипацией имеет один или неск. регулярных (стochasticеских) аттракторов, причём её свойства вдали от аттракторов близки к свойствам K -систем (т. е. систем, обладающих локальной неустойчивостью и перемешиванием траекторий), то под действием возмущений система будет периодически отбрасываться от аттракторов и вдали от них длит. время будет вести себя подобно K -системе. В результате длительные периоды времени, когда система ведёт себя, как K -система, перемежаются периодами, когда её поведение регулируется (из-

притяжения к аттракторам). В этом случае говорят, что система имеет квазиаттракторы.

Иногда термин «квазиаттрактор» применяют к системе, к-рая имеет большое число асимптотически устойчивых стационарных состояний, причём соседние состояния отделены одно от другого достаточно низким барьером. Под действием случайных возмущений система будет перемещаться между разл. состояниями, оставаясь постоянно в окрестности притягивающего множества M (составленного из отдельных стационарных состояний). Если возмущение окажется немалым и система уйдёт далеко от M , то вследствие асимптотической устойчивости компонентов M она вернётся в окрестность M . При наличии такого квазиаттрактора фазовые траектории системы притягиваются к нему, а затем под действием шумов начинают случайное блуждание между его компонентами. Квазиаттракторы иногда обнаруживаются при численном исследовании нелинейных динамич. систем (без флуктуаций), где роль шумов играют погрешности вычислит. процедуры.

Для исследования У. обычно применяют два метода Ляпунова. Первый (или прямой) метод основан на построении ф-ции (функционала) Ляпунова. Напр., для ур-ния нелинейного осциллятора с трением

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega^2 x - x^3 = 0 \quad (6)$$

можно использовать следующую ф-цию Ляпунова:

$$V = V_1 + V_2, \quad V_1 = \frac{1}{2} \dot{x}^2, \quad V_2 = \frac{1}{2} \omega^2 x^2 - \frac{1}{4} x^4. \quad (7)$$

Эта величина имеет смысл полной энергии системы: складываемое V_1 есть кинетическая, а V_2 — потенц. энергия. Производная по времени от V с учётом ур-ния (6) есть $dV/dt = -2\gamma\dot{x}^2 \leq 0$, т. е. V убывает на любой траектории системы, кроме тех, к-рые отвечают стационарным состояниям ($\dot{x} = 0, 0, +\infty$). Потенц. энергия имеет максимум $V_2 = \omega^4/4$ при $|x| = \omega$. Поэтому для всех нач. условий

$$\{x, \dot{x}\} \in \bar{D}, \quad \bar{D} = \{|x| < \omega, V(x, \dot{x}) < \omega^4/4\} \quad (8)$$

ни одна из траекторий не выйдет за пределы \bar{D} (иначе это повлекло бы рост, а не убывание V). Следовательно, система приближается к единственному стационарному состоянию в области \bar{D} , где V достигает минимума $V=0$, т. е. $x=0$. Это состояние асимптотически устойчиво.

Второй метод — исследование устойчивости по линейному приближению. Напр., линеаризация (6) вблизи стационарных решений x_c даёт

$$\ddot{y} + 2\gamma\dot{y} + py = 0, \quad y(t) = x(t) - x_c, \quad (9)$$

где $p = \omega^2 > 0$ для $x_c = 0$ и $p = -2\omega^2 < 0$ для $x_c = \pm\omega$. Отсюда следует, что решение $x_c = 0$ экспоненциально устойчиво, а решения $x_c = \pm\omega$ неустойчивы (как седловые особые точки).

У. по части переменных. Пусть система характеризуется n -мерным фазовым пространством $S_n = \{x_i, i=1, \dots, n, n > 1\}$. Точка $x=0$ устойчива по отношению к переменным x_1, \dots, x_k , если она устойчива по Ляпунову в k -мерном подпространстве $S_k = \{x_i, i=1, \dots, k, k < n\}$ в соответствии с определением устойчивости, приведённым выше.

Близость к нулю переменных x_{k+1}, \dots, x_n не требуется. Структурная устойчивость (грубость) — свойство динамич. системы сохранять структуру фазового пространства при малых возмущениях (изменяемых систем). Пусть A и \bar{A} — исходная и возмущённая системы. Система A наз. грубой, если для любого ϵ найдётся такое δ , что если системы A и \bar{A} отстоят друг от друга менее чем на δ (в метрике C^1), то найдётся отображение (гомеоморфизм) $A \rightarrow \bar{A}$, сдвигающее точки менее чем на ϵ и преобразующее траектории невозмущённой системы в траектории возмущённой. Понятие грубости введено А. А. Андроновым и Л. С. Понтрягиным. Матем. аппарат, позволяющий исследовать структурную У., — это *категорич. теория*, методами к-рой определяются области грубости системы и устанавливаются закономерности пере-

стройки структуры фазового пространства при переходе через бифуркац. значения параметров (см. *Бифуркации*).

У. по Лагранжу—свойство динам. системы оставаться в коде эволюции в огранич. области фазового пространства.

У. по Пуассону (возвращаемость)—свойство динам. системы возвращаться в коде эволюции сколь угодно близко к своему нач. положению (в фазовом пространстве) по истечении сколь угодно большого времени (см. *Пуанкаре теорема*, *Эргодическая теория*).

У. условная—У. по отношению к произвольным возмущениям, а только по отношению к тем, к-рые подчинены определ. ограничениям.

У. систем с дискретным временем. Пусть имеется некая последовательность $\{x_n\}$, задаваемая рекуррентным соотношением

$$x_{n+1} = f(x_n), \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

где x_n — k -компонентный вектор, $x_n = (x_{n1}, \dots, x_{nk})$. К такому виду может быть приведено описание ми. динамич. систем с непрерывным временем; в случае (10) в роли времени выступает номер члена последовательности. На такие системы естеств. образом переносятся все приведенные определения У.

Пусть U_n —однокомпонентная величина ($k=1$) и \bar{x} —неподвижная точка отображения (10), $\bar{x} = f(\bar{x})$. Точка \bar{x} асимптотически устойчива, если в ней $|\{df/dx\}_{x=\bar{x}}| < 1$, и неустойчива, если знак неравенства противоположный. Тем самым асимптотическая У. неподвижной точки \bar{x} эквивалентна сходимости итерационного процесса (10) решения ур-ния $x - f(x) = 0$.

У. по отношению к конечным возмущениям. Пусть система обладает N устойчивыми состояниями $\{S_i\}$, т. е. имеет место мультистабильность (при $N=2$ —бистабильность). Каждое из устойчивых состояний S_i , $i=1, \dots, N$ обладает нек-рой областью притяжения $D(S_i)$. Любое возмущение, не выводящее систему из $D(S_i)$, входит в класс тех возмущений, по отношению к к-рым состояние S_i устойчиво. Наоборот, состояние S_i неустойчиво по отношению к возмущениям всякой раз, когда эти возмущения переводят систему из $D(S_i)$ в $D(S_j)$ при $j \neq i$. Эти возмущения заведомо конечны (не могут быть сколь угодно малыми), поскольку для любой пары $j \neq i$ $\rho(S_i, S_j) > 0$. Напр., для инициирования горения необходимо, чтобы очаг имел достаточно высокую темп-ру и большие размеры. При этом условии система переходит из низкотемпературного режима протекания экзотермич. реакции в высокотемпературный.

У. распределенных систем. Такие системы в общем случае характеризуются бесконечным числом степеней свободы и бесконечномерным (во многих случаях—светомерным) фазовым пространством.

Для определения типа У. применяют методы Ляпунова (см. выше), модифицированные применительно к специфич. распределенным систем. Напр., для краевой задачи

$$u_t = -u_{xxxx} - 2k \delta u_{xx} + (p - k \delta) u - u^3, \quad x \in (0, R), \quad (11)$$

$$u_x|_{x=0, R} = 0, \quad u_{xx}|_{x=0, R} = 0, \quad u|_{t=0} = u_0(x)$$

в качестве функционала Ляпунова может использоваться величина

$$V(u) = \int_0^R \left[\frac{1}{2} (u_{xx} + u)^2 - \frac{1}{2} (p - k \delta) u^2 + \frac{1}{4} u^4 \right] dx. \quad (12)$$

Согласно (11), (12):

$$V(u) \geq 0 \text{ при } \beta < 0 \text{ и } V(u) \geq -\beta^2 R/4 \text{ при } \beta > 0,$$

$$\frac{dV}{dt} = - \int_0^R u_t^2 dx \leq 0,$$

т. е. функционал $V(u)$ монотонно убывает и ограничен снизу, а его производная dV/dt обращается в нуль только

на стационарных решениях задач (11). Поэтому из любых нач. состояний система переходит к нек-рому устойчивому стационарному состоянию. Задача (11) при $\beta < k \delta$ имеет единственное однородное решение: $u=0$. Кроме того, при $\beta > 0$ и достаточно больших R она имеет неоднородные пространственно-периодические стационарные решения $\{u_i\}$ при $\beta < k \delta$ их периоды лежат в интервале $\lambda \in (\pi/k_1, \pi/k_2)$, $k_1 = (k \delta + \sqrt{\beta})^{1/2}$, $k_2 = (k \delta - \sqrt{\beta})^{1/2}$, $2R/\lambda$ —целое. Выяснив, какие из этих решений устойчивы, можно с помощью второго метода Ляпунова. Для этого следует линеаризовать (11) в окрестности изучаемого стационарного решения $u_i(x, t) = u_i(x) + v_i(x, t) \exp(pt)$, найти спектр собств. значений красной задачи:

$$p v_0 = - (v_0)_{xxxx} - 2k \delta (v_0)_{xx} + [\beta - k \delta - 3u_i^2(x)] v_0 \quad (13)$$

$$(v_0)_{x^2}|_{x=0, R} = 0, \quad (v_0)_{xx}|_{x=0, R} = 0.$$

В частности, если $u_i(x) = 0$, то

$$p = \beta - (q^2 - k \delta)^2, \quad (14)$$

где q —волновой вектор возмущения $v_0(x) = v_0 \exp(iqx)$, пробегающий дискретный ряд значений $q = \pi n/R$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Следовательно, при $\beta < 0$ все возмущения затухают, причём

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \left[\int_0^R |v(x, t)|^2 dx \right] \leq \beta < 0,$$

т. е. решение $u_i(x) = 0$ устойчиво экспоненциально (\lim означает верх. предел). Наоборот, при $\beta > 0$ и достаточно больших R в область $p > 0$ попадает группа допустимых волновых векторов q , так что соответствующие возмущения экспоненциально растут. Следовательно, решение $u_i(x) = 0$ неустойчиво. Исследование У. неоднородных стационарных решений выполняется с помощью теории линейных дифференц. ур-ний с периодич. коэф. и показывает, что из всех стационарных решений при $\beta \ll k \delta$ устойчивы только решения с периодами $\lambda \in (\pi/k_3, \pi/k_4)$, $k_3 = (k \delta + \sqrt{\beta/3})^{1/2}$, $k_4 = (k \delta - \sqrt{\beta/3})^{1/2}$.

В более общем случае пусть система описывается связанными нелинейными ур-ниями диффузионного типа:

$$u_t = \nabla(D \nabla u) + f(u), \quad (15)$$

где $u = (u_1, \dots, u_n)$, $f(u) = (f_1(u), \dots, f_n(u))$, D — $n \times n$ -матрица, зависящая от u . Пусть $u_c = 0$ стационарное решение (15), $f(0) = 0$. Линеаризация (15) в окрестности u_c позволяет получить характеристическое ур-ние:

$$\det(p + Dq^2 - g) = 0, \quad g = (df(u)/du)|_{u=u_c}. \quad (16)$$

Система наз. абсолютно неустойчивой, если ур-ние (16) имеет решения с $\text{Re } p > 0$ (т. е. каждая точка среды может самовозбуждаться в отсутствие диффузионного взаимодействия между соседними точками). В частности, если в область $\text{Re } p > 0$ попадает четное число корней ур-ния (16), то неустойчивость наз. колб. а т. е. Если возникновение неустойчивости обусловлено диффузией, т. е. среда локально устойчива, пока не включено взаимодействие между соседними её элементами, то неустойчивость наз. диффузионной. Формально это значит, что $\text{Re } p(0) \leq 0$, а $\text{Re } p(q) > 0$ только в нек-рых интервалах значений $|q| > 0$. В примере (11), (14) неустойчивость однородного состояния является диффузионной. Диффузионную неустойчивость в двухкомпонентной системе (15) с диагональной матрицей D иногда наз. тьюринговской (А. М. Turing, 1952).

Если двухкомпонентная система (15) колебательно неустойчива, то при $D=0$ в ней могут возникать простые автоколебания. При $D \neq 0$ могут появляться более сложные неавтоколебательные режимы—вплоть до стохастических. Поскольку происхождение этих режимов связано с диффузией, их наз. диффузионным хаосом.

Лит.: Андоров А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд. М., 1981; Меркин Д. П., Введение в теорию устойчивости движения, 3 изд. М., 1987; Бутеман Н. В., Ней-

марк Ю. И., Фуфаев Н. А., Введение в теорию нелинейных колебаний, 2-й изд., М., 1987; Постойл П., Стюарт Г., Теория катастроф и ее приложения, пер. с англ., М., 1980; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. П., Автоматизация в распределенных системах, М., 1983; Математическое моделирование. Процессы в нелинейных средах, под ред. А. А. Самарского и др., М., 1986; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988.

Н. А. Кириченко.

УСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАНИЙ — см. Устойчивость движения.

УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ: равновесие системы устойчиво, если при малом возмущении система во всё последующее время мало отклоняется от состояния равновесия. В случае механики консервативной системы достаточное условие U р. дается *Лягуновым — Дирихле теоремой*. Строго U р. определяется и исследуется так же, как и *устойчивость движения*.

УСТОЙЧИВОСТЬ СОЛИТОНОВ — раздел теории *устойчивости движения*, изучающий эволюцию *солитонов*, подверженных нек-рому возмущению в нач. момент времени. В зависимости от типа возмущения и способа его описания различают неск. видов U с. На практике обычно ограничиваются рассмотрением малых возмущений, т. е. линеаризуют ур-ния движения. Однако такой подход не всегда даёт правильный ответ, как было показано ещё А. М. Лягуновым, разработавшим строгий метод исследования устойчивости — прямой метод. В применении к солитонам этот метод известен в неск. вариантах: энергетич. метод Арнольда, функциональный метод Захарова — Кузнецова и др. Эти методы отличаются лишь способом доказательств существования минимума функционала Лягунова.

1. **Основные определения и теоремы прямого метода.** Под солитонами будем понимать регулярные локализованные решения исходных ур-ний, заданных в пространстве размерности D . Пусть поле $f(t, x): \mathbb{R}^+ \times \mathbb{R}^D \rightarrow \mathbb{R}^n$, рассматриваемое как элемент банахова пространства B с нормой $\|f\|$, подчиняется ур-нию эволюции

$$\partial_t \varphi = \hat{F}(\varphi), \quad (1)$$

где \hat{F} — нек-рый нелинейный оператор. Будем предполагать, что ур-ние (1) при заданных нач. условиях $\varphi(0, x) = \varphi_0(x)$ допускает единств. решение солитонного типа:

$$\varphi(t, x) = \hat{S}_i[\varphi_0],$$

где \hat{S}_i — эволюционный оператор с полугрупповыми свойствами, т. е.

$$\hat{S}_i[\hat{S}_j[\varphi_0]] = \hat{S}_{i+j}[\varphi_0], \quad i, j \geq 0.$$

Понятие устойчивости заданного невозмущённого движения (солитона) $\varphi = u(t, x)$ тесно связано с понятием корректности *Коши задачи* по Адамару. Чтобы его определить, введём две метрики в пространстве функций, описывающие возмущения поля

$$\xi(t, x) = \varphi(t, x) - u(t, x).$$

Именно, пусть метрика $\rho_0(\xi_0)$ задаёт расстояние в пространстве нач. возмущений ξ_0 , а метрика $\rho(\xi)$ — в пространстве текущих возмущений ξ . В обычных предположениях $\rho_0(\xi_0) > \rho(\xi)$ говорят, что метрика ρ_0 жёстче (сильнее), чем метрика ρ . Задача Коши для ур-ния (1) наз. корректной по Адамару, если для любого $\epsilon \in [0, T]$, $T < \infty$, из $\rho_0(\xi_0) < \epsilon$ следует $\rho(\xi) < \epsilon$. Солитонное решение и наз. устойчивым в смысле Лягунова по метрикам ρ_0, ρ , если для всякого $\epsilon > 0$ существует $\delta(\epsilon) < \epsilon$, такое, что из $\rho_0(\xi_0) < \delta$ вытекает неравенство $\rho(\xi) < \epsilon$ при $t > 0$. Т. о., корректность по Адамару — это устойчивость на конечном интервале времени T . Наконец, решение асимптотически устойчиво по Лягунову, если оно устойчиво и $\rho(\xi) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.

Однако в физике солитонов приходится иметь дело не с одним солитонным решением $u(t, x)$, а с нек-рым U с множеством $u(t, x)$, задаваемым обычно групповыми параметрами α , т. е.

$$U = \{\hat{T}_\alpha(u) | \alpha \in G\},$$

где G — группа симметрии задачи, \hat{T}_α — оператор представления (см. *Представление группы*). В таком случае текущая метрика понимается уже как $\inf_{\alpha \in G} d(\varphi - u)$, т. е. как расстояние от φ до множества U — орбиты группы G , а устойчивость наз. орбитальной.

На практике часто ограничиваются линеаризованными ур-ниями:

$$\partial_t \xi = \hat{A} \xi = \hat{F}'(u) \xi. \quad (2)$$

Устойчивость для линейной задачи (2) наз. линеаризованной устойчивостью или устойчивостью в первом приближении, а для полного ур-ния (1) — нелинейной устойчивостью. Ясно, что из нелинейной устойчивости вытекает устойчивость в первом приближении, но, вообще говоря, в более слабой метрике. Обратное же верно, если только $\text{Re} \lambda < 0$, $\lambda \in \sigma(\hat{A})$ — спектр оператора \hat{A} . При этом говорят о спектральной устойчивости, если $\text{Re} \lambda < 0$, о нейтральной, если $\text{Re} \lambda = 0$.

Заметим, что из линеаризованной устойчивости вытекают спектральные, т. е. если бы было $\text{Re} \lambda > 0$, то существовали бы растущие моды. Обратное неверно, что подтверждается следующим примером из механики. Гамильтониан $H = p^2/2 + q^4/4$ приводит к ур-нию движения $\ddot{q} = -q^3$, для k -рого линеаризованное ур-ние $\ddot{\xi} = 0$ имеет спектр $\lambda = 0$ (нейтральная устойчивость). Однако его решение $\xi = at + b$ линейно растёт, т. е. наблюдается линеаризованная неустойчивость, хотя исходная система оказывается устойчивой. Т. о., линеаризованная система оказывается устойчивой только по скоростям, или в более слабой метрике.

Известно также, что из спектральной неустойчивости для широкого класса систем вытекает нелинейная неустойчивость. Напр., это верно для систем (1) со свойством $\partial_t u = 0$, $|\hat{F}(\varphi) - \hat{A}(\xi)|_B \leq C \|\xi\|_B^p$, $p > 1$.

Сформулируем осн. теорему прямого метода.

Теорема Лягунова — Мовчана об устойчивости (1960). Для устойчивости решения $u \in U$ по метрикам ρ_0 , ρ необходимо и достаточно, чтобы в нек-рой его окрестности $\rho_0 < a$ существовал функционал Лягунова $V[\varphi]$ со следующими свойствами: V положительно определен по метрике ρ , нерезульван по метрике ρ_0 , не растёт со временем вдоль траектории движения.

Условия теоремы означают, что существуют две непрерывные монотонно растущие функции $m(\rho) > 0$ и $M(\rho_0) > 0$, $m(0) = M(0) = 0$, называемые соответственно нижней и верхней функциями сравнения, такие, что справедливы неравенства

$$m(\rho) \leq V[\varphi] - V[u] \leq M(\rho_0). \quad (3)$$

Пусть $\rho_0 < \delta$, тогда из (3) вытекает, что $M(\delta) > M(\rho_0) > m(\delta)$, откуда $\rho < \delta$, т. е. движение устойчиво.

Выбор метрик ρ и ρ_0 диктуется видом функционала Лягунова. Пусть V — аддитивный функционал, т. е.

$$V[\varphi] = \int d^D x F(\varphi, \dot{\varphi}, \nabla \varphi), \quad \varphi \equiv \partial_t \varphi, \quad (4)$$

и решение u является его критич. точкой. Тогда $\delta V[u] = 0$, и поэтому справедливо представление

$$V[u + \xi] = V[u] + \int_0^1 ds (1-s) \delta^2 V[u + s\xi].$$

Если же V — глобально выпуклый функционал, то $\delta^2 V[u + s\xi] > 0$. Это позволяет выбрать в качестве текущей метрики

$$\rho(\xi) = \left(\int_0^1 ds (1-s) \delta^2 V[u + s\xi] \right)^{1/2}. \quad (5)$$

В этом состоит метод В. И. Арнольда (1965), в k -ром полагается $V = H + S$, где H — гамильтониан (энергия), а S — нек-рый интеграл движения (инвариант Казимира), выбираемый так, чтобы $\delta V[u] = 0$. Т. о., выбор метрики определяется структурой $\delta^2 V$, согласно (5). Отметим, что представление (4) удобно в тех случаях, когда ур-ния движения содержат вторую производную по времени.

Часто используется также понятие формальной, или энергетической, устойчивости, когда существует закон сохранения

$$\delta = \int d^3x F(\varphi, \nabla\varphi) = \text{const},$$

или закон эволюции $\delta \leq 0$, такие, что в окрестности изучаемого решения $\delta \delta' = 0$, $\delta \delta^2 \delta' > 0$. Ясно, что из энергетической устойчивости вытекает линеаризованная, т. к. в силу линеаризованных ур-ний эволюции $\delta^2 \delta \leq 0$, и чтобы убедиться в устойчивости, достаточно взять $\rho^2 = \rho \delta = \delta^2 \delta$. Однако обратное неверно, что подтверждается примером из механики, когда гамильтониан имеет вид

$$H = \frac{1}{2}(p_1^2 + q_1^2 - p_2^2 - q_2^2 - q_1^2 q_2^2) = \delta.$$

Линеаризованная устойчивость в этом примере очевидна (два независимых осциллятора), но квадратичная форма $\delta^2 H = \delta^2 p_1^2 + \delta^2 q_1^2 - \delta^2 p_2^2 - \delta^2 q_2^2$ знакопеременна.

Наконец, говорят об устойчивости в целом или глобальной устойчивости, если система устойчива для любых, как угодно больших, значений ρ_0 , ρ . Это наиболее сильная устойчивость.

Оси. критерий неустойчивости даётся следующей теоремой.

Теорема Четаева—Мовчана о неустойчивости (1960). Для неустойчивости решения $u \in U$ по метрикам ρ_0 , ρ необходимо и достаточно, чтобы существовал функционал Четаева $W[\varphi]$ со следующими свойствами: W непрерывен по метрике ρ_0 , ограничен по метрике ρ , растёт со временем вдоль траектории движения в области $W > 0$. Т. о., смысл теоремы состоит в том, что обеспечивается существование таких нар. возмущений, к-рые выводят систему из заданного режима движения.

Оси. задача исследования U , с прямым методом состоит в отыскании соответствующих функционалов W или W . Если функционал Ляпунова выбран, то предстоит убедиться в его выпуклости, т. е. в выполнении условия $\delta^2 W[u + \varepsilon] \geq \varepsilon^2 m(\rho)$. Однако на практике в лучшем случае удаётся проверить лишь локальное условие $\delta^2 V[u] > 0$. Т. о., представляется необходимым изучить структуру второй вариации функционала Ляпунова. При этом выясняется, что в наиб. распространённом случае, когда солитонное решение $u(t, x)$ стационарно, т. с. удовлетворяет ур-ниям

$$\frac{\delta V}{\delta \varphi} = 0, \quad \frac{\delta V}{\delta \dot{\varphi}} = 0, \quad (6)$$

где V —аддитивный функционал вида (4), для достаточно быстро убывающих на пространственно-бесконечности солитонных конфигураций α с асимптотической типой $|V| \sim |\alpha|^{(-\alpha - D/2)}$, $\alpha > 0$, $r = |x|$, вторая вариация $\delta^2 V[u]$ при $D \geq 2$ знакопеременна в стандартной метрике $d = \|\varphi - u\|_B$, напр. в метрике $L_2(\mathbb{R}^D)$ (т. н. обобщённая теорема Хобарта—Деррика).

Вышесказанное означает, что если ограничиться аддитивными функционалами Ляпунова (4), то возможно существование только условно-устойчивых многомерных стационарных солитонов, т. с. устойчивых лишь при нек-рых ограничениях на нач. возмущение ξ_0 . Такие ограничения возникают естественно для случая *топологических солитонов*, наделённых тождественно сохраняющимися интегралами характеристиками—*топологическими зарядами*, учёт к-рых упрощает анализ устойчивости. В связи с этим ограничимся распространённым случаем иеротополог. солитонов, для к-рых естественной оказывается орбитальная устойчивость.

Известно, что любые условия на возмущения можно ввести в определение метрики ρ , хотя это и приводит к усложнению анализа. Для описания условной устойчивости множества U стационарных решений удобно выделить какое-то одно из них (или нек-рое из подмножества, задаваемое параметрами ω), а все остальные рассматривать как порожденные им в результате действия преобразований из группы G инвариантности ур-ния (1). Пусть G_0 —группа инвариантности функционала V в (4) и (6)

с параметрами α_0 , являющаяся подгруппой группы G с параметрами $\alpha = \{\alpha_0, \beta\}$, где β —дополнит. параметры. В общем случае стационарное решение зависит как от групповых, α , так и негрупповых, ω , параметров, т. с. $u = u(t, x, \alpha, \omega) \in U$. При этом стационарные решения ур-ний (6) отвечают выбору $\beta = \beta_0$ и образуют подмножество $U_0 \subset U$. Множество стационарных решений, отвечающее фиксированным параметрам β_0 , $\omega = \omega_0$, обозначим $U_{\alpha_0} \subset U_0$. Солитонную конфигурацию будем называть возмущённой, если $\varphi \notin U_0$.

При изучении орбитальной устойчивости естественно определить следующие метрики, задавшись нек-рой банаховой нормой $d = \|\varphi - u\|_B$:

$$\rho_1 = \inf_{\alpha} d, \quad \rho_2 = \inf_{\alpha, \omega} d, \quad \rho_3 = \inf_{\alpha, \omega} d. \quad (7)$$

Однако осуществляя в (7) минимизацию по параметрам решения u , убеждаемся, что они становятся φ -ными времени, и поэтому предельная функция $u(t, x, \alpha(t), \omega(t))$ в общем случае может не быть решением ур-ний движения. Это приводит к непригодному для физиков образу солитона с «плавающими» параметрами («солитон—молдоска»), что инициировало поиски альтернативного описания. Чтобы преодолеть это затруднение, заметим, что одной из мотиваций выбора метрик (7) было запрещение нулевых мод $\varphi_{\alpha_0} = A_{\alpha_0} u$ (где A_{α_0} —генераторы группы), отвечающих сдвигам по групповым параметрам и обращающихся в нуль $\delta^2 V$. В самом деле, для $\varphi \in U_{\alpha_0}$ из (7) следует, что $\rho_1 > 0$. Но последнего можно добиться и более простым способом. Напр., можно рассматривать пространство допустимых возмущений ξ как подпространство гильбертова пространства со скалярным произведением (\cdot, \cdot) , выделенное основными $\xi_{\alpha_0}(\varphi_{\alpha_0}) = 0$. Друг состоит в том, чтобы выбрать нек-рый достаточно удалённый момент времени $t = T$ и «остановить» возмущённый солитон, совершив подходящее групповое преобразование $\varphi - \varphi_0$, $d = d_{\alpha_0}$, а затем осуществить минимизацию метрики d_{α_0} по $u \in U_{\alpha_0}$ (или $u \in U_0$) и $\varphi \in G$. Это определяет параметры $\alpha(T)$ и соответствующую метрику $d_{\alpha(T)} = \|\varphi - u\|_B$. В зависимости от выбора множества U_{α_0} или U_0 получаются разные метрики [при фиксированных параметрах $\alpha = \alpha(T)$]:

$$\rho = \inf_{U_{\alpha_0}} d_{\alpha_0}, \quad \rho' = \inf_{U_0} d_{\alpha_0}.$$

Практически же указанная процедура исключения нулевых мод осуществляется путём фиксации набора интегралов движения Q_i (обобщённых зарядов) типа импульса P , момента импульса L , числа частиц N , электрич. заряда Q и др. Устойчивость при фиксированных обобщённых зарядах Q_i получила назв. Q -устойчивости. Для наиб. распространённого случая, когда система обладает единственным зарядом Q , справедлива т. н. Q -теорема.

2. Q-теорема. Рассмотрим простой для анализа случай, когда солитон описывается комплексным скалярным полем ψ в четырёхмерном пространстве-времени Минковского. Пусть невозмущённое решение ур-ний движения имеет вид

$$\psi_0 = u(r)\exp(-i\omega t), \quad u^* = u, \quad r \in \mathbb{R}^3, \quad (8)$$

где φ -ция и достаточно быстро убывает при $r \rightarrow \infty$. Рассмотрим класс моделей, удовлетворяющих требованиям релятивистской и $U(1)$ -инвариантности (для $g \in U(1)$ $\psi_g = e^{i\theta} \psi$) и задаваемых лагранжианом плотности вида

$$L = -F(p, q, s).$$

Здесь введены релятивистские инварианты

$$p = -\partial_\mu \psi^* \partial^\mu \psi, \quad q = j_\mu j^\mu, \quad s = \psi^* \psi, \quad \mu = 0, 1, 2, 3,$$

где $j_\mu = (i/2)\psi^* \partial_\mu \psi$. Построим также инвариантное множество U_0 невозмущённых солитонных решений, представляющие собой совокупность орбит группы $G_0 = \{T(3) \times SO(3)\} \otimes U(1)$, включающей пространственные сдвиги, повороты и фазовые преобразования. Иными словами,

$$U_0 = \{u(\hat{O}r + \alpha; \omega)e^{i\tau}\}, \quad (9)$$

где \hat{O} — матрица 3-поворотов, $\alpha \in \mathbb{R}^3$, $\gamma \in [0, 2\pi]$. Подчеркнем, что частота ω в множестве (9) не фиксирована.

Если возмущенный солитон описывать полем $\psi = \varphi(r, t) \exp(-i\omega t)$, то возмущение ξ определим как $\xi = \varphi - u = \xi_1 + i\xi_2$, $\xi_k^* = \xi_k$. Метрики ρ_0 , ρ выберем в виде

$$\rho_0(\xi) = \sum_{k=1}^2 (\|\xi_k\| + \|\xi_{3k}\|)_C; \quad \rho(\xi) = \inf_{\varphi_0} \sum_{k=1}^2 (\|\xi_k\| + \|\xi_{3k}\|), \quad (10)$$

где $\|\cdot\|$ — норма в $L_2(\mathbb{R}^3)$, знак C обозначает совместную норму в $L_2 \cap C$,

$$\|\xi\|' = \|\nabla \xi\| + \|\xi\|.$$

Изучим Q -устойчивость солитонных решений (8), наложив условие фиксации заряда, уже предпологающегося в определении (10):

$$Q = \int d^3x (F_p - F_q)_0 / \omega = Q[\psi_0] = Q_0. \quad (11)$$

Введем удобные для дальнейшего обозначения:

$$h = -2\omega^2 s (F_{pp} - 2F_{pq} s + F_{qq} s^2) + F_p - F_q s,$$

$$g = \text{div}(u\omega) + uc, \quad a = \omega(F_{pq} s - F_{pp}) \nabla s,$$

$$c = 2\omega[F_p + s(F_{ps} - 2F_q - F_{qs})] - \omega^2 s(F_{pp} - 3F_{pq} s + 2F_{qq} s^2).$$

Выберем в качестве функционала Ляпунова интеграл движения

$$V = \mathcal{E} - \omega Q,$$

где \mathcal{E} — энергия поля. Его вторая вариация может быть представлена в виде

$$\delta^2 V = (\xi_1, F_p \xi_1) + (\xi_2, h \xi_2) + \sum_{k=1}^2 (\xi_k, \hat{L}_k \xi_k), \quad (12)$$

где введены самосопряженные операторы

$$\hat{L}_1 = 2\omega^4 s (F_{pp} + 4F_{qs} s - 4F_{pq} s) + F_p + 2F_{ps} s +$$

$$+ \omega^2 (-F_p + 6F_{qs} s - 4F_{ps} s + 8F_{qs} s^2) +$$

$$+ \text{div} \{ -F_p \nabla - 2F_{pp} \nabla u (\nabla u) + [\omega^2 (F_{pp} - 2F_{pq} s) - F_{ps}] \nabla s \};$$

$$\hat{L}_2 = F_p - \omega^2 F_p + F_q (\omega^2 s - \rho) - \text{div} \{ (F_p - F_q s) \nabla + F_{qs} \nabla s \} / 2.$$

Из (12) следует, что для положительной определенности $\delta^2 V$ необходимо выполнение неравенств $F_p > 0$, $h > 0$.

Оказывается, что безузловые солитоны ($u > 0$) могут быть устойчивыми, тогда как узловые солитоны (для k -рых на нек-рых поверхностях $u = 0$) всегда неустойчивы. Заметим, что для безузловых солитонов спектр оператора \hat{L}_2 неотрицателен, т. к. $L_2 u = 0$, $\rho > 0$, и поэтому u — первая собственная функция оператора \hat{L}_2 , тогда как нулевая мода $\xi_2 = u$ исключается выбором метрики ρ .

Анализируя структуру второй вариации (12), можно установить справедливость следующей теоремы (Q -теоремы): безузловые стационарные решения (8) Q -устойчивы по Ляпунову в области

$$\frac{\partial Q}{\partial \omega} < 0, \quad (13)$$

если в ней оператор \hat{L}_1 имеет единств. отрицат. собств. значение, а собств. функция ψ_- удовлетворяет условию $(g, \psi_-) \neq 0$.

Условия Q -теоремы необходимы для устойчивости безузловых солитонов, что можно установить с помощью следующего функционала Четаева:

$$W = -\Delta V [(\xi_1, F_p \xi_1) - (\xi_2, h \xi_2) + (\xi_1, c \xi_2) - (\xi_2, a \nabla \xi_1)],$$

где $\Delta V = V - V_0$, $V_0 = V[\psi_0]$. Вычисляя его производную \dot{W} , находим:

$$\dot{W} = -\Delta V [(\xi_1, F_p \xi_1) - (\xi_2, h \xi_2) - (\xi_1, \hat{L}_1 \xi_1) + (\xi_2, \hat{L}_2 \xi_2)].$$

Отсюда следует, что в области $\Delta V < 0$, $\dot{W} > 0$, т. е. имеет место неустойчивость солитонов.

Чтобы убедиться в неустойчивости узловых солитонов, заметим, что в этом случае возмущение ξ_2 всегда содержит решение однородного уравнения $h \hat{L}_1 \eta = 0$, допускающего знакопеременный интеграл «энергии»

$$\mathcal{E} = (\eta, h \eta) + (\eta, \hat{L}_1 \eta).$$

т. к. оператор \hat{L}_1 имеет отрицат. собств. значения. Это видно из уравнения $\hat{L}_1 \eta = 0$ и наличия узлов у функции $u(r)$. Неустойчивость доказывается существованием функционала Четаева $W = -\mathcal{E}(\eta, h \eta)$, для которого $\dot{W} > 0$ в области $\mathcal{E} < 0$.

Рассмотрим примеры применения Q -теоремы для анализа устойчивости солитонов в D -мерном пространстве.

1) Степенная модель. В этом случае $F = p + s - s^2/n$ и функция $u(x)$ удовлетворяет уравнению

$$[\Delta - 1 + \omega^2 + u^{2(n-1)}]u = 0, \quad (15)$$

k -рое имеет безузловое решение $u(r)$ при условиях $|\omega| < 1$, $0 < 1 - 1/n \leq 2/D$. Выполняя в (15) замену переменных: $x = r(1 - \omega^2)^{-1/2}$, $u = v(1 - \omega^2)^n$, $\sigma^{-1} = 2(n-1)$, находим заряд $Q(\omega)$ невозмущенного солитона:

$$Q(\omega) = \omega \|u\|^2 = C \omega (1 - \omega^2)^n,$$

$$\gamma = (n-1)^{-1} - D/2, \quad C = \text{const}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что условие (13) выполнено для частот

$$1 > |\omega| > \left(\frac{n+1}{n-1} - D \right)^{-1/2}. \quad (17)$$

Условие (14) также выполнено, т. к. $g = 2\omega u \neq 0$, а функция $\psi_- \neq 0$ как первая собств. функция оператора \hat{L}_1 . Поэтому неравенство (17) определяет область устойчивости безузловых солитонов.

2) Логарифмическая модель задаётся функцией $F = p + s(1 - \ln s)$ и допускает решения вида

$$u(r) = \exp[(D - \omega^2 - r^2)/2].$$

Отсюда находим зависимость заряда от частоты:

$$Q(\omega) = \omega \|u\|^2 = C \omega \exp(-\omega^2), \quad C = \text{const},$$

определяющую, согласно (13), область устойчивости:

$$|\omega| > 2^{-1/2}.$$

3) Шрёдингера уравнение нелинейное $-i\psi = [\Delta + i|\psi|^{2(n-1)}]\psi$, $n > 1$, допускает решения (8) с амплитудой u , подчиняющейся уравнению (15) с переобозначением $\omega^2 - 1 + \omega < 0$. Замена переменных $x = r|\omega|^{-1/2}$, $u = v|\omega|^n$, $\sigma^{-1} = 2(n-1)$ позволяет найти заряд как функцию от ω :

$$Q(\omega) = \omega \|u\|^2 = C |\omega|^n, \quad \gamma = (n-1)^{-1} - D/2, \quad C = \text{const}.$$

Отсюда следует, что в области устойчивости $1 < n < 1 + 2/D$, а при $n > 1 + 2/D$ солитоны неустойчивы. Это устанавливается с помощью функционала Четаева $W = (V_0 - V)(\xi_1, \xi_2)$.

3. Метод Захарова — Кузнецова (1974). Метод состоит в доказательстве ограниченности снизу энергии консервативной системы при условии фиксации нек-рых дополнит. интегралов движения. Проиллюстрируем метод на последнем примере, показав, что интеграл энергии \mathcal{E} в \mathbb{R}^3 оценивается снизу через заряд Q . В самом деле,

$$\mathcal{E}[\psi] = \int d^3x \left(|\nabla \psi|^2 - \frac{1}{n} |\psi|^{2n} \right) = \|\nabla \psi\|^2 - \frac{1}{n} \|\psi^n\|^2.$$

Вводя обозначение $I_{2k} = \|\psi^k\|^2$, $k = 1, 2, \dots$, и используя неравенства

$$\|\nabla \psi\|^2 \geq \alpha I_0^{1/3}, \quad \alpha = 3 \left(\frac{\pi}{2} \right)^{4/3}, \quad I_{2k} \leq I_0^{(3-k)/2} I_0^{(n-1)/2},$$

приходим к оценке

$$\mathcal{E}[\psi] \geq \alpha I_0^{1/3} - \frac{1}{n} I_0^{(3-n)/2} I_0^{(n-1)/2}.$$

Если $S > 3n$, то правая часть этого неравенства имеет минимум при

$$I_0 = \left[\frac{3(n-1)}{2\pi n} \right]^{6/(5-3n)} I_2^{3/(3-n)/(5-3n)}$$

Поэтому энергия $\mathcal{E}(\psi)$ при фиксированном $I_2 = Q$ также имеет минимум, к-рый и реализуется на нек-рой стабильной конфигурации.

Используя метод Захарова — Кузнецова для доказательства существования стабильных солитонов ещё в двух распространённых моделях.

1) *Кортевега — де Фриса уравнение* ($D=1$) $\partial_t \varphi + \partial_x^2 \varphi + \varphi \partial_x \varphi = 0$ описывает волны на мелкой воде и допускает законы сохранения энергии

$$\mathcal{E} = \int dx \left[\frac{1}{2} (\partial_x \varphi)^2 - \varphi^3 \right] \equiv \frac{1}{2} \|\partial_x \varphi\|^2 - I_3$$

и импульса $P = \int dx \varphi^2 = I_2$. Используя неравенство Гальярдо — Ниренберга — Ладженкова $I_3 \leq C I_2^{3/4} \|\partial_x \varphi\|^{1/2}$, получаем оценку для энергии снизу:

$$\mathcal{E} \geq \frac{1}{2} \|\partial_x \varphi\|^2 - C I_2^{3/4} \|\partial_x \varphi\|^{1/2}, \quad C = \text{const.}$$

Минимизируя правую часть этого неравенства по $\|\partial_x \varphi\|$, находим $\mathcal{E} \geq -C_0 I_2^{3/4}$, $C_0 = \text{const.}$ Т. о., при фиксированном импульсе $P = I_2$ энергия ограничена снизу и имеет минимум, к-рый реализуется на нек-рой устойчивой конфигурации.

2) *Кадомцева — Петвишвили уравнение* ($D=2$)

$$\partial_x (\partial_x \varphi + 6\varphi \partial_x \varphi + \partial_x^2 \varphi) = 3\partial_x^2 \varphi$$

рассматривается как двумерное обобщение уравнения Кортевега — де Фриса и также допускает законы сохранения энергии

$$\mathcal{E} = \int dx^2 x \left[\frac{1}{2} (\partial_x \varphi)^2 + \frac{3}{2} (\partial_x w)^2 - \varphi^3 \right], \quad \partial_x w = \varphi,$$

и импульса $P = \int dx^2 x \varphi^2 = I_2$. Воспользуемся неравенством Гельдера $I_3 \leq (I_2 I_4)^{1/2}$, а также очевидными неравенствами

$$I_4 \leq 4 \int dx^2 x |\varphi \partial_x \varphi| \leq \int dx^2 x |\varphi \partial_x \varphi|, \\ \int dx^2 x |\varphi \partial_x \varphi| = \int dx^2 x |\varphi \partial_x \varphi| \leq \int dx^2 x |\varphi \partial_x \varphi| \|\partial_x w\| \leq \|\partial_x \varphi\| \|\partial_x w\|,$$

обобщая к-рые, приходим к соотношению $I_3 \leq 2 I_2^{3/4} \|\partial_x \varphi\| \|\partial_x w\|^{1/2}$, позволяющему получить оценку для энергии снизу:

$$\mathcal{E} \geq \frac{1}{2} \|\partial_x \varphi\|^2 + \frac{3}{2} \|\partial_x w\|^2 - 2 I_2^{3/4} \|\partial_x \varphi\| \|\partial_x w\|^{1/2}. \quad (18)$$

Минимизируя правую часть в (18) по $\|\partial_x \varphi\|$ и $\|\partial_x w\|$, получаем неравенство $\mathcal{E} \geq -(2/3) I_2^{3/4}$, означающее, что при фиксированном импульсе $P = I_2$ минимум энергий реализуется на нек-рой стабильной солитонной конфигурации.

4. *Пример применения прямого метода в кинетической теории плазменных солитонов.* Рассмотрим эл.-статич. приближение Власова — Пуассона в одномерном случае ($D=1$). Ур-ния для ф-ции распределения электронов $f(t, x, v)$ и напряжённости электрич. поля в плазме $E(t, x)$ в приближении тяжёлых ионов имеют вид (распределение ионов не зависит от времени)

$$\partial_t f + v \partial_x f - E \partial_v f = 0, \quad \partial_x E = 1 - \int dv f. \quad (19)$$

С учётом граничных условий

$$E(t, \pm \infty) = 0, \quad f(t, \pm \infty, v) = f_{\infty}(v), \quad \int dv f_{\infty}(v) = 1$$

в системе отсчёта, связанной с центром распределения f_{∞} , электрич. поле исключается:

$$E(t, x) = - \int_{-\infty}^x dx' \int dv' [f(t, x', v') - f_{\infty}(v')].$$

Пусть невозмущённое решение ур-ний (19) стационарно:

$$f_0 = f_0(x, \mu), \quad E_0(x) = -\varphi_0'(x+a), \quad a = \text{const.}$$

где $w = v^2/2 - \varphi_0(x+a)$ — энергия электрона, $\mu = \text{sign } v$. Т. к. $f_0 > 0$, полагаем $f = \chi^2$, $f_0 = \chi_0^2$, считая χ_0 решением ур-ния

$$D_0 \chi_0 = 0, \quad (20)$$

где $D_0 = -v \partial_x + E_0 \partial_v$. При этом возмущение $\xi = \chi - \chi_0$ с учётом (20) и линеаризованного условия нормировки $\int dx \int dv \chi_0 \xi = 0$ удобно представить в виде

$$\xi = \hat{D}_0 (S(2f_0))^{-1/2} \varphi, \quad S = \int dx f_0^{-1/2},$$

считая, что φ удовлетворяет линеаризованному ур-нию

$$\hat{L} \partial_x \varphi = \hat{H} \varphi, \quad (21)$$

где введены операторы

$$\hat{L} = \epsilon \hat{D}_0, \quad \epsilon = \text{sign}(\partial_x w_0), \quad \hat{H} = \epsilon \hat{D}_0^2 + v S \int dv' v' S(x, v').$$

Из ур-ния (21) следует, что существует интеграл движения

$$V = \int dx [-\int dv \epsilon \hat{D}_0 \varphi]^2 + \left(\int dv v S \varphi \right)^2. \quad (22)$$

В случае $\epsilon = -1$ функционал (22) положительно определён, что говорит об устойчивости монотонных по энергии μ распределений — теорема Ньюкомба — Гарднера (классич. пример: распределение Максвелла — Больцмана $f_0 = A e^{-\mu}$). Покажем, что монотонные распределения глобально устойчивы, выбрав функционал Ляпунова

$$V_1 = \int dx \left\{ \frac{1}{2} E^2 + \int dv \left[\frac{1}{2} v^2 + \lambda (f - f_0) + G(f) \right] \right\},$$

где λ — множитель Лагранжа, $G(f)$ — нек-рая вспомогательная ф-ция, определяемая из условия стационарности V_1 . Из условия $\delta V_1(f_0) = 0$ находим $\lambda = -G'(f_0) - w$, или, после дифференцирования по w , $1 = S^2 G'(f_0)$. Т. о., V_1 — глобально выпуклый функционал. В частности, полагая $\delta f = \sqrt{2} S D_0 \varphi$, убеждаемся, что $\delta^2 V_1 = 2V > 0$.

Однако если распределение f_0 немонотонно по энергии, то функционал (22) знакопеременный, что говорит о неустойчивости. В самом деле, для функционала Чаева

$$W = V \int dx \int dv \epsilon F(x, v) (\hat{D}_0 \varphi)^2,$$

где F — решение вспомогат. ур-ния

$$\hat{D}_0 F = 1 + \epsilon F^2 \int dv v S^2,$$

найдем, что $W \geq V^2$ в области $V < 0$. Т. о., немонотонные распределения неустойчивы по метрикам ρ_0, ρ , где

$$\rho_0^2 = \int dx \left[\int dv (1 + |F|) (\hat{D}_0 \varphi)^2 + \left(\int dv v S \varphi \right)^2 \right], \quad \rho = \inf \rho_0.$$

(Подробное изложение теории прямого метода Ляпунова и его приложений смотри в прилагаемом списке литературы.)

Лит.: Ляпунов А. М. Общая задача об устойчивости движения, 2 изд., Л.—М., 1935; Зубов В. И., Методы А. М. Ляпунова и их применение, М., 1957; Мовчан А. А. Устойчивость процессов по двум метрикам, «Прикл. матем. и мех.», 1960, т. 24, в. 6, с. 988; Жидков Е. П., Карчев И. П. Устойчивость решений вида удельных волн некоторых нелинейных уравнений математической физики, «Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки», 1985, т. 87, в. 3, с. 597; Рыбаков Ю. П., Устойчивость многомерных солитонов в киральных моделях и гранитации, в кн. Итоги науки и техники, сер. Классическая теория поля и теория гравитации, т. 2, М., 1991, с. 56; Benjamin T. B., Stability of solitary waves, «Proc. Roy. Soc.», 1972, v. 328A, p. 153; Makhan'kov V. G., Dynamics of classical solitons (in non-integrable systems), «Phys. Repts.», 1978, v. 35, № 1, p. 1; Holm D. D. [a.o.], Nonlinear stability of fluid and plasma equilibrium, «Phys. Repts.», 1985, v. 123, № 1—2, p. 1; Shatah J., Strauss W., Instability of nonlinear bound states, «Comm. Math. Phys.», 1985, v. 100, № 2, p. 173; Kuznetsov E. A., Rubenchik A. M., Zakharov V. E., Soliton stability in plasmas and hydrodynamics, «Phys. Repts.», 1986, v. 142, № 3, p. 103; Grilloakis M., Shatah J., Strauss W., Stability theory of solitary waves in the presence of symmetry I, II, «J. Funct. Anal.», 1987, v. 74, № 1, p. 160; 1990, v. 94, № 2, p. 308. *Ю. П. Рыбаков.*

УСТОЙЧИВОСТЬ УПРУГИХ СИСТЕМ — свойство упругих систем возвращаться к состоянию равновесия после малых отклонений их из этого состояния. Понятие У. у. с. тесно связано с общими понятиями *устойчивости движения* и равновесия. Устойчивость является необходимым условием для любой конструкции. Потеря устойчивости

может стать причиной разрушения как отд. элемента конструкции, так и сооружения в целом.

Нагрузка, при k -рой устойчивое равновесие переходит в неустойчивое, наз. критич. нагрузкой, а состояние системы — критич. состоянием. Устойчивление критич. состояний составляет осн. предмет теории У. у. с.

Для прямого стержня, сжатого вдоль оси силой P , значение критич. силы $P_{кр}$ определяется ф-лой Эйлера: $P_{кр} = \pi^2 EI / (\mu l)^2$, где E — модуль упругости материала; I — момент инерции поперечного сечения; l — длина стержня; μ — коэф., зависящий от условий закрепления концов. В случае двух шарнирных опор, одна из k -рых неподвижна, а вторая подвижна, $\mu = 1$.

Для прямоуг. пластины, сжатой в одном направлении, критич. напряжение $\sigma_{кр} = K \pi^2 D / b^2 h^3$, где $D = Eh^3 / 12(1 - \nu^2)$ — т. н. цилиндрич. жёсткость; b и h — ширина и толщина пластинки; ν — коэф. Пуассона материала; K — коэф., зависящий от условий закрепления краёв и от отношения между размерами пластинки.

В случае круговой цилиндрич. оболочк. сжатой вдоль оси, можно установить т. н. верхнее критич. напряжение $\sigma_{кр} = [1 / \sqrt{3(1 - \nu^2)}] E(h/R)$, где h и R — толщина и радиус кривизны средней поверхности оболочк. Несколько иную структуру имеют ф-лы для верхнего критич. напряжения при действии поперечного давления или скручивающих пар сил. Потеря устойчивости реальных оболочек во мн. случаях происходит при меньшей нагрузке вследствие значит. влияния разл. факторов, особенно нач. неправильности формы.

Для сложных конструкций точное решение задачи У. у. с. затруднено, поэтому прибегают к разл. приближённым методам. Для многих из них пользуются энергетич. критерием устойчивости, в k -ром рассматривается характер изменения потен. энергии Π системы при малом отклонении её от положения равновесия (для устойчивого равновесия $\Pi = \text{min}$). При рассмотрении неконсервативных систем, напр. стержня, сжатого силой, наклон k -рой меняется в процессе изгиба (следящая сила), применяется динамич. критерий, заключающийся в определении малых колебаний нагруженной системы.

Важное значение имеет исследование т. н. критич. поведения упругих систем. Оно требует решения нелинейных краевых задач. Для стержня критич. деформация оказывается возможной лишь при его очень большой гибкости. Напротив, для тонких пластинок вполне возможны значит. прогибы в критич. стадии — при условии, что края пластинки подкреплены жёсткими стержнями (стрингерами). Для оболочек критич. деформация связана обычно с прощипыванием и потерей несущей способности конструкции.

Приведённые выше данные относятся к случаю, когда потеря У. у. с. имеет место в пределах упругости материала. Для исследования У. у. с. за пределами упругости пользуются *пластичности теорией*. Если нагрузка, приводящая к потере устойчивости, динамическая, необходимо учитывать силы инерции элементов конструкции, отвечающие характерным переменениям. При ударных нагрузках исследуются волновые процессы передачи усилий в конструкции. Если материал конструкции находится в состоянии ползучести, для определения критич. параметров пользуются соотношениями теории ползучести.

Лит.: Болотин В. В. Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; его же, Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости, М., 1961; Вольмир А. С. Устойчивость деформируемых систем, 2 изд., М., 1967; его же, Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости, М., 1979; Тимошенко С. П., Устойчивость стержней, пластин и оболочек, М., 1971.

А. С. Вольмир.

УСТОЙЧИВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ — распределения вероятностей, обладающих свойством, что для любых $a_1 > 0$, b_1 , $a_2 > 0$, b_2 имеет место соотношение

$$F(a_1 + x, b_1) * F(a_2 + x, b_2) = F(ax + b, \quad (1)$$

где $a > 0$ и b — нек-рые постоянные, F — ф-ция распределения У. р., * — символ операции свёртки двух ф-ций распределения.

Характеристич. ф-ция У. р.:

$$\varphi(t) = \exp \{ idt + c|t|^\alpha [1 + i\beta \frac{t}{|t|} \omega(t, \alpha)] \}, \quad (2)$$

где $0 < \alpha \leq 2$, $-1 \leq \beta \leq 1$, $c > 0$, d — любое действительное число и

$$\omega(t, \alpha) = \begin{cases} \lg \frac{\pi \alpha}{2} & \text{при } \alpha \neq 1, \\ 2 \int_0^\infty \frac{\ln |t|}{1+x^2} dx & \text{при } \alpha = 1. \end{cases}$$

Число α наз. показателем устойчивого распределения У. р. с показателем $\alpha = 2$ — *Гаусса распределение*, пример У. р. с показателем $\alpha = 1$ — *Коши распределение*.

Благодаря (1) У. р. является безгранично делимым распределением (БДР), т. е. может быть представлено как композиция (свёртка) любого числа $n \geq 2$ одинаковых распределений. Для характеристич. ф-ции БДР имеет место т. н. каноническое представление Леви:

$$\ln \varphi(t) = iyt - \frac{\sigma^2 t^2}{2} + \int_{-\infty}^0 \left(e^{ixt} - 1 - \frac{ixt}{1+x^2} \right) dM(x) + \int_0^\infty \left(e^{-ixt} - 1 - \frac{-ixt}{1+x^2} \right) dN(x),$$

где характеристики представления γ , σ^2 , M , N удовлетворяют условиям: $-\infty < \gamma < \infty$, $\sigma^2 \geq 0$, $M(x)$ и $N(x)$ — неубывающие непрерывные слева ф-ции на $(-\infty, 0)$ и $(0, \infty)$ соответственно и такие, что

$$\lim_{x \rightarrow \infty} N(x) = \lim_{y \rightarrow -\infty} M(y) = 0,$$

$$\int_{-1}^0 x^2 dM(x) < \infty, \quad \int_0^1 x^2 dN(x) < \infty.$$

У. р. с показателем α , $0 < \alpha < 2$, соответствует канонич. представление Леви с характеристиками:

$$\sigma^2 = 0, \quad M(x) = c_1/x^\alpha, \quad N(x) = -c_2/x^\alpha, \quad c_1 \geq 0, \quad c_2 \geq 0,$$

$c_1 + c_2 > 0$, γ — любое действительное число.

Для У. р. за исключением вырожденного распределения, существуют плотности. Эти плотности бесконечно дифференцируемы, одношершнны и отличны от нуля или на всей прямой, или на полупрямой. Для У. р. с показателем α , $0 < \alpha < 2$, при $\delta < \alpha$ выполняются соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x|^\delta p(x) dx < \infty, \quad \int_{-\infty}^{\infty} |x|^\delta p(x) dx = \infty,$$

где $p(x)$ — плотность У. р. Явный вид плотностей У. р. известен лишь в немногих случаях.

В совокупности У. р. выделяется класс строго устойчивых распределений, для k -рых имеет место равенство (1) при $b_1 = b_2 = b = 0$. Характеристич. ф-ция строго устойчивого распределения с показателем $\alpha \neq 1$ даны ф-лой (2) при $d = 0$. При $\alpha = 1$ строго устойчивым распределением является лирич. распределение Коши. Спектрально положительные (отрицательные) У. р. характеризуются тем, что в канонич. представлении Леви $M(x) = 0$ ($N(x) = 0$). Для спектрально положительных У. р. существует преобразование Лапласа при $\text{Re } s \geq 0$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-sx} p(x) dx = \begin{cases} \exp(-cs^{\alpha-d}) & \text{при } \alpha < 1, \\ \exp(cs \ln s - ds) & \text{при } \alpha = 1, \\ \exp(cs^{\alpha-d}) & \text{при } \alpha > 1. \end{cases}$$

где $p(x)$ — плотность спектрально положительного У. р. с показателем α , $0 < \alpha < 2$, $c > 0$, d — действительное число, у многозначных ф-ций $\ln s$, s^α выбираются те ветви, для k -рых $\ln s$ действительный, а $s^\alpha > 0$ при $s > 0$.

У. р. как безгранично делимому распределению, соответствует однородный случайный процесс с независимыми приращениями (напр., *Винеровский случайный процесс*). Стохастически непрерывный однородный случайный процесс с независимыми приращениями $\{x(t), t \geq 0\}$ наз. устойчивым, если приращение $x(t) - x(0)$ имеет У. р.

Лит.: 1) Гвидеон Б. В. Колмогоров А. Н., Пределы распределения для сумм независимых случайных величин. М.—Л., 1949; 2) Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей. 3 изд., М., 1987; 3) Ибрагимов И. А., Лялик Ю. В., Независимые в стационари связанные величины, М., 1965; 4) Скороход А. В., Случайные процессы с независимыми приращениями, М., 1964; 5) Зодотарев В. М., Одномерные устойчивые распределения, М., 1983. В. А. Рогозин.

УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ—физ. процессы, приводящие к немонотонности спектральных линий и определяющие их контуры. Любое воздействие на излучающую или поглощающую квантовую систему (атом, молекулу) влияет на контур спектральной линии (ширину и сдвиг). Радиаци. затухание ответственно за естественную ширину спектральной линии. Тепловое движение в газе приводит к доплеровскому уширению. Взаимодействие атома или молекулы с окружающими частицами вызывает уширение, сдвиг и асимметрию контура спектральной линии, зависящие от сорта возмущающих частиц и характеристик их движения.

В газах и плазме в зависимости от характера воздействия окружающих частиц различают два осн. механизма У. с. л.—ударный и квазистатистический (статистический). Если в ср. длительность столкновения с возмущающими частицами мала по сравнению с временем между двумя последовательными столкновениями, то происходит ударное У. с. л. В этом случае столкновения приводят к мпопеллому сдвигу фазы и неупругой релаксации верх. и ниж. состояний излучающей системы, контур спектральной линии имеет лоренцовскую форму, а ширина $\delta\omega$ (ω —круговая частота) и сдвиг линии Δ пропорциональны концентрации возмущающих частиц N :

$$\delta\omega = 2N(v\sigma'), \quad \Delta = N(v\sigma''). \quad (1)$$

Здесь σ' и σ'' —т. н. эфф. сечения уширения и сдвига, v —относит. скорость движения частиц; угл. скобки означают усреднение по скоростям. В нек-рых случаях ударное У. с. л. практически полностью обусловлено неупругой релаксацией верх. и ниж. уровней a и b . При этом сдвиг линии почти отсутствует, а $\sigma' = (\sigma_{a,b} + \sigma_s)/2$, где $\sigma_{a,b}$ —эфф. сечения неупругого рассеяния. Как правило, хорошо количественно описано У. с. л. даёт полуклассич. подход, в к-ром излучающий атом рассматривается как квантовая система, а относит. движение возмущающей частицы—как движение по классич. траектории в его поле. У. с. л. нейтральными частицами определяется ударным механизмом вплоть до давлений в неск. десятков атм. Уширение электронами в плазме практически всегда имеет ударный характер. В большинстве случаев в ударном приближении хорошо описывается центр. часть контура спектральной линии.

В предположении предельном случае очень медленных столкновений можно считать, что в каждый момент имеют место сдвиг и расщепление спектральной линии, соответствующие текущему значению внеш. возмущения. Результирующий контур линии определяется усреднением по всем возможным конфигурациям возмущающих частиц. Такой квазистатич. механизм определяет распределение интенсивности $I(\omega)$ при больших отстройках от центр. частоты, т. е. в крыле линии. Если потенциал взаимодействия $V(R)$ атома с возмущающей частицей убывает с расстоянием R между ними по степенному закону $V = hC_n/R^n$, то в крыле линии

$$I(\omega)d\omega \propto \frac{4\pi}{n} N C_n^{3/n} |\omega - \omega_0|^{-(3+n)/n} d\omega. \quad (2)$$

Спектральные линии неводородоподобных атомов обладают одним квазистатистич. крылом; исключение состав-

ляет случай резонансного уширения. Воздействие положит. ионов на большинство линий водородоподобных атомов во мн. случаях вполне удовлетворительно описывается в квазистатич. приближении для всего контура. При этом в ф-ле (2) $n=2$. В случае α -линий (переходы $n \rightarrow n-1$) необходимо учитывать движение ионов.

К наибольшему У. с. л. приводит взаимодействие с заряд. частицами в плазме—т. н. штарковское уширение. Для водородоподобных линий осн. роль играет квазистатич. уширение ионами за счёт линейного Штарка эффекта, $V \propto 1/R^2$. При этом ширина линии $\delta\omega \propto N^{1/2}$ (N_i —концентрация ионов), а сдвиг практически отсутствует. В случае неводородоподобных линий определяющим является влияние электронов вследствие квадратного эффекта Штарка. Штарковское уширение широко используется для определения концентрации заряд. частиц.

Уширение нейтральными частицами существенно зависит от типа радиац. перехода и сорта возмущающих частиц. Наиб. уширение, обусловленное резонансным диполь-дипольным взаимодействием, наблюдается у резонансных линий атомов в однородном газе, т. е. при возмущении излучающего атома атомами того же сорта. Такое же резонансное уширение имеет место в том случае, когда один из уровней, между к-рыми происходит переход, связан с основным состоянием оптически разрежённым переходом. В этом случае сечение уширения $\sigma' \sim (1-5) \times 10^{-12}$ см², сдвиг линии мал по сравнению с шириной. Если возмущающими частицами являются атомы или молекулы постороннего газа, уширение атомных линий определяется ван-дер-ваальсовским взаимодействием $V = hC_6/R^6$. Характерные сечения уширения $\sigma' \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ см², имеется сдвиг линии, к-рый обычно составляет $\sim 30\%$ ширины.

В молекулярных спектрах уширение линий электронных переходов происходит аналогично У. с. л. неводородоподобных атомов. Характер взаимодействия, к-рое определяет уширение колебательно-вращат. и вращат. линий, зависит от симметрии излучающих и возмущающих молекул (см. *Молекула, Молекулярные спектры*). Это может быть диполь-дипольное, диполь-квадрупольное, квадруполь-квадрупольное, ван-дер-ваальсовское взаимодействие или их комбинация. Характерные сечения уширения $\sigma' \sim (1-3) \cdot 10^{-13}$ см².

Рядом особенностей обладает У. с. л., связанным с ридберговскими уровнями атомов и молекул (см. *Ридберговские состояния*). Особито велико сечение уширения электронным ударом $\sigma' \propto n^4$ и при $n \approx 20$ $\sigma' \approx 10^{-10}$ см². При возмущении ридберговских уровней щелочных металлов собствен. давлением $\sigma' \approx 5 \cdot 10^{-12}$ см², а при возмущении посторонними газами $\sigma' \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ см².

Иногда при повышении давления газа У. с. л. из-за взаимодействия отсутствует и даже происходит сужение линии. Если эфф. сечение уширения σ' много меньше эфф. сечения упругих соударений $\sigma_{\text{упр}}$, то имеет место эффект сужения Дикке. При малом давлении буферного газа линия имеет доплеровский уширенный контур. Если концентрация газа N повышается, так что длина свободного пробега излучающей частицы $L = 1/N\sigma_{\text{упр}} < \lambda/2\pi$ (где λ —длина волны спектральной линии), то упругие столкновения препятствуют свободному движению молекулы и доплеровское уширение линии уменьшается. При этом ширина центральной части контура $\delta\omega \propto 1/N$. При дальнейшем повышении давления ширина линии достигает минимума и затем начинает возрастать пропорционально $2N(\sigma' \sigma_{\text{упр}})$. В оптич. области спектра этот эффект отсутствует. Слабо выраженный эффект Дикке наблюдается на колебат. переходах неж-рых молекул. Значит, сужение может наблюдаться на радиочастотных переходах между компонентами сверхтонкой структуры осн. состояний атомов. В нек-рых случаях при повышении давления газа У. с. л. происходит вследствие интерференц. эффектов (напр., для спектральной контура Q -ветви комбинац. рассеяния света в плотных газах).

Столкновения частиц приводят также и к изменению скорости атома или молекулы, поэтому, вообще говоря,

У. с. л., вызываемое взаимодействием частиц, и доплеровское У. с. л. не являются статистически независимыми. В обычных спектрах поглощения и испускания их статистическая зависимость существенно проявляется только в эффекте сужения Ландау, однако в нелинейной спектроскопии статистическая зависимость ударного и доплеровского уширения часто весьма существенна. Для её описания используются квантовые кинетик ур-ние.

Различают однородное и неоднородное У. с. л. Если вероятность $P_{ab}(0)$ поглощения или испускания на частоте ω , приводящего к квантовому переходу $a \rightarrow b$, одинакова для всех атомов, находящихся на уровне a , то линию наз. однородно уширенной. В противоположном случае имеет место неоднородное уширение. Однородными являются ударное и естественное У. с. л., доплеровское и квазистатическое — примеры неоднородного уширения. При доплеровском уширении в резонансе с эл.-магн. волной выступают лишь атомы, для к-рых с точностью до естественной или ударной ширины $\delta\omega$ выполняется условие $kx - \omega t = \omega_{ab}$ (здесь k — волновой вектор эл.-магн. волны, x — координата атома). При квазистатич. уширении резонансно взаимодействуют с полем волны те атомы, у к-рых сдвиг частоты в локальном кристалле равен отстройке $\omega - \omega_{ab}$.

Неоднородно уширены линии примесных ионов в неоднородных кристаллах и аморфных твёрдых телах. Значительное однородное уширение ($\delta\omega \sim 10^{11} - 10^{12}$ с $^{-1}$) испытывают молекулярные линии в жидкостях и растворах. Вследствие перекрытия колебательно-вращат. полос в большинстве случаев вместо отд. спектральных линий в спектрах поглощения и люминесценции наблюдаются широкие полосы. Во мн. экспериментах лазерной спектроскопии и радиоспектроскопии (особенно в пучковых) время взаимодействия атомов или молекул с полем излучения мало по сравнению с временем жизни возбуждённого уровня. В результате наблюдаемая контур линии поглощения (или вынужденного испускания) испытывает т. н. время-продольное (или просто продольное) уширение. Это время-ширина контура $\delta\omega \approx 5\omega/d$ (d — размер области взаимодействия). Форма контура зависит от распределения поля в области взаимодействия.

Резонансное взаимодействие атомов с полем интенсивной эл.-магн. волны приводит к полевому У. с. л. вследствие нелинейных эффектов, напр. вследствие насыщения поглощения.

Структура электронных спектров кристаллов при обычных условиях сильно размыта под действием тепловых колебаний атомов кристаллич. структуры, и в большинстве случаев наблюдаются широкие размытые спектральные полосы. При гелиевой тем-ре можно наблюдать дискретные спектральные линии, к-рые возникают при прямых переходах между экзитонными зонами, при переходах между дискретными уровнями электронов и дырок, локализованных на дефектах решётки, либо на акцепторных или донорных примесях в гомоэпителиальных полупроводниках (см. *Спектроскопия кристаллов*). Помимо колебаний атомов на форму и ширину экзитонных линий влияют тип связи в кристалле, его зонная структура и микроструктура экзитонного возбуждения. В сильнодеформ. полупроводниках ширина линии может зависеть от степени легирования. Дискретные линии наблюдаются и при комнатной тем-ре в поглощении и люминесценции кристаллов, содержащих ионы переходных металлов (хром, железо, палладий, платина и др.), лантанидов и трансураниевых элементов, имеющих незаполненные d - и f -оболочки. В кристаллах высокого качества линии таких примесных ионов, напр. линия иона Cu^{2+} в рубине и линия Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате, испытывают однородное уширение, обусловленное гл. обр. колебаниями атомов кристаллич. структуры.

Весьма многообразны причины уширения радиочастотных линий электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). Наиб. значит. влияние на их форму и ширину оказывают спин-решёточное взаимодействие, спин-спиновое взаимодействие, неоднородность магн. поля в исследуемого объекта. К уширению наблюда-

емых линий ЭПР часто приводит неразрешённая сверхтонкая структура. Ширина линий циклотронного (диамагнитного) резонанса, соответствующая переходам между уровнями Ландау, определяется частотой электрон-электронных соударений.

Лит.: Tsao C. J., Curnutte B. Line-widths of pressure-broadened spectral lines. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 1962, v. 2, p. 41; Bibliography on atomic line shapes and shifts. Wash., 1972; Supplement 1—4. Wash., 1974—92; Carrington C. G., Stacey D. N., Cooper J., Multiple relaxation and transfer rates in the impact approximation: application to the resonance interaction. *J. Phys.*, 1973, v. 6B, p. 417; Rabitz H. Rotation and rotation-vibration pressure-broadened spectral lineshapes. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 1974, v. 25, p. 155; Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме, пер. с англ., М., 1978; Вайштейн Л. А., Соболевман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., 1979; Allard N., Kielkopf J., The effect of neutral resonant collisions on atomic spectral lines. *Rev. Mod. Phys.*, 1982, v. 54, p. 1103. Е. А. Юков.



ФАДДЕЕВА — ПОПОВА ДУХИ — вспомогательные поля, к-рые вводятся в теорию Янга — Миллса *полей* для того, чтобы записать матрицу рассеяния в виде хронологически упорядоченной экспоненты от локального действия или в виде функционального интеграла от $\exp(iS)$, где S — локальное эфф. действие, включающее помимо классич. действия Янга — Миллса фиксирующий калибровку член и действие Ф. — П. д. (см. также *Калибровочные поля*). Действие Ф. — П. д.

$$S_c = \int [\frac{1}{2} \tilde{c}(\square c - g \partial_\nu [A_\mu, c])],$$

где A_μ — компоненты поля Янга — Миллса, g — константа взаимодействия, черта означает дираковское сопряжение. Скалярные поля $\tilde{c}(x)$, $c(x)$, принимающие значения в алгебре Ли калибровочной группы, наз. Ф. — П. д. (Л. Д. Фаддеева, В. Н. Понов, 1967). По отношению к базису генераторов группы \tilde{c} , c определяются своими коэф. \tilde{c}^a, c^a .

$$\tilde{c}(x) = \tilde{c}^a(x) t^a, \quad c(x) = c^a(x) t^a.$$

Поля \tilde{c}^a, c^a являются антикоммутирующими переменными.

Ф. — П. д. отсутствуют в асимптотич. состояниях. Их роль состоит в том, чтобы компенсировать вклад нефиз. продольных и временных квантов поля Янга — Миллса, присутствующих в теории при квантовании в ковариантных калибровках, и тем самым обеспечить унитарность матрицы рассеяния. Суммарная вероятность перехода из любого физ. состояния (т. е. состояния, включающего только ненулевые поляризованные кванты поля Янга — Миллса) в состояние, включающее Ф. — П. д. и нефиз. поляризации поля Янга — Миллса, равна нулю. Это свойство может быть положено в основу ковариантной процедуры квантования теории Янга — Миллса, в к-рой исходным объектом является эфф. действие.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля*. А. А. Славнов.

ФАЗ ПРАВИЛО — см. *Гиббса правило фаз*.

ФАЗА в термодинамике — термодинамический равновесное состояние вещества, отличающееся по физ. свойствам от др. возможных равновесных состояний (др. фаз) того же вещества (см. *Равновесие термодинамическое*). Иногда неравновесное метастабильное состояние вещества также наз. Ф. (метастабильная Ф.). Переход вещества из одной Ф. в другую — *фазовый переход* — связан с изменением свойств вещества. Напр., газовое, жидкое и кристаллич. состояния (Ф.) вещества различаются харак-

тером движения структурных частиц (атомов, молекул) и наличием или отсутствием упорядоченной структуры вещества. Разл. кристаллич. Ф. могут отличаться друг от друга типом кристаллич. структуры, электропроводностью, элктрич. и магн. свойствами, наличием или отсутствием *сверхпроводимости* и т. д. Жидкие Ф. отличаются друг от друга концентрацией компонентов, наличием или отсутствием *сверхтекучести*, анизотропией упругих и элктрич. свойств (у жидких кристаллов) и т. д. В твердых сплавах Ф. кристаллич. структуры могут отличаться плотностью, модулями упругости, темп-рой плавления и др. свойствами.

В большинстве случаев Ф. пространственно однородны, однако известен ряд исключений: смешанное состояние сверхпроводников 2-го рода, ферромагнетики в слабых магн. полях (см. *Домены*) и др.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*.

ФАЗА КОЛЕБАНИЙ — аргумент периодически изменяющейся ф-ции, описывающей колебат. или волновой процесс. В гармонич. колебании

$$u(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где $\omega t + \varphi_0 = \varphi$ — Ф. к., A — амплитуда, ω — круговая частота, t — время, φ_0 — начальная (фиксированная) Ф. к. (в момент времени $t=0$, $\varphi = \varphi_0$). В случае бегущей волны $\varphi = \omega t \pm kx + \varphi_0$, где k — волновое число. Ф. к. определяется с точностью до произвольного слагаемого, кратного 2π . Термин «Ф. к.», строго говоря, относится только к периодич. колебаниям, но его применяют также и к др. процессам. В случае квазипериодич. волнового процесса выделение амплитуды и фазы возможно лишь при условии медленности изменений амплитуды в масштабе пространственного или временного периода колебаний, т. е. когда

$$\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} \ll \frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim \omega = \frac{2\pi}{T}$$

или

$$\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \ll \frac{\partial \varphi}{\partial x} \sim k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(где T — период колебания, λ — длина волны).

Лит. см. при статья *Колебания*, *Волны*. М. А. Миллер.

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА — см. *Диаграмма состояния*.

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ФМ) — целенаправленное изменение фазы колебат. процесса во времени (см. *Колебания*). Широко ипользуется для передачи информации путём установления соответствия передаваемой информации с фазой колебат. процесса. Для элктрич. колебаний

$$U(t) = U_0 \sin \psi(t) = U_0 \sin(\omega_0 t + \Phi(t) + \Phi_0), \quad (1)$$

где U_0 — амплитуда модулируемого колебания; $\psi(t)$ — полная фаза колебаний; ω_0 — частота несущей; Φ_0 — нач. фаза; $\Phi(t)$ — составляющая полной фазы колебаний, изменяющаяся в процессе модуляции. Мгновенная частота модулируемого но фазе колебания $\omega(t)$ является произвольной по времени полной фазы колебаний:

$$\omega(t) = \frac{d\psi}{dt} = \omega_0 + \frac{d\Phi(t)}{dt}. \quad (2)$$

При модуляции гармоническим сигналом с частотой Ω

$$\Phi(t) = m \sin \Omega t. \quad (3)$$

Амплитуда изменения фазы m наз. индексом угл. модуляции или девиацией фазы. Макс. отклонение частоты, определяемое из (2) и (3) как $\Delta\omega = m\Omega$, наз. девиацией частоты. При гармонической модуляции фазомодулированное колебание с индексом модуляции m полностью совпадает с частотно-модулированным колебанием с девиацией частоты $\Delta\omega = m\Omega$. Различие между фазовой и частотной модуляцией обнаруживается при модуляции спектром частот. При фазовой модуляции индекс модуляции не зависит от частоты модуляции ($m = \text{const}$), а девиация частоты пропорц. частоте модуляции ($\Delta\omega = m\Omega$). При частот-

ной модуляции девиация частоты не зависит от частоты модуляции ($\Delta\omega = \text{const}$), а индекс модуляции обратно пропорц. частоте модуляции $m = \Delta\omega/\Omega$.

Спектр фазомодулированного колебания даже при модуляции гармоническим сигналом состоит из бесконечного числа боковых составляющих, симметрично отстоящих от частоты несущей ω_0 на величины, кратные частоте модуляции Ω . Амплитуды боковых составляющих A_n выражаются через Бесселя функции первого рода n -го порядка (см. *Цилиндрические функции*):

$$A_n = J_n(m) A_0. \quad (4)$$

где A_0 — амплитуда несомодулированного колебания. Следовательно, сигнал при ФМ занимает бесконечную полосу частот. Большая часть энергии спектра фазомодулированного колебания сосредоточена в ограниченной полосе частот. При малых индексах модуляции ($m \ll 1$) осн. энергия спектра сосредоточена в полосе частот 2Ω , где Ω — наивысшая частота спектра ф-ции изменения фазы (модулирующей ф-ции). При больших индексах модуляции ($m \gg 1$) ширина спектра фазомодулированного сигнала близка к удвоенной девиации частоты.

Для передачи информации, заданной в цифровой форме, могут использоваться разл. методы ФМ. К простейшим из них относится дискретная ФМ, или фазовая манипуляция (ФММ), при к-рой производится дискретное переключение фазы колебат. процесса. Составляющая полной фазы колебаний в (1) в этом случае периодически через каждые T секунд переключается в соответствии с передаваемым цифровым сигналом. Тактовый интервал T определяет скорость передачи информации. Внутри тактового интервала $\Phi(t) = \text{const}$. Кол-во допустимых фазовых состояний l определяет позиционную ФМн. Мин. фазовый сдвиг при l -позиционной ФМн составляет $\Phi = 2\pi/l$ рад. При двухпозиционной ФМн ($n=2$) фаза несущего колебания принимает одно из двух значений (0° или 180°) и соответствует передаваемому биту информации. При четырёхпозиционной ФМн ($n=4$) фаза несущего колебания принимает одно из четырёх возможных значений, отстоящих друг от друга на 90° . При этом каждое из фазовых состояний соответствует двум битам передаваемой информации.

Разновидностями ФМн являются абсолютная и относительная ФМн. При абс. ФМн передаваемой информации ставится в соответствие абс. фаза ВЧ-сигнала. Для выделения информации на приёмной стороне должна быть известна нач. фаза ВЧ-сигнала Φ_0 . При относит. ФМн передаваемой информации ставится в соответствие изменение фазы ВЧ-сигнала относительно фазы предыдущей посылки. На приёмной стороне информация выделяется путём сравнения фаз двух соседних носилок.

Осн. характеристики метода модуляции — энергетические и спектральные. Энергетич. характеристикой метода модуляции является его попомехоустойчивость, определяющаяся минимально необходимым отношением ср. энергии сигнала в одном бите информации $E_{\text{бит}}$ к спектральной плотности мощности шума на входе приёмного устройства N_0 ($E_{\text{бит}}/N_0$), при к-ром обеспечивается приём информации с заданной достоверностью. К спектральным характеристикам метода модуляции относится минимально необходимая полоса пропускания, требуемая для передачи информации с заданной скоростью, и уровень излучения вне этой полосы. Первая характеристика определяет «компактность» спектра модулированного сигнала, вторая — характеризует его эл.-магн. совместимость (ЭМС).

Дискретная ФМ, и в особенности двухпозиционная ФМн, обладают высокой помехоустойчивостью, что объясняется существенным различием сигналов в двух возможных состояниях (рис. 1).

Особенностью ФМн является наличие скачков фазы на границах тактовых интервалов, к-рые могут достигать 180° . Скачки фазы — причина расширения спектра ВЧ-сигнала. Медленное спадание спектра ФМ сигнала ухудшает его спектральные характеристики. Улучшенные характеристики ЭМС достигаются при использовании методов модуляции со сдвигом (объектные методы модуляции). Эти

независимых равновероятных двоичных символов этими видами модуляции.

Лит.: 1) Гоноровский И. С., Демин М. П., Радиотехническая цепь и сигналы, 5 изд., М., 1994; 2) Соколюкский В. Г., Шейкин В. Г., Частотные и фазовые модуляторы и манипуляторы, М., 1983; 3) Gronemeyer S. A., McBride A. L., MSK and Offset QPSK modulation, «IEEE Trans. on Commun.», 1976, v. COM-24, № 8, p. 809; 4) De Jager F., Dekker C. B., Tamed frequency modulation. A Novel method to achieve spectrum economy in digital transmission, «IEEE Trans. on Commun.», 1978, v. COM-26, № 5, p. 534.

В. Г. Шейкин.

ФАЗОВАЯ РЕЛЬЕФОГРАФИЯ — способ оптической записи информации в виде поверхности рельефа на прозрачном или отражающем носителе; воспроизводит информацию преобразованием фазовых изменений излучения в амплитудные. Термин впервые ввел Ю. П. Гуцо (1974). Носителями информации в Ф.р. служат прозрачные (за редкими исключениями) масляные, термопластические или гелеобразные тонкие слои. Такой запоминающий слой входит в состав многослойной (обычно двух- или трёхслойной) структуры. В двухслойной структуре запоминающий слой представляет собой дисперсную систему, состоящую из фотополупроводникового материала и полимерного связующего, к-рый наносится на тонкий слой электропроводящего материала. В трёхслойной структуре диэлектрик, запоминающий слой наносится на слой фотополупроводника, в свою очередь граничащего с проводящим слоем. Все эти слои чаще всего прозрачны: запись информации и её воспроизведение осуществляются на просвет, хотя существуют структуры, в к-рых свет отражается либо от зеркального проводника-подложки, либо от непрозрачной поверхности запоминающего фотополупроводникового слоя. Равномерно заряженная запоминающая поверхность и заземлённый проводник-подложка являются своеобразным конденсатором.

При записи оптич. информации в двухслойной структуре воздействие светового сигнала приводит к стеканию части поверхностного заряда на подложку (тем больше, чем больше освещённость данного микроучастка поверхности); в трёхслойной структуре, напротив, заряд противоположного знака переходит с подложки на граничащую с запоминающим слоем поверхность фотополупроводника. В обоих типах структур эл.-статич. силы притяжения разноимённых зарядов деформируют поверхность мягкого запоминающего слоя (либо сразу, либо после его нагревания — т. н. теплового проявления), образуя рельеф, в к-ром распределение глубины соответствует распределению потока излучения по поверхности, т. е. в получаемом рельефе кодируется оптич. информация. При считывании записанной информации различия толщины рельефа вызывают разл. изменения фазы считываемой световой волны. Фазовые различия не воспринимаются глазом и др. приёмниками оптич. излучения. Поэтому они преобразуются в изменения амплитуды световой волны (т. с. интенсивности считываемого пучка), к-рые регистрируются приёмниками излучения (включая глаз). Такое преобразование осуществляется гл. обр. теньевым методом, но в принципе его можно сделать по аналогии с методом фазового контраста в микроскопии.

Структуры, применяемые в Ф.р., можно использовать многократно: запись после считывания «стирается» тепловой обработкой. Пл. достоинство — возможность считывания информации в реальном масштабе времени, т. с. сразу после записи, что позволяет применять Ф.р. для практически мгновенной передачи и преобразования изображений (напр., в телевидении). Высокая разрешающая способность и быстрое действие, характеризующие метод Ф.р., делают его перспективным для голографии, для использования в ЭВМ (в оперативной памяти, при вводе и выводе информации), для разл. видов оптич. обработки изображений.

Лит.: Термопластическая запись. Сб. пер. ст., сост. и пер. Ю. А. Васильевым, М., 1966; Гуцо Ю. П., Фазовая рельефография, М., 1974; его же, Физика рельефографии, М., 1992; Перспективы и возможности несеребряной фотографии, под ред. А. Л. Каргужанского, Л., 1988.

А. Л. Каргужанский.

ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость перемещения фазы волны в опред. направлении. В случае монохроматической волны вида $x(t, l) = A \cos \omega t - A \cos(\omega t - kx)$ (где A — амплитуда, ω — фазовая, $\omega = 2\pi \nu$ — круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, t — время, x — расстояние, отсчитываемое в направлении распространения волны) фазовые фронты или плоскости пост. фазы $\varphi = \text{const}$ перемещаются в пространстве вдоль x с постоянной скоростью $v_{\text{ф}}$. Однако в любом направлении ξ , составляющем с x угол α ($\xi = x \cos \alpha$), скорость перемещения фазы превышает $v_{\text{ф}}$, поскольку $v_{\text{ф}} = v_{\text{ф}} / \cos \alpha$ (рис.). Т. о., в отличие от волнового вектора k , Ф.с. не является векторной величиной в обычном смысле и может даже произвольно превышать скорость распространения света c . Волны с $v_{\text{ф}} > c$ наз. быстрыми, а с $v_{\text{ф}} < c$ — медленными. Различают также прямые волны, фазовые и групповые скорости в к-рых направлены в одну сторону, и обратные волны, в к-рых эти скорости направлены противоположно друг другу.



Зависимость Ф.с. от частоты ω определяет дисперсию волн, что приводит к искажению формы передаваемого сигнала конечной длительности, за исключением нек-рых особых случаев, когда эти искажения компенсируются неллинейными эффектами (см. Солитон).

Лит. см. при статьях Волны, Групповая скорость.

М. А. Миллер.

ФАЗОВАЯ ТРАЕКТОРИЯ — кривая в фазовом пространстве, составленная из точек, представляющих состояние динамической системы в последоват. моменты времени в течение всего времени эволюции.

Динамич. система задаётся с помощью закона, позволяющего установить состояние системы в произвольный (допустимый) момент времени $t > 0$, если известно её состояние в нач. момент $t = 0$. Это означает, что задаётся набор фазовых переменных $x = \{x_i, i = 1, 2, \dots, n\}$ и эволюционный оператор T^t , преобразующий состояние $x^0 = x(t=0)$ в состояние $x(t)$:

$$x(t) = T^t x^0, t > 0. \quad (1)$$

Оператор T^t удовлетворяет групповому свойству $T^t T^s = T^{t+s}$, $T^0 = 1$ и задаёт однопараметрич. группу преобразований фазового пространства на себя (параметром группы является время t). Группа преобразований фазового пространства, задаваемая оператором T^t наз. фазовым потоком. Ф.т. являются орбиты этой группы. Фактически Ф.т. образуются в результате движения фазовой точки $x(t)$ в фазовом пространстве под действием фазового потока. Кривая, начинающаяся в нек-рой нач. точке x^0 и образующаясь по закону (1), является, вообще говоря, лишь частью Ф.т. Для получения полной Ф.т. необходимо максимально продолжить кривую (1) не только в область $t > 0$, но и в область $t < 0$.

Ф.т. могут представлять собой: 1) отдельные точки; 2) замкнутые кривые; 3) отрезки кривых конечной длины, заключённые между двумя точками (последние могут принадлежать или не принадлежать траектории); 4) кривые, неограниченные в одну или обе стороны. Траектории, являющиеся точками, наз. особыми точками. Они отвечают стационарным состояниям динамич. системы и являются неподвижными точками оператора T^t : $T^t x_0 = x_0$. Если Ф.т. целиком находится в конечной области фазового пространства, то говорят, что она отвечает фазитонному движению системы. В противном случае траектория представляет и фазитонное движение.

Часто динамич. систему с конечномерным фазовым пространством задают с помощью автономной системы обыкновенных дифференц. ур-ний

$$\dot{x} = F(x), \quad (2)$$

где $F(x) = \{F_i(x_1, x_2, \dots, x_n), i = 1, 2, \dots, n\}$. Если в нек-рой области фазового пространства Ф-функция $F_i(x)$ непрерывно дифференцируема, то в этой области различные Ф.т.

не пересекаются (в силу теоремы единственности решения системы обыкновенных дифференц. ур-ний; см. Коши задача).

Если ф-ции $F_i(x)$ в (2) нелифференцируемы где-либо, то Ф. п. могут пересекаться. Напр., динамики система, задаваемая ур-нием

$$\dot{x} = x^{2/3}, \quad (3)$$

имеет две траектории при $-\infty < t < \infty$:

$$1) x_1 = 0, 2) x_2 = (t/3)^3. \quad (4)$$

Первая отвечает стационарному состоянию, вторая — инфинитному движению. Эти две Ф. п. пересекаются в точке $x=0$. Неединственность решения обусловлена нелифференцируемостью при $x=0$ правой части ур-ния (3).

Время движения системы вдоль Ф. т., начинающегося с какой-либо нач. фазовой точки, может быть как бесконечным, так и конечным. Последнее имеет место, напр., в системе

$$\dot{x} = e^{-x}, x_{|t=0} = x^0. \quad (5)$$

Действительно, из (5) следует $x = -\ln(e^{-x^0} - t)$, так что движение инфинитно, но время эволюции конечно при любых конечных значениях x^0 и составляет $\Delta t = e^{-x^0}$.

Пусть в фазовом пространстве динамики системы имеются стационарная точка и к.-л. траектории, идущие в эту точку. Пусть также система — гладкая в окрестности этой точки. Тогда время достижения этой точки вдоль любой траектории, не совпадающей с ней, бесконечно. Поэтому стационарные состояния отделены от прочих траекторий.

См. также *Динамическая система, Фазовое пространство, Устойчивость движения, Статистическая физика.*

Лит.: Арнольд В. И., Обыкновенные дифференциальные уравнения, 3 изд., М., 1984.

Н. А. Кириченко

ФАЗОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ — то же, что *автофазировка*.

ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО в статистической физике, многомерное пространство, осями к-рого служат все обобщенные координаты q_i и импульсы p_i ($i=1, 2, \dots, N$) механик. системы с N степенями свободы. Т. о., Ф. п. имеет размерность $2N$. Состояние системы изображается в Ф. п. точкой с координатами $q_1, p_1, \dots, q_N, p_N$, а изменение состояния системы во времени — движением точки вдоль линии, называемой фазовой траекторией. Точки, соответствующие опред. значению энергии ϵ системы, образуют в Ф. п. $(2N-1)$ -мерную поверхность, делищую пространство на две части — более высоких и более низких значений энергии. Поверхности разл. значений энергии не пересекаются. Траектории замкнутой системы (с пост. значением ϵ) лежат на этих поверхностях. В принципе траектория может быть рассчитана на основе законов механики, такой расчет можно осуществить практически, если число частиц системы не слишком велико. Для статистич. описания состояния системы из мн. частей вводится понятие *фазового объема* (элемента объема Ф. п.) и *функции распределения* системы — вероятности пребывания точки, изображающей состояние системы, в любом элементе фазового объема. Понятие Ф. п. — основное для классич. статистич. физики (механики), изучающей ф-ции распределения системы из мн. частей.

Д. Н. Зубарев

ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО в теории динамических систем — абстрактное пространство, ассоциированное с конкретной динамик. системой, точки в к-ром однозначно характеризуют все возможные состояния данной системы. Предполагается, что это пространство слабо связано с естеств. определенным меры (расстояний, площадей и т. д.).

Исторически понятие Ф. п. введено с целью более удобного, наглядного изучения поведения механик. систем. Пример. Состояние системы из N материальных точек, движущихся в 3-мерном пространстве, полностью характеризуется заданным значением $3N$ обобщенных координат

$$q = (q_1^{(1)}, q_1^{(2)}, q_1^{(3)}, \dots, q_N^{(1)}, q_N^{(2)}, q_N^{(3)})$$

и $3N$ обобщенных импульсов

$$p = (p_1^{(1)}, p_1^{(2)}, p_1^{(3)}, \dots, p_N^{(1)}, p_N^{(2)}, p_N^{(3)}).$$

Ф. п. этой системы является $6N$ -мерное пространство, по координатным линиям к-рого откладываются значения обобщенных координат и импульсов (q, p).

В случае динамич. системы произвольной природы Ф. п. определяется подобным образом. Именно, пусть состояние данной системы полностью характеризуется заданием l переменных, т. е. поведение системы описывается l обыкновенными дифференц. ур-ниями 1-го порядка

$$\dot{x}_i = F_i(x_1, x_2, \dots, x_n), i=1, 2, \dots, l. \quad (1)$$

Тогда такой системе ставится в соответствие l -мерное Ф. п., по осям координат к-рого откладываются значения переменных x_1, x_2, \dots, x_n , называемых фазовыми переменными. Определение нормы в этом пространстве вводится, исходя из смысла переменных $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$. Если Ф. п. 2-мерно (1-мерно), то о нем говорят как о фазовой плоскости (фазовой прямой). Напр., динамики система, описываемая ур-нием

$$\ddot{x} + 2\mu(1 - \beta x^2)\dot{x} + \omega^2 x = 0,$$

имеет 2-мерное Ф. п. (фазовую плоскость), по осям координат к-рого откладываются значения x и \dot{x} .

Текущему состоянию системы отвечает нек-рый набор значений $\{x_i(t)\}$ и, следовательно, иск-рая точка в Ф. п., называемая фазовой *точкой* т. о. ч. С течением времени значения фазовых переменных меняются. Соответственно фазовая точка перемещается, описывая в Ф. п. иск-рую кривую, называемую *фазовой траекторией*.

Эволюция динамич. системы определяется посредством задания значений фазовых переменных в нач. момент времени

$$x_{|t=0} = x^0 \text{ или } x_{i|t=0} = x_i^0, i=1, 2, \dots, n, \quad (2)$$

и задания эволюционного оператора T^t , преобразующего нач. состояние в состояние в момент времени t :

$$x(t) = T^t x^0 \text{ или } T^t: x_i^0 \rightarrow x_i(t), i=1, 2, \dots, n \quad (3)$$

(Коши задача).

Тем самым в Ф. п. выделяется фазовая траектория, проходящая через точку x^0 . Оператор T^t задает однопараметрич. группу преобразований Ф. п. на себя (параметр — время t) и удовлетворяет групповому свойству $T^t T^s = T^{t+s}$. Група преобразований Ф. п., задаваемая оператором T^t , наз. фазовым потоком.

Если нач. точки не лежат на одной фазовой траектории, т. е. не могут быть получены одна из другой сдвигом с помощью оператора T^t за к.-л. конечное время t , то они порождают разл. фазовые траектории. Совокупность всевозможных фазовых траекторий образует фазовый портрет динамич. системы. Изучение фазовых портретов как способа геом. представления решений обыкновенных дифференц. ур-ний было иацито А. Пуанкаре в 19 в.

Разл. фазовые траектории одной достаточно гладкой динамич. системы не пересекаются в Ф. п. (в противном случае, выбирая точку пересечения за нач. условие, мы получили бы, что из одной точки начинается более одной фазовой траектории; последнее противоречит теореме Коши). Фазовые траектории могут представлять собой либо отд. точки, либо замкнутые кривые, либо отрезки кривых конечной длины, заключенные между двумя точками (последние не принадлежат данной траектории), либо кривые, неограниченные в одну или две стороны. Траектории, являющиеся точками, наз. особыми точками и отвечают стационарным состояниям динамич. системы. Классификация структурных элементов фазового портрета выполнена в теории колебаний.

Во мн. случаях необходимо рассматривать зависимость свойств системы от к.-л. параметров. Напр., вместо (1) нужно изучать систему, описываемую ур-нием

$$\dot{x}_i = F_i(x_1, \dots, x_n; \alpha), \quad i=1, 2, \dots, n, \quad (4)$$

где $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k)$ — совокупность физ. параметров. В случае нелинейного осциллятора

$$\ddot{x} + \omega^2 x + \varepsilon x^2 - x^3 = 0$$

качественно разл. параметрами являются ω и ε . Все системы (4) (т. е. отвечающие разл. значениям α) можно рассматривать с помощью одного и того же Ф. п. Это позволяет сопоставлять свойства систем, отличающихся конкретными значениями параметров. Напр., может оказаться, что в нек-рых интервалах значений α для траекторий доступны не все области фазового пространства из числа тех, к-рые доступны при др. значениях. Так, для системы, описываемой ур-нием

$$\ddot{x} + \sqrt{x^2 + \alpha} = 0,$$

при $\alpha > 0$ фазовым траекториям доступно всё фазовое пространство (при подходящем выборе нач. условий), тогда как при $\alpha < 0$ область $|x| < \sqrt{-\alpha}$ является «запрещенной».

При изменении параметров α в (4) могут происходить не только количеств. изменения (смещения траекторий, изменения скоростей), но и качеств. преобразования, при к-рых возникают новые структурные элементы фазового портрета или исчезают нек-рые из имеющихся, т. е. происходит перестройка структуры фазового портрета. Закономерности такой перестройки устанавливаются методами теории *бифуркации* и катастроф (см. также *Катастрофы* теория).

Выберем в фазовом пространстве динамич. системы (1) нек-рую область Ω_0 . Её объём равен

$$V_0 = \int_{\Omega_0} dx_1 dx_2 \dots dx_n. \quad (5)$$

Область Ω_0 можно рассматривать как совокупность нач. точек нек-рого набора фазовых траекторий, т. е. нек-рую каплю «фазовой жидкости». Под действием фазового потока T^t область Ω_0 переходит в область Ω , с объёмом

$$V_t = \int_{\Omega} dx_1 dx_2 \dots dx_n. \quad (6)$$

Согласно теореме Лиувилля — Остроградского, для динамич. системы (1)

$$\frac{dV_t}{dt} = \int_{\Omega} \operatorname{div} F dx_1 dx_2 \dots dx_n, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{div} F = \frac{\partial F_1}{\partial x_1} + \frac{\partial F_2}{\partial x_2} + \dots + \frac{\partial F_n}{\partial x_n}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что если $\operatorname{div} F = 0$, то фазовый объём динамич. системы не меняется (*Лиувилля теорема*). Примером систем, сохраняющих фазовый объём, являются *гамильтоновы системы*, ур-ния движения к-рых имеют вид

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad i=1, 2, \dots, m, \quad (9)$$

где $H = H(p, q)$ — Ф-ция Гамильтона системы, q_i, p_i — обобщенные координаты и импульсы. Прямая подстановка (9) в (8) ($n=2m$) показывает, что $\operatorname{div} F = 0$.

Для систем, сохраняющих фазовый объём, не могут существовать в Ф. п. такие структурные элементы, как аттракторы и репеллоры, поскольку наличие первых означало бы уменьшение, а вторых — увеличение фазового объёма. Это же означает, что в таких системах нет структурных элементов, обладающих свойством асимптотич. устойчивости при $t \rightarrow \infty$ (либо аналогичным свойством при $t \rightarrow -\infty$) (см. *Устойчивость движения*).

В условиях сохранения фазового объёма форма фазовой капли может меняться как незначительно (устойчивое движение), так и сильно (неустойчивое движение) — см. рис. Наличие неустойчивости может приводить к сложному, в т. ч. стохастич., поведению системы.



Деформация «фазовой капли» в случае устойчивого (а) и неустойчивого (б) движения гамильтоновой системы (объём капли сохраняется).

Если физ. система составлена из большого числа частиц, то часто целесообразно использовать статистич. методы описания. Именно, вводится Ф-ция распределения частиц $f(q, p, t)$ в Ф. п., удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_{\Omega} f(q, p, t) dq dp = 1. \quad (10)$$

Закон сохранения числа частиц в Ф. п. выражается ур-нием непрерывности

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(vf) = 0. \quad (11)$$

Здесь $v(q, p)$ — вектор скорости тока «фазовой жидкости», $v = (q, p)$. Для гамильтоновых систем условие сохранения фазового объёма $\operatorname{div} F = 0$ означает, согласно (9),

$$\operatorname{div} v = 0, \quad (12)$$

т. е. «фазовая жидкость» несжимаема. При этом ур-ние непрерывности (11) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + q \frac{\partial f}{\partial q} + p \frac{\partial f}{\partial p} = 0 \quad (13)$$

(ур-ние Лиувилля). Дальнейшее развитие этого подхода осуществлено в рамках *статистической физики*.

Из (7) следует, что при $\operatorname{div} F = \operatorname{const} = -\lambda$

$$V_t = V_0 \exp(-\lambda t). \quad (14)$$

Такая ситуация реализуется, напр., в случае системы, описываемой ур-ниями Лоренца:

$$\dot{x} = -\sigma x + \sigma y, \quad \dot{y} = rx - y - xz, \quad \dot{z} = -bz + xy, \quad (15)$$

для к-рой $\lambda = 1 + \sigma + b$. Для всех неуритических σ, r, b оказывается $\lambda > 0$ и фазовый объём всегда уменьшается.

При уменьшении фазового объёма траектории могут стремиться к нек-рой поверхности в исходном фазовом пространстве, имеющей размерность $D = n - k$, k — целое, $k \leq n$. В частном случае $k = n$ это отвечает приблизительно к нек-рому стационарному состоянию — особой точке в Ф. п. В то же время известно, что и при $V \rightarrow 0$ может существовать предельное множество (аттрактор), мера к-рого имеет размерность $d > 1$ (как правило, дробную, т. в. фрактальную размерность). Такая ситуация реализуется, напр., когда Ф. п. содержит *странный аттрактор*. Объект с такими свойствами всегда содержится в системе Лоренца (15) при $\sigma = 10, b = 8/3, r = 24, 74$.

Системы с копечным Ф. п. являются, как правило, идеализированным образом реальных физ. систем. Напр., при описании теплового, эл.-магн. и др. полей, разл. рода взаимодействиями и т. д. приходится иметь дело с характеристиками, заданными в пространстве: темп-рой $T(r, t)$, напряженностью поля $E(r, t)$ и др. Для этих характеристик также задаются нек-рые эволюц. ур-ния. Теперь, однако, Ф. п. такой динамич. системы является уже бесконечным. Иногда путём подходящего выбора базиса удаётся свести Ф. п. к счётному. Наконец, в ряде случаев с достаточной точностью можно описать поведение распределённой системы с помощью нек-рого

конечного числа ф-ций времени. Тем самым исходное (бесконечное) Ф. п. редуцируется к Ф. п. конечной размерности [именно так получается система Лоренца (15), приближённо описывающая термokonвективные течения в слое жидкости]. Это отвечает выделению существенных переменных («параметров порядка») и пренебрежению всеми прочими («подчинёнными») переменными. По существу сходная процедура реализуется при численном интегрировании у-рий в частных производных.

См. также *Стохастические колебания*, *Динамическая система*, *Фракталы*.

Лит.: Ариольд В. И., Обыкновенные дифференциальные уравнения, 3 изд., М., 1984; его же, Математические методы классической механики, 3 изд., М., 1989; Рабинович М. И., Трубанков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, 2 изд., М., 1992; Хакев Г., Синергетика. Иерархия неустойчивости в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988.

ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ — одновременное существование термодинамически равновесных фаз в многофазной системе: жидкости со своим насыщенным паром, воды и льда при тем-ре плавления, двух пемешивающихся жидкостей (напр., смесь воды с триэтиламином), отличающихся концентрациями. В равновесии могут находиться (при отсутствии внеш. магн. поля) две фазы *ферромагнетика* с одинаковой осью лёгкого намагничивания, но с разл. направлением намагнитичности, нормальная и сверхпроводящая фазы металла во внеш. магн. поле и т. д.

В условиях термодинамического равновесия химические потенциалы каждого компонента в различных фазах системы одинаковы. Отсюда следует *Гиббса правило фаз*: в веществе, состоящем из k компонентов, одновременно может существовать не более $k+2$ равновесных фаз. Число термодинамических степеней свободы, то есть физических параметров системы, которые можно изменять, не нарушая условий фазового равновесия, равно $k+2-\phi$, где ϕ — число фаз, находящихся в равновесии. Например, три фазы двухкомпонентной системы могут находиться в равновесии при разных температурах, но давление и концентрация компонентов полностью определяют заданную температуру.

Изменение тем-ры фазового перехода (кипения, плавления и др.) при бесконечно малом изменении давления определяется *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Графики, изображающие зависимость одних термодинамич. переменных от других в условиях Ф. р., наз. линиями (поверхностями) равновесия, а их совокупность — *диаграммой состояния*. Линия Ф. р. может либо пересечься с др. линией равновесия (*тройная точка*), либо закончиться с *критической точкой*.

В твёрдых телах вследствие медленного протекания процессов *диффузии*, приводящих к термодинамич. равновесию, возникают неравновесные фазы, к-рые могут существовать наряду с равновесными. В этом случае правило фаз может не выполняться. Правило фаз не выполняется и в критич. точке, где фазы не отличаются друг от друга.

В массивных образцах в отсутствие дальнедействующих сил взаимодействия между частицами число грани между равновесными фазами минимально. Напр., в случае двухфазного равновесия имеется одна поверхность раздела фаз. Если же в одной из фаз существует дальнедействующее поле (электрическое, магнитное), выходящее из вещества, то энергетически более выгодны равновесные состояния с большим числом периодических расположенных фазовых границ (ферромагн. и сегнетоэлектрич. домены, промежуточное состояние сверхпроводников) и с таким расположением фаз, при к-ром поле не выходит за пределы тела. Форма границ раздела фаз определяется условием минимальности значения *поверхностной энергии*. Так, в двухкомпонентной смеси при условии равенства плотностей фаз граница раздела имеет сферич. форму. Ограника кристаллов определяется плоскостями, поверхностная энергия к-рых минимальна.

Лит.: Френкель Я. И., Статистическая физика, М.—Л., 1948; Ландау Л. Д., Аххезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1969.

В. Л. Покровский.

ФАЗОВАРАЩАТЕЛЬ — устройство, осуществляющее поворот фазы электрич. сигнала. Широко используется в разл. радиотехн. устройствах — антенной технике, технике связи, радиостроении, измерит. технике и др. (см. также *Антенна*, *Радиоприёмные устройства*, *Радиопередаточные устройства*). Ф. подразделяются на фиксированные (с фиксированным фазовым сдвигом) и регулируемые (с регулируемым фазовым сдвигом).

Простейшим фиксированным Ф. является отрезок линии передачи. Фазовый сдвиг, вносимый таким Ф.,

$$\Phi = 2\pi l / \lambda, \quad (1)$$

где l — длина Ф., λ — длина волны в *линии передачи*. В таком Ф. фазовый набег пропорц. рабочей частоте. Дифференц. фазовый сдвиг, являющийся разностью фазовых сдвигов, вносимых трактом с Ф. (рабочий канал) и трактом без Ф. (опорный канал), в этом случае также пропорц. частоте. Введением спец. корректирующих цепей можно получить ностоянный в диапазоне рабочих частот фазовый сдвиг в рабочем канале относительно фазового сдвига в опорном канале. В качестве корректирующих цепей используется обычно одна или неск. секций связанных однородных линий, каскадно соединённых между собой, как показано на рис. 1. Соответствующим выбором

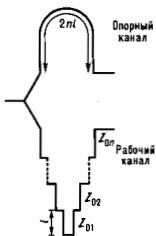


Рис. 1. Фазовращатель на связанных линиях передачи.



Рис. 2. Фазочастотные характеристики рабочего и опорного каналов фазовращателя на связанных линиях передачи.

параметров связанных линий в Ф. может быть получен заданный фазовый сдвиг относительно опорного канала, не изменяющийся в носеле рабочих частот. Типичные фазочастотные характеристики Ф. на связанных линиях и линии опорного канала приведены на рис. 2. Для получения фиксированного фазового сдвига, равного 90° , могут использоваться направленные ответвители с равным делением мощности, в выходных плечах к-рых сигналы сдвинуты по фазе относительно друг друга на 90° во всём диапазоне рабочих частот.

Регулируемые Ф. подразделяются на Ф. с электрич. и «ручным» управлением. В Ф. с «ручным» управлением регулировка фазы может осуществляться за счёт изменения геом. длины линии либо за счёт изменения длины волны в линии. Геом. длина может регулироваться, напр., в телескопич. конструкции линии. Регулировка длины волны в линии может осуществляться регулировкой параметров заполняющей среды, напр., при помощи перемещения в линии диэлектрич. пластины с достаточно высокой диэлектрич. проницаемостью. Электрич. регулировка фазы осуществляется с помощью активных элементов с управляемым сопротивлением, в качестве к-рых могут применяться полупроводниковые диоды.

По характеру перестройки фазы Ф. подразделяются на аналоговые и дискретные соответственно с плавной и ступенчатой

пенчатой регулировкой внешнего фазового сдвига. По методу построения — на проходные и отражательные Ф. проходного типа используют свойства изменения фазы проходящего при изменении нагрузки линии, а Ф. отражательного типа — фазы коэф. отражения. Пример ячейки проходного Ф., выполненного по схеме типа периодически нагруженной линии, приведён на рис. 3. Фазовый сдвиг

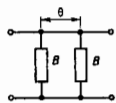


Рис. 3. Фазовращатель типа периодически нагруженной линии.

Ф., вносимый такой ячейкой, и коэф. отражения от входа $\Gamma_{\text{вх}}$ определяются ф-лами

$$\Phi = -\arctg \frac{(B/Y_0) \cos \theta + [1 - (1/2)(B/Y_0)^2] \sin \theta}{\cos \theta - (B/Y_0) \sin \theta}, \quad (2)$$

$$|\Gamma_{\text{вх}}| = \frac{|(B/Y_0) [\cos \theta - (1/2)(B/Y_0) \sin \theta]|}{|1 + (B/Y_0)^2 [\cos \theta - (1/2)(B/Y_0) \sin \theta]^2|^{1/2}}, \quad (3)$$

где Y_0 — волновая проводимость линии, B — реактивная проводимость нагрузок линии, $\theta = 2\pi l/\lambda$ — электрич. длина линии, l — геом. длина линии. Если $B = 2Y_0 \operatorname{ctg} \theta$, то ячейка Ф. оказывается согласованной. При изменении проводимости B в процессе регулировки внешнего фазового сдвига возникает рассогласование. Макс. величина фазового сдвига в Ф. типа периодически нагруженной линии ограничивается допустимым уровнем рассогласования.

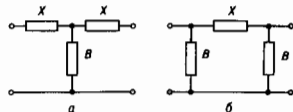


Рис. 4. Фазовращатели с фильтрами верхних и нижних частот Г- и П-типов.

Другой разновидностью проходного Ф. является Ф. с фильтрами верхних (ФВЧ) или нижних (ФНЧ) частот. Схемы таких Ф. с ячейками Т- и П-типов приведены на рис. 4. Фазовый сдвиг и коэф. отражения от входа ячейки Ф. Т-типа определяются ф-лами

$$\Phi = -\arctg \frac{2(X/Z_0) + B/Y_0 - (X - Z_0)^2 B/Y_0}{2[1 - (X/Z_0) B/Y_0]}, \quad (4)$$

$$|\Gamma_{\text{вх}}| = \quad (5)$$

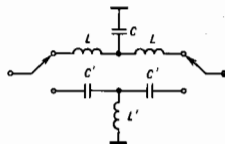
Здесь X, B — соответственно последовательное реактивное сопротивление и параллельная реактивная проводимость ячейки, $Z_0 = |Y_0|$ — волновое сопротивление линии. Как видно из (5), $\Gamma_{\text{вх}} = 0$, если

$$B/Y_0 = \frac{2X/Z_0}{1 + (X/Z_0)^2}. \quad (6)$$

Для Ф. П-типа в ф-лах (4) — (6) X и B меняются местами. Если условие (6) в процессе регулировки выполняется, то Ф. остаётся согласованным во всём диапазоне регулировки фазы. Одновременная регулировка ёмкостных и индуктивных элементов фильтров, при к-рой условие (6) выполняется, затруднительна. Поэтому Ф. с ФВЧ и ФНЧ, как правило, используются для дискретной регулировки фазы. Переключение фазы в таких Ф. осуществляется переключением фильтров ФВЧ и ФНЧ. Схема ячейки дискретного Ф. с ФВЧ и ФНЧ приведена на рис. 5. В каждом из фильтров

Ф. условие (6) должно выполняться. Эта схема дискретного Ф. по принципу работы близка к Ф. типа переключаемых каналов. В этих Ф. переключаются не фильтры, а отрезки линий передачи (каналы), имеющие разл. длины.

Рис. 5. Дискретный фазовращатель с фильтрами верхних и нижних частот.



Рабочий канал может содержать описанную выше корректирующую цепочку для выравнивания фазочастотной характеристики.

В Ф. отражательного типа фаза коэф. отражения регулируется сопротивлением оконечной нагрузки линии. Зависимость фазы коэф. отражения от сопротивления нагрузки $Z_{\text{н}} = |Z_{\text{н}}| \exp i\psi$ определяется ф-лой

$$\Phi = \arctg \frac{2|Z_{\text{н}}|/Z_0 \sin \psi}{(|Z_{\text{н}}|/Z_0)^2 - 1}. \quad (7)$$

Если сопротивление нагрузки линии носит чисто реактивный характер, что, как правило, имеет место в аналоговых Ф. где используются управляющие элементы с малыми активными потерями, такие, как диоды с нелинейной ёмкостью, работающие при обратном смещении p - n -перехода, то

$$\Phi = -2 \arctg (X_{\text{н}}/Z_0). \quad (8)$$

где $X_{\text{н}}$ — реактивное сопротивление нагрузки линии.

В дискретных Ф. в качестве управляющих элементов применяются *pin*-диоды, переключаемые диоды с Шоттки барьером и др. В этих диодах необходимо учитывать активные потери, к-рые к тому же могут не оставаться постоянными при переключении. Если переключат. элемент непосредственно включён в линию, то фазы и амплитуды отражённых волн будут определяться комплексными коэф. отражений Γ_1 и Γ_2 , соответствующими сопротивлениям переключат. элемента в каждом из состояний $Z_1 = R_1 + iX_1$ и $Z_2 = R_2 + iX_2$. На комплексной плоскости коэф. отражений Γ , показанной на рис. 6 (а), эти

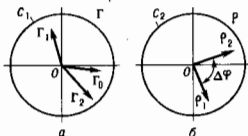


Рис. 6. Комплексные плоскости коэффициентов отражений Γ в сечении переключающего элемента (а) и на входе четырёхполосника (б).

коэф. отражений изображаются радиус-векторами OG_1 и OG_2 , лежащими внутри единичной окружности C_1 . Для получения необходимой разности фаз с пост. значениями амплитуд отражённых волн в каждом из состояний (или с заданным отношением амплитуд) перед переключат. элементом включается спец. четырёхполосник, осуществляющий преобразование коэф. отражения Γ_1 и Γ_2 в сечении переключат. элемента в коэф. отражения $\rho_1 = |\rho_1| \exp(i\varphi)$ и $\rho_2 = |\rho_2| \exp(i\varphi)$ на входе четырёхполосника. На комплексной плоскости коэф. отражений ρ , показанной на рис. 6 (б), эти коэф. отражений изображаются радиус-векторами $O\rho_1$ и $O\rho_2$ внутри единичной окружности C_2 . Преобразование единичной окружности в единичную ок-

ружность осуществляется дробно-линейным конформным отображением вида

$$\rho(\Gamma) = e^{i\theta} \frac{\Gamma - \Gamma_0}{1 - \Gamma \Gamma_0^*} \quad (9)$$

где $\Gamma_0 = \alpha_0 + i\beta_0$ — точка внутри единичного круга в комплексной плоскости Γ , переходящая в центр единичного круга в комплексной плоскости ρ ; Γ_0^* — число, комплексно сопряженное с числом Γ_0 ; θ — произвольное действит. число, определяющее поворот конформного отображения относительно центра $\rho_0 = 0$. Выбором положения точки Γ_0 в единичном круге C_1 на комплексной плоскости Γ можно добиться необходимого положения радиус-векторов ρ_1 и ρ_2 на комплексной плоскости коэф. отражения. Для этого должны выполняться условия

$$\arg \frac{\Gamma_1 - \Gamma_0}{1 - \Gamma_1 \Gamma_0^*} - \arg \frac{\Gamma_2 - \Gamma_0}{1 - \Gamma_2 \Gamma_0^*} = \Delta\phi, \quad (10)$$

$$\left| \frac{\Gamma_1 - \Gamma_0}{\Gamma_2 - \Gamma_0} \right| \cdot \left| \frac{1 - \Gamma_2 \Gamma_0^*}{1 - \Gamma_1 \Gamma_0^*} \right| = \eta, \quad (11)$$

где $\Delta\phi$, η — заданные значения сдвига фаз и отношения амплитуд векторов коэф. отражения Φ . Поскольку точка Γ_0 переходит в центр единичной окружности на преобразованной плоскости коэф. отражения ρ , то она оказывается согласованной в этой плоскости. Следовательно, функция четырехполюсника, включенного перед переключателем, сводится к согласованию некоего фиктивного комплексного сопротивления $Z_c = R_c + iX_c$, соответствующего коэф. отражения Γ_0 . Это фиктивное сопротивление, называемое «согласуемый импеданс», определяется сопротивлениями переключателя элемента в каждом из состояний и заданными параметрами Φ и может быть найден по коэф. отражения Γ_0 , определяемому ф-лами (10), (11). Напр., для Φ на 180° с равными амплитудами в каждом из состояний

$$R_c = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{R_1 + R_2} \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 - X_2)^2}, \quad (12)$$

$$X_c = \frac{X_1 R_2 + X_2 R_1}{R_1 + R_2}. \quad (13)$$

Для обеспечения заданных параметров Φ в широкой полосе частот необходимо согласование согласуемого импеданса Z_c во всей рабочей полосе частот.

Разделение падающей и отраженной волн в Φ отражат. типа осуществляется при помощи спец. развязывающих устройств, таких, как У-циркуляторы или направленные ответвители с равным делением мощности в выходных плечах. Работа Φ отражат. типа с У-циркулятором основана на однонаправленном прохождении сигнала по У-циркулятору. Сигнал, поданный на один из входов У-циркулятора, полностью поступает на др. его вход, к к-рому подключена отражат. ячейка Φ . Отраженный от ячейки сигнал поступает на третий вход У-циркулятора, являющийся выходом Φ .

В Φ с направленным ответвителем отражательные ячейки подключают к прямому и ответвленному плечам. Сигналы, поступающие со входа направленного ответвителя на отражат. ячейки, равны по амплитуде и находятся в квадратуре. Отраженные от отражат. ячеек сигналы поступают на вход и выход Φ . Если отражат. ячейки идентичны, то на входе направленного ответвителя сигналы находятся в противофазе, а на выходе — в фазе и, следовательно, полностью поступают на выход Φ . В качестве развязывающих устройств могут использоваться также кольцевые гибридные соединения длиной $\lambda/2$. Отражат. ячейки подключаются к развязанному входу гибридного соединения. Поскольку поступающий на вход сигнал достигает развязанных входов в фазе, то для обеспечения необходимого 90° -ного фазового сдвига перед одной из отражат. ячеек должен быть установлен дополнительный четвертьволновый отрезок линии либо др. фиксированный

Φ . Это при идентичности отражат. ячеек обеспечивает суммирование отраженных сигналов в четвертом плече гибридного соединения, являющегося выходом Φ , и их отсутствие во входном плече.

Лит.: Соколинский В. Г., Шейнман В. Г., Частотные и фазовые модуляторы в миниатюрах, М., 1983.

В. Г. Шейнман.

ФАЗОВЫЕ ИСКАЖЕНИЯ (фазочастотные искажения) — искажения формы сигнала, обусловленные нарушением фазовых соотношений в его частотном спектре. Φ и. относят к линейным искажениям, когда искажения формы сигнала зависят только от нарушения структуры его спектра без обогащения новыми гармониками. Φ и. возникает, напр., при прохождении сигнала по каналу связи, когда в последнем затухание либо отсутствует, либо не зависит от частоты, а его фазочастотная характеристика является нелинейной ф-цией частоты. Φ и. имеют место при прохождении сигнала через идеальный фильтр низких частот в виде LC-цепочки. В реальных системах Φ и. обязательно сопутствуют и амплитудные искажения.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ — метод обработки эксперим. данных, применяемый при анализе столбчатых частей. Задача Φ а. — пахождение фазовых параметров *рассеяния* *матричных*. Такой анализ необходим, когда динамич. теория не позволяет вычислить все или хотя бы некие-ре из фаз рассеяния, как это имеет место для сильных взаимодействий. Задача, эквивалентная Φ а., — восстановление *матрицы рассеяния* из эксперимента.

ФАЗОВЫЙ КОНТРАСТ — метод получения изображений микроскопии. объектов, основанный на регистрации различий в сдвигах *фазы* разных участков световой волны, проходящей через эти объекты. Φ к. применяется в тех случаях, когда *поглощательная способность* и показатель преломления разл. элементов рассматриваемой структуры настолько близки, что при обычных методах наблюдения и получения изображений по поглощению и рассеянию эти элементы оказываются неразличимыми. Вместе с тем сдвиги фаз, вносимые такими элементами, могут заметно отличаться, образуя «фазовый рельеф» проходящей световой волны. Для визуализации или регистрации с помощью фотоприемников фазовый рельеф сначала преобразуется вспомогательными оптич. устройствами в изменение интенсивностей (амплитуд) разл. участков световой волны, т. е. амплитудный рельеф.

Метод Φ к. разработан Φ . Цернике (F. Zernike) в 1935. Подробнее см. в ст. *Микроскопия*, а также *лит.* при этой статье.

ФАЗОВЫЙ ОБЪЕМ — элемент объема *фазового пространства*. Для механич. системы с N степенями свободы элементарный Φ о. равен $dp_1 dq_1 \dots dp_N dq_N$, где q_1, \dots, q_N — обобщенные координаты, а p_1, \dots, p_N — обобщенные импульсы системы. Φ о. конечной фазовой области G равен $2N$ -мерному интегралу $\int dpdq$. Если система описывается

Гамильтона уравнениями, то при движении частиц Φ о. остается неизменным (*Лиувилля теорема*). Это позволяет ввести нормированные *функции распределения* в фазовом пространстве. Д. Н. Зубарев.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД (фазовое превращение) — переход между разл. макроскопич. состояниями (*фазами*) многочастичной системы, происходящий при определ. значениях внеш. параметров (темп-ры T , давления P , магн. поля H и т. п.) в т. ч. точке неперехода. Φ п. следует отличать от постепенных превращений одного состояния в другое (напр., ионизация атомарного или молекулярного газа и превращение его в плазму), происходящих в целом интеграле параметров, иногда такие ирреверсивные изм. Φ п. в широком смысле слова. Φ п. — *кооперативные явления*, происходящие в системах, состоящих из большого (строго говоря, бесконечного) числа частиц. Φ п. происходит как в равновесных термодинамич. системах (напр., Φ п. из парамагнитного в ферромагнитное состояние при понижен. темп-ры), так и в системах, далеких от термодинамич.

равновесия (напр., переход лазера в состояние когерентной генерации при увеличении уровня накачки). Далее (если не особо оговорено) обсуждаются Φ . п. в равновесных системах (по поводу неравновесных Φ . п. см. *Неравновесные фазовые переходы*).

Обычно различают Φ . п. 1-го рода, происходящие с выделением или поглощением теплоты (см. *Теплота фазового перехода*) и сопровождающиеся скачками уд. объема, и Φ . п. 2-го рода, происходящие непрерывным образом, но сопровождающиеся аномальным возрастанием флуктуационных явлений.

Φ . п. 1-го рода. Точка Φ . п. 1-го рода характеризуется равновесием уд. Гиббса энергия (термодинамич. потенциалов) двух фаз, между к-рыми происходит переход: $\Phi_1(T, P, N) = \Phi_2(T, P, N)$. При этом производные термодинамич. потенциалов $\Phi_{1,2}$ по параметрам T, P, \dots т. е. энтропии, уд. объем и т. п.), вообще говоря, не совпадают. Поэтому Φ . п. 1-го рода связаны со скачкообразными изменениями этих величин. В нек-рой окрестности точки Φ . п. 1-го рода в обеих фазах реализуются локальные минимумы термодинамич. потенциалов; одна из фаз является абсолютно устойчивой, а другая — метастабильной (см. *Мета-стабильное состояние*). Для каждой из фаз, рассматриваемых по отдельности, точка Φ . п. 1-го рода ничем не выделена, в частности процессы установления термодинамич. равновесия не испытывают замедления в окрестности этой точки, в то время как процесс превращения одной фазы в другую резко замедляется (см. *Кинетика фазовых переходов*). Поэтому для Φ . п. 1-го рода характерны явления гистерезиса (напр., *переохлаждение и перегрев*), когда первоначально стабильная фаза при прохождении точки равновесия фаз сохраняется как метастабильная в нек-ром интервале параметров. В точке равновесия обе фазы могут сосуществовать бесконечно долго, в этом случае имеет место т. н. фазовое расселение.

Примером расселения является соуществование жидкости и её пара (или твёрдого тела и расплава) в условиях заданного полного объема системы. Условие осуществления фаз при расселении — равенство хим. потенциалов этих фаз. Хим. потенциал $\mu(T, P, \dots)$ определяется как удельный (приходящийся на одну частную) термодинамич. потенциал $\mu = \Phi/N$. В однокомпонентной системе две фазы находятся в равновесии на нек-рой кривой в плоскости P, T , определяемой условием $\mu_1(T, P) = \mu_2(T, P)$. Вид кривой $T(P)$ связан с уд. теплотой Φ . п. q и скачком уд. объема Δv (Клапейрона — Клаузиуса уравнение):

$$dT/dP = T\Delta v/q.$$

Макс. число сосуществующих фаз для однокомпонентной системы равно 3 (газ, жидкость, твёрдое тело). Для системы из n независимых компонентов (раствора) макс. число сосуществующих фаз r определяется Гиббса правилом фаз: $r = n + 2$.

Φ . п. 1-го рода широко распространены в природе. К ним относятся испарение и конденсация, плавление и кристаллизация, структурный переход графита в алмаз при высоком давлении, опрокидывание подшоёток антиферромагнетиков во внеш. магн. поле и др. Примерами низкотемпературных Φ . п. 1-го рода могут служить разрушение сверхпроводимости чистых сверхпроводников сильным магн. полем, затвердевание $^4\text{He}_2$ под давлением.

Φ . п. 2-го рода. Точка Φ . п. 2-го рода является особой для термодинамич. величин системы; при прохождении этой точки первоначально устойчивая фаза более не соответствует никакому (даже метастабильному) минимуму свободной энергии и потому не может существовать. Явления перегрева и переохлаждения при Φ . п. 2-го рода отсутствуют. Примерами Φ . п. 2-го рода являются переходы в точке Кюри в ферромагн. или сегнетоэлектрич. фазы, λ -переход $^4\text{He}_2$ в сверхтекучее состояние (см. *Сверхтекучесть*), Φ . п. металлов в сверхпроводящее состояние в нулевом магн. поле. Особым видом Φ . п. 2-го рода являются критические точки системы жидкость — пар или аналогичные им критич. точки растворов. Φ . п. 2-го рода характеризуются аномальным возрастанием величин, характери-

зующих отклик системы на внеш. воздействия, — *обобщённых восприимчивостей*. Так, вблизи точек Кюри ферромагнетиков и сегнетоэлектриков резко возрастает магн. и диэлектрич. восприимчивости; вблизи критич. точки жидкость — пар аналогичный рост испытывает сжимаемость.

Вблизи точек Φ . п. 2-го рода наблюдаются также аномальный рост флуктуаций. Так, флуктуации плотности вблизи критич. точки приводят к усилению рассеяния света (т. н. *опалесценция критическая*), вблизи магнитных фазовых переходов усиливается рассеяние нейтронов на флуктуирующих магн. моментах, *структурные фазовые переходы* 2-го рода в кристаллах сопровождаются аномальным рассеянием рентг. лучей. При флуктуац. явлениях вблизи Φ . п. 2-го рода резко замедляются процессы установления равновесия в системе (см. *Кинетика фазовых переходов*).

Изменение состояния системы при Φ . п. 2-го рода можно описать как изменение её симметрии (напр., переход кристалла из фазы с кубич. симметрией в тетрагональную). Связь между Φ . п. 2-го рода и изменением симметрии системы лежит в основе общей теории Φ . п. (см. *Ландау теория фазовых переходов*). Для количеств. описания изменения симметрии в этой теории вводят понятие *параметра порядка*, в качестве к-рого выбирают величину, линейно преобразующуюся под действием группы симметрии системы (напр., магн. момент в ферромагнетике, волновая ф-ция бозе-конденсата в $^4\text{He}_2$). Термодинамич. среднее параметра порядка равно нулю в одной из фаз (более симметричной) и непрерывно возрастает от нулевого значения в другой. Изменение симметрии при Φ . п. 2-го рода связано с неустойчивостью симметричного состояния и носит назв. *спонтанного нарушения симметрии*. Теория Ландау является теорией *самоогласованного поля*; условием её применимости является малость Гинзбурга числа Gi , что выполняется в чистых сверхпроводниках ($Gi \sim 10^{-14}$), в ряде сегнетоэлектриков и в нек-рых др. системах с эфф. дальнедействием. В этих случаях при Φ . п. 2-го рода наблюдается качок теплосимости, причём большей теплосимостью обладает несимметричная (упорядоченная) фаза. При $Gi > 1$ теория Ландау неприменима; в частности, это относится к Φ . п. в сверхтекучее состояние, когда теплосимостью с аномально растёт при темп-рах T , близких к критич. темп-ре T_c : $C \sim |\ln t|$, $t = (T - T_c)/T_c$.

Сущность отклонения от теории Ландау возникает также в системах с $Gi \ll 1$ в непосредств. окрестности точки перехода ($|t| < Gi$), называемой флуктуационной областью (при $Gi \sim 1$ флуктуационной является вся окрестность Φ . п. 2-го рода). Во флуктуац. области термодинамич. (а также кинетич.) характеристики системы испытывают аномалии, к-рые обычно описываются тепловыми законами с нецелыми показателями (см. *Критические показатели*). Критич. показатели (КП) обладают свойством универсальности, т. е. не зависят от физ. природы вещества и даже от физ. природы Φ . п., а определяются типом спонтанного нарушения симметрии (так, КП сверхтекучего Φ . п. совпадают с КП ферромагн. Φ . п. в магнетике с анизотропией типа «легкая плоскость»). Вычисление этих КП, как и выяснение общих закономерностей Φ . п. 2-го рода вне области применимости теории Ландау, является предметом флуктуационной теории Φ . п. 2-го рода. В этой теории (основанной, как и теория Ландау, на понятии спонтанного нарушения симметрии) аномальное поведение физ. величин вблизи T_c связывается с сильным взаимодействием флуктуаций параметра порядка. Радиус корреляции R_c этих флуктуаций растёт с приближением к точке Φ . п. и обращается в бесконечность при $T = T_c$. Поэтому оказывается невозможным разделить систему на статистически независимые подсистемы, в силу чего флуктуации на всех пространств. масштабах оказываются существенно негаснущими.

Масштабная инвариантность. В точке Φ . п. 2-го рода аномально усиливаются флуктуации не только параметра порядка, но и ряда др. величин (к ним относятся, в частности, плотность энергии, тензор напряжений и нек-рые другие). Все вместе они образуют набор аномально флук-

тирующихся величин A_i . Задача теории — вычисление корреляционных функций величин $A_i(x)$, через к-рые выражаются аномальные вклады в термодинамич. величины. Центральным для флуктуац. теории является представление о масштабной инвариантности (т. н. скейлинге) флуктуаций в точке Ф. п. Масштабная инвариантность означает отсутствие в системе к.-л. характерного пространства, масштаба, превышающего масштаб постоянной решётки; иначе говоря, на всех пространствах масштабах флуктуации ведут себя подобным образом. Это означает, что подобное изменение всех расстояний $|x_1 - x_2|$, больших по сравнению с постоянной решётки и входящих в к.-л. корреляц. функцию $K(x_1, x_2, \dots, x_n) = \langle A_1(x_1)A_2(x_2) \dots A_n(x_n) \rangle$, сводится к изменению единицы длины, причём одновременно изменяются и единицы измерения полей $A_i(x)$. Каждая величина $A_i(x)$ характеризуется своим размерным показателем (индексом) Δ_i в преобразовании подобия: $A_i(\lambda x) \rightarrow \lambda^{-\Delta_i} A_i(x)$.

Это соотношение является матем. выражением гипотезы подобия (масштабной инвариантности) флуктуаций в точке Ф. п. 2-го рода. Подчеркнём, что размерные показатели Δ_i не совпадают с обычными физ. размерностями величин A_i , поскольку в их определение входят размерные микроскопич. параметры, не влияющие на свойства аномальных флуктуаций и не меняющиеся при масштабных преобразованиях.

Масштабная инвариантность позволяет определить вид парных корреляц. ф-ций с точностью до констант:

$$\langle A(x)B(x') \rangle = Z_{AB} |x - x'|^{-\Delta_A - \Delta_B}.$$

В окрестности Ф. п. 2-го рода флуктуация характеризуется единств. размерным параметром — радиусом корреляции R_c . Все термодинамич. величины, характеризующие Ф. п. 2-го рода (точнее, их аномальные части), оказываются степенными функциями R_c . Из соотношений подобия можно найти общий вид корреляц. ф-ций вблизи T_c :

$$\langle A(x)B(x') \rangle = |x - x'|^{-\Delta_A - \Delta_B} g(|x - x'|/R_c).$$

Фурье-компоненты этих ф-ций определяют структурные факторы аномального рассеяния вблизи T_c (напр., рассеяния света вблизи критич. точки или рассеяния нейтронов в ферромагнетиках):

$$S(q) \sim q^{-2} f(qR_c). \quad (*)$$

Здесь q — волновой вектор рассеяния, $f(x)$ — безразмерная ф-ция с асимптотиками $f(x \rightarrow \infty) \sim \text{const}$, $f(x \rightarrow 0) \sim x^{2-\eta}$, η — критич. показатель. Соотношение (*) даёт возможность единым образом представить эксперим. данные, относящиеся к разл. интервалам q и R_c . Экспериментально соотношение (*) хорошо выполняется в самых разл. Ф. п. 2-го рода, что подтверждает гипотезу масштабной инвариантности.

Количеств. вычисления КП и обоснование картины скейлинга связаны с применением методов ренормализационной группы в эpsilon-разложении. Метод ренормгруппы состоит в последовательном усреднении по всевозможным флуктуациям с пространства масштабами, меньшими нек-рого l , при фиксир. крупномасштабных конфигурациях. Изменяя затем единицы измерения длины (и соответствующим образом единицы флуктуирующих полей), возвращаемся к системе с теми же линейными размерами, но несколько изменённым функционалом свободной энергии. Такое преобразование наз. преобразованием ренормгруппы и к. Условие неизменности функционала свободной энергии при последовательном проведении ренормгруппы и увеличения масштаба l до бесконечности определяет точку Ф. п. 2-го рода. Именно существование такой неподвижной точки в пространстве возможных функционалов, отвечающих Ф. п. 2-го рода с заданным типом нарушения симметрии, подтверждает гипотезу масштабной инвариантности. КП вычисляются с помощью линеаризации ур-ний ренормгруппы вблизи неподвижной точки. Вычисление КП для Ф. п. 2-го рода в трёхмерных системах проводится обычно с помощью формального рассмотрения систем размерности $4-\epsilon$, где $\epsilon \ll 1$ (т. н. эpsilon-разложение)

с последующим продолжением до $\epsilon=1$. Найденные таким способом КП находятся в хорошем согласии с эксперим. данными. Для Ф. п. 2-го рода в двумерных системах часто удаётся найти точные значения КП (см. Двумерные решёточные модели).

Необычные Ф. п. В ряде двумерных систем Ф. п. 2-го рода не связан с появлением макроскопич. параметра порядка, но приводит к качеств. изменению свойств системы. Это относится, в частности, к переходам в сверхтекучее и сверхпроводящее состояния в тонких плёнках, где появляется ненулевая сверхтекучая плотность в отсутствие бозе-конденсата. Отсутствие макроскопич. параметра порядка связано в этих случаях с аномально сильными флуктуациями в упорядоченной фазе (см. также ст. Топологической фазовой переход).

Особый класс Ф. п. 2-го рода представляют собой Ф. п. в неупорядоченных системах (напр., в стальных стёклах). С точки зрения макроскопич. симметрии фаза спинового стекла нелична от соответств. высокотемпературной (парамагн.) фазы. Физ. отличия этих фаз связано с появлением в фазе спинового стекла неубывающих во времени автокорреляц. ф-ций локализованных магн. моментов S_i ($\lim_{t \rightarrow \infty} \langle S_i(t)S_i(t) \rangle \neq 0$) при нулевом полном моменте системы. Для Ф. п. в состоянии спинового стекла характерно отсутствие наблюдаемых аномалий теплоёмкости и резкий рост времени магн. релаксации. Последовательное теоретич. описание таких Ф. п. отсутствует.

Различие между Ф. п. 1-го рода и 2-го рода является несколько условным, т. к. нередко наблюдаются Ф. п. 1-го рода с малой теплотой перехода и сильными флуктуациями, характерными для Ф. п. 2-го рода. К ним относятся большинство Ф. п. между разл. мезофазами жидких кристаллов, нек-рые структурные Ф. п., а также многие Ф. п. в антиферромагн. состоянии со сложной магн. структурой. В последнем случае, как и в нек-рых других, существование Ф. п. 1-го рода связано с сильным взаимодействием флуктуаций; по теории Ландау эти переходы должны быть Ф. п. 2-го рода. Существуют также примеры противоположного типа: по теории Ландау все фазовые переходы плавления должны быть Ф. п. 1-го рода, однако в ряде двумерных систем с сильно развитыми флуктуациями эти переходы оказываются Ф. п. 2-го рода.

В ряде случаев движение вдоль кривой Ф. п. 1-го рода при изменении внеш. параметров приводит к уменьшению теплоты перехода и скачку уд. объёма вплоть до полного их исчезновения, после чего Ф. п. между теми же фазами происходит как Ф. п. 2-го рода. Соответствующая точка на кривой перехода наз. *трикритической точкой*, она характеризуется резкой аномалией теплоёмкости в упорядоченной фазе: $C \sim (T_c - T)^{-1/2}$. Вблизи трикритич. точки флуктуации столь же сильны, как вблизи любой точки Ф. п. 2-го рода, однако их взаимодействие между собой аномально слабее. Это позволяет применять для описания трикритич. точки теорию самосогласованного поля (см. также ст. Полукритическая точка).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, вып. с англ., М., 1980. М. В. Фейсман.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОРЯДОК — БЕСПОРЯДОК, см. Структурные фазовые переходы.

ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ (волновой синхронизм) при нелинейном взаимодействии волн — условие наиб. эффективного энергообмена между собственной и вынуждающей волнами среды, имеющими одинаковые частоты. Напр., в нелинейной оптике вынуждающей волной может быть волна нелинейной поляризации. Условие Ф. с. выражается равенством волнового вектора k собств. волны среды волновому вектору k_0 вынуждающей волны ($k=k_0$). Разность волновых векторов $\Delta k = k - k_0$ наз. фазовой (волновой) расстройкой. Нелинейные взаимодействия волн, происходящие при наличии Ф. с. ($\Delta k=0$), принято называть синхронными (см. Синхронизм).

При синхронных взаимодействиях реализуются накапливающиеся нелинейные взаимодействия, в результате к-рых энергия одной интенсивной волны может быть полностью преобразована в энергию первоначально слабых волн др. частот (см. *Нелинейная оптика*).

В случае трёхволновых взаимодействий, напр. при генерации суммарной (разностной) частоты $\omega = \omega_1 \pm \omega_2$, волновой вектор вынуждающей волны $k_s = k_1 \pm k_2$, где k_j — волновой вектор волны с частотой ω_j ($j=1, 2$). Если волновые векторы k_1, k_2 и k_s имеют одно направление, реализуется коллинеарный Ф. с. При несовпадении направлений волновых векторов условие Ф. с. наз. неколлинеарным.

В реальных диспергирующих средах условие Ф. с. может быть выполнено в изотропных средах только в области аномальной дисперсии, а в анизотропных средах — и в области нормальной дисперсии. Рассмотрим в качестве примера генерацию второй гармоники $\omega_2 = 2\omega_1$. Учитывая, что $k_j(\omega_j) = \omega_j/v(\omega_j) = \omega_j n(\omega_j)/c$, — фазовая скорость, условие Ф. с. можно представить в виде следующих соотношений:

$$v(\omega_2) \geq v(\omega_1) \text{ или } n(\omega_2) \leq n(\omega_1). \quad (*)$$

В области нормальной дисперсии величина показателя преломления увеличивается с ростом частоты, т. е. для изотропных сред условие (*) не выполняется, но оно выполняется в области аномальной дисперсии. В анизотропных средах условие (*) может быть выполнено и в области нормальной дисперсии в случае взаимодействия волн разл. поляризации. Хотя при этом всегда $n_o(\omega_1) < n_o(\omega_2)$ и $n_e(\omega_1) < n_e(\omega_2)$ (индексы o и e относятся соответственно к обыкновенной и необыкновенной волнам), однако при не слишком малых параметрах анизотропии возможно $n_o(\omega_1) > n_o(\omega_2)$ (отрицат. кристаллы) или $n_e(\omega_1) > n_e(\omega_2)$ (положит. кристаллы). В отрицат. индуссионном кристалле КДР условие Ф. с. при генерации второй гармоники выполняется при взаимодействии вида $k_s(\omega_1) + k_o(\omega_1) = k_o(\omega_2)$ или $k_o(\omega_1) + k_s(\omega_1) = k_s(\omega_2)$. Подобные соотношения можно записать для др. типов трёхчастотных взаимодействий.

В случае четырёхволновых взаимодействий возможность выполнения условия Ф. с. более разнообразна по сравнению с трёхволновыми взаимодействиями. В общем случае это условие имеет вид $k_s = \pm k_1 \pm k_2 \pm k_3$ при генерации частоты $\omega_s = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. В случае вырожденного четырёхчастотного взаимодействия $\omega_s = 2\omega_1 \pm \omega_2$ условие Ф. с. принимает вид $k(\omega_2) = 2k(\omega_1) \pm k(\omega_2)$. Синхронные четырёхволновые взаимодействия в анизотропных средах могут быть реализованы в области нормальной дисперсии для волн разл. поляризации.

В нелинейных средах с периодич. модуляцией линейной или нелинейной восприимчивости могут быть реализованы т. н. квазисинхронные взаимодействия, в них фазовая расстройка Δk компенсируется за счёт модуляции вектора обратной решётки. Это расширяет класс нелинейных кристаллов, к-рые можно использовать для реализации эфф. нелинейных взаимодействий волн.

Лит. см. при статьях *Синхронизм*, *Нелинейная оптика*, *А. С. Чиркин*.

ФАЗОН — составная квазичастица, образующая электронно локализованным вблизи гетерофазной флуктуации (частный случай *флукутона*). При *фазовых переходах* 1-го рода зародыш фазы β , возникающий в равновесной фазе при данной темп-ре фазы α , увеличивает термодинамич. потенциал системы. Если электрон притягивается к такой флуктуации и локализуется вблизи неё, то понижение энергии электрона может компенсировать увеличение термодинамич. потенциала и стабилизировать флуктуацию. В большинстве случаев радиус Φ оказывается много больше постоянной решётки, т. е. Φ является макроскопич. квазичастицей. Если при данных условиях радиус Φ превышает критич. радиус зародыш фазы β , имеет место фазовый переход $\alpha \rightarrow \beta$. Температурная область существования Φ вблизи точки фазового перехода тем шире, чем меньше темп-ра перехода.

Возникновение Φ приводит к изменению электронных свойств кристалла в области фазового перехода. В окрестности точки фазового перехода в кристалле возникают новые локализованные электронные состояния — энергетич. уровни Φ . В запрещённой зоне фазы α Эти уровни могут приводить к аномалиям в электронпроводности и фотопроводимости. Они существенно влияют на кинетику процессов рекомбинации и захвата неравновесных электронов в области фазового перехода. В др. случаях Φ можно рассматривать как невзаимодействующий газ подвижных квазичастиц, дающий вклад в явления непереноса.

Учёт возможности образования Φ объясняет влияние электронов (в т. ч. неравновесных) на фазовый переход 1-го рода. Возникновение Φ значительно облегчается при увеличении числа локализуемых на нём электронов. Увеличение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости фазы α способствует образованию зародышей критич. размера, т. е. приводит к сдвигу темп-ры фазового перехода $\alpha \rightarrow \beta$.

Лит.: Кривогазов М. А., Флуктуонные состояния электронов, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 617; Фридкин В. М., Фотоэлектроника, М., 1979. *Э. М. Эттингер*.

ФАЗОПЕРЕМЕННАЯ ФОКУСИРОВКА, см. в ст. *Фокусировка частиц в ускорителе*.

ФАЗОТРОН — резонансный циклич. ускоритель тяжёлых частиц (протонов, ионов), работающий при постоянном во времени азимутально однородном (или почти однородном) магн. поле и периодически изменяющемся по частоте высокочастотном ускоряющем напряжении.

Φ . применяют для ускорения частиц до энергий порядка 0,6—1 ГэВ. При более высоких энергиях их применение оказывается экономически неоправданным (см. ниже); с 80-х гг. Φ . начали уступать место *изохронным циклотронам*.

Схема устройства Φ изображена на рис. 1 к ст. *Циклотрон* (α — вертикальный разрез Φ ; β — горизонтальный). Ускоряемые частицы движутся в отклоняемой до высокого вакуума камере, расположенной в вертикальном магн. поле, к-рое создается между полюсами 2 электромагнита с помощью катушек 3, питаемых пост. током. В камере расположены высоковольтные полевые электроды (дуанты), между к-рыми создается ВЧ электрич. поле. Частицы ускоряются этим полем, переходя из дуанта в дуант. Электрич. поле между дуантами должно иметь в этот момент нужное направление и достаточную величину. Ускоряющая система Φ может иметь не два, а один дуант, роль второго дуанта в этом случае играет вакуумная камера. Движение частиц в азимутально однородном поле описывается ур-ниями

$$\omega = ZeBc/\delta, \quad (1)$$

$$pc = ZeBr. \quad (2)$$

Ф-лы (1) и (2) приведены в физ. системах единиц; ω — частота обращения частиц в вакуумной камере Φ , Ze — заряд ускоряемых частиц, B — индукция магн. поля, c — скорость света, p — импульс частиц, δ — их полная (включая энергию покоя) энергия, r — радиус кривизны траектории.

При движении без ускорения частицы описываются в камере круговые траектории, радиус к-рых определяется из (2). При движении с ускорением радиус окружности с увеличением импульса частиц растёт, так что траектории приобретают вид раскручивающихся спиралей. Частота обращения частиц с увеличением δ падает, соответственно должна уменьшаться частота ускоряющего напряжения. (Вторая причина уменьшения частоты заключается в том, что устойчивое вертикальное движение частиц при ускорении возможно только в магн. поле, индукция к-рого уменьшается с радиусом.) Рабочий режим Φ носит поэтому циклич. характер: частота ускоряющего напряжения на рабочей части цикла падает в соответствии с энергией частиц, а затем возвращается к своему нач. значению. После этого начинается следующий цикл ускорения.

Практический предел на энергию, достижимую при помощи Φ , накладывает вес магн. системы и энергопотребление ускорителя. Для ускорения частиц до самых больших энергий применяют ускорители, в к-рых магн. поле создается не по всей площади круга, а на узкой кольцевой дорожке, в пределах к-рой происходит движение ускоренных частиц. Как ясно из (2), при растущем импульсе частиц и пост. радиусе траектории в течение ускорит. цикла должна изменяться индукция магн. поля. Такие ускорители называют синхротронами или синхротронами протонов.

Как уже говорилось, Φ уступают место изохронным циклотронам, в к-рых частота ускоряющего поля постоянна, а с энергией частиц (с радиусом) возрастает усредненное по азимуту значение магн. индукции. При таком законе изменения B возникает неустойчивость вертикального движения, с к-рой удается справиться ценой отказа от азимутальной симметрии магн. поля.

Введен в качестве примера параметр Φ , введенного в действие в 1984 в Объединенном ин-те ядерных исследований в Дубне (рис.). Протоны ускоряются до энергии

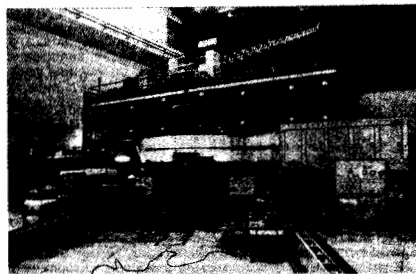


Рис. Внешний вид протонного фазотрона Объединенного института ядерных исследований.

600 МэВ; вес магнита 7000 т, диаметр магн. полюсов 6 м. Потребляемая мощность: 700 кВт для питания магнита, 200 кВт для питания высокочастотной системы. Частота циклов ускорения 250 Гц; усредненный по времени ток внутреннего пучка ~ 6 мкА, ток выведенного пучка $\sim 3,5$ мкА. Во время реконструкции Φ в структуру магн. поля были введены спиральвидные неоднородности, к-рые позволяют уменьшить диапазон изменения частоты ускоряющего напряжения.

Лит. см. при ст. Ускорители заряженных частиц.

Л. Л. Гольдин.

ФАЗОЧАСТНОСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (ФЧХ) — характеристика линейной электрич. цепи, выражающая зависимость сдвига по фазе между гармоник. колебаниями на выходе и входе этой цепи от частоты гармоник, колебаний на ее входе. ФЧХ используется в осн. для оценки фазовых искажений формы сложного сигнала (напр., видеосигнала), вызываемых нелинейной задержкой во времени его отд. гармонич. составляющих при их прохождении по электрич. цепи, в радиотехн. системах, основанных на фазовых методах обработки сигналов, в системах многоканальной связи, в измерит. устройствах и др. Для подводящего большего значения электрич. цепей ФЧХ однозначно связана с амплитудно-частотной характеристикой.

ФАЗЫ РАССЕЯНИЯ — вещественные параметры, характеризующие упругое рассеяние частиц. См. *Рассеяние микро-частиц*.

ФАКЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД — особый вид однопольного высокочастотного разряда; возникает при повышении тока и частоты ($\geq 10^6$ Гц) в коронном разряде или при удалении,

напр., одного из электродов высокочастотной дуги. При давлениях, близких к атмосферному или более высоких, Φ р. имеет форму пламени свеч. С понижением давления Φ р. постепенно утрачивает свою первонач. форму, превращаясь в разряд с равномерным диффузным свечением. Как и коронный разряд, Φ р. паиб. легко возникает на электродах с большой кривизной — на остриях, тонких проволоках и т. п.

Лит. см. при статьях *Коронный разряд*, *Электрические разряды в газах*.

Л. А. Сена.

ФАКТОР МАГНИТНОГО РАССЧЕПЛЕНИЯ — то же, что *Ланде множитель*.

ФАРАД (Ф, F) — единица электрич. ёмкости СИ. Названа в честь М. Фарадея (M. Faraday). 1 Ф равен электрич. ёмкости конденсатора, между обкладками к-рого при заряде на них 1 Кл возникает разность потенциалов 1 В. 1 Ф = $8,99 \cdot 10^{11}$ см = 10^{-9} единиц СГСМ (сантиметр — единица ёмкости симметричной СГС системы единиц и системы СГСЗ). Чаще применяют долгие единицы: микрофарад (10^{-6} Ф) и нанофарад (10^{-12} Ф).

ФАРАД НА МЕТР (Ф/м, F/m) — единица СИ абс. диэлектрич. проницаемости и восприимчивости; 1 Ф/м равен абс. диэлектрич. проницаемости среды, в к-рой при напряженности электрич. поля 1 В/м возникает электрич. смещение 1 Кл/м². Абс. диэлектрич. проницаемость вакуума (электрич. постоянная) $\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 = 8,854187817 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

ФАРАДЕЯ ПОСТОЯННАЯ (Фарадея число), F , — фундаментальная физическая константа, равная произведению Авогадро постоянной N_A на элементарный электрич. заряд e (заряд электрона):

$$F = N_A \cdot e = 96485,309(29) \text{ Кл} \cdot \text{моль}^{-1};$$

Φ . п. применяется в электрохим. расчётах. Названа в честь М. Фарадея (M. Faraday), открывшего осн. законы электролиза. Значение F определялось на основе измерений эл.-хим. эквивалента серебра.

ФАРАДЕЯ ЭФФЕКТ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся во *вращении плоскости поляризации* линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль пост. магн. поля, в к-ром находится это вещество. Открыт М. Фарадем (M. Faraday) в 1845 и явился первым доказательством прямой связи оптич. и эл.-магн. явлений.

Феноменологич. объяснение Φ . э. заключается в том, что в общем случае намагниченное вещество нельзя охарактеризовать одним показателем преломления n . Под действием магн. поля показатели преломления n_+ и n_- для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными. Вследствие этого при прохождении через среду вдоль магн. поля право- и левополяризованные составляющие линейно поляризованного излучения распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретает разность хода, линейно зависящую от *оптической длины пути*. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматич. света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь l , поворачивается на угол $\theta = \pi(n_+ - n_-)l/\lambda$. В области не очень сильных магн. полей разность $(n_+ - n_-)$ линейно зависит от напряженности магн. поля и в общем виде угол фарадеевского вращения описывается соотношением $\theta = VNI$, где константа V зависит от свойств вещества, длины волны излучения и темп-ры и наз. *Верде постоянной*.

Φ . э. по своей природе тесно связан с *Земанов эффектом*, обусловленным расщеплением уровней энергии атомов и молекул магн. полем. При продольном относительно магн. поля наблюдении спектральные компоненты земановского расщепления оказываются циркулярно поляризованными. Соответствующую циркулярную анизотропию обнаруживает и спектральный ход показателя преломления в области земановских переходов. Т. о., в наиб. простом виде Φ . э. является следствием земановского расщепления кривых дисперсии показателя преломления для двух циркулярных поляризаций.

В Ф. э. ярко проявляются свойства специфич. характер вектора направления магн. поля H (H — осевой вектор, «псевдодектор»). Знак угла поворота плоскости поляризации при Ф. э. в отличие от естественной оптической активности не зависит от направления распространения света (по полю или против поля). Поэтому многократное прохождение света через среду, помещённую в магн. поле, приводит к возрастанию угла поворота плоскости поляризации в соответствующее число раз. Эта особенность Ф. э. нашла применение при конструировании независимых оптич. и радиокровноволновых устройств (см. *Независимые элементы*). Ф. э. широко используется в науч. исследованиях.

Лит. см. при ст. *Магнитооптика*.

В. С. Запасский.

ФЕДОРОВСКИЕ ГРУППЫ — то же, что пространственные группы симметрии (см. *Симметрия кристаллов*).

ФЕЙГЕНБАУМА УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ — явление универсальности, связанное с бесконечными последовательностями бифуркаций удвоения периода устойчивых периодич. траекторий. Это явление было обнаружено и исследовано М. Фейгенбаумом (M. Feigenbaum) в 1978 [1—3]. Бифуркация удвоения периода происходит в том случае, когда для периодич. траектории u , зависящей от параметра μ , собственное значение $\lambda(\mu)$ оператора монотонности, задающего сдвиг вдоль u на период, проходит через значение $\lambda(\mu_1) = -1$. При прохождении параметра через бифуркац. значение μ , от u ответвляется новое периодич. решение γ_1 , к-рое при $\mu = \mu_1$ совпадает с дважды пройденным u . При дальнейшем изменении μ собств. значение $\lambda_1(\mu)$ может также пройти через -1 при нек-ром μ_2 : $\lambda_1(\mu_2) = -1$, после чего от γ_1 ответвляется периодич. траектория α с периодом вдвое большим, чем период γ_1 , и т. д. Оказывается, что в типичных ситуациях происходят бесконечные последовательности бифуркаций удвоения, причём бифуркац. значения μ_i накапливаются к предельному значению $\mu_\infty = \lim_{i \rightarrow \infty} \mu_i$.

Замечательным является универсальный характер схожести $\mu_i \rightarrow \mu_\infty$, а именно $\mu_\infty - \mu_i \sim \text{const } \delta^i$, где $\delta = 4,6692\dots$ — универсальная константа Фейгенбаума. При $\mu_i \rightarrow \mu_\infty$ бифуркац. траектории становятся всё более сложными и сходятся к нек-рому *фракталу*, структура к-рого также является универсальной. Обычно значение μ_∞ связывают с началом возникновения хаоса в системе, а Ф. у. рассматривают как один из очень общих механизмов стохастизации [4]. Ф. у. обнаружена численно во многих физ. задачах. Отметим среди них систему Лоренца, галёркинские аппроксимации ур-ний Навье — Стокса, магн. гидродинамику, нелинейные колебания в электрич. цепях и др.

Ф. у. удобно изучать для семейств одномерных отображений. Типичным примером служит $f_\mu(x) = 1 - \mu x^2$, $x \in [-1; 1]$, $\mu \in [0, 2]$. При $\mu_1 = 0,75$ происходит первая бифуркация удвоения: из неподвижной точки $x_0 = 2/3$ рождается пара точек, образующих цикл периода 2. Следующие бифуркац. значения $\mu_2 = 1,25$, $\mu_3 = 1,3681$ и т. д. Последовательность $\mu_i \rightarrow \mu_\infty \approx 1,40155\dots$ а отношение $(\mu_i - \mu_{i-1}) / (\mu_{i+1} - \mu_i) \rightarrow \delta = 4,6692\dots$. Отображение f_{μ_∞} имеет циклы периода 2^i для любого n .

Определим последовательность ф-ций

$$f_n(x) = \frac{1}{\tau_n} f_{\mu_n}^{(2^n)}(\tau_n x) = \frac{1}{\tau_n} f_{\mu_n}(f_{\mu_n}(\dots f_{\mu_n}(\tau_n x)\dots)),$$

где $\tau_n = f_{\mu_n}^{(2^n)}(0)$. Оказывается, что f_n сходится к универсальной ф-ции $g(x)$, к-рая является решением ур-ния удвоения:

$$g(x) = -\alpha g(g(-\alpha^{-1}x)), \quad g(0) = 1, \quad g'(0) = 0, \quad \alpha = -\frac{1}{g(1)}. \quad (1)$$

Ф-ция $g(x)$ является чётной аналитич. ф-цией:

$$g(x) = 1 - 1,52763\dots x^2 + 0,104815\dots x^4 - \dots,$$

$\alpha = 2,50290\dots$ Константа α характеризует изменение масштаба в системе за 2^n шагов: $\tau_n \sim \text{const } \alpha^n$. Объяснение универсальности, предложенное Фейгенбаумом, носит ре-

нормированного характера. Если правую часть ур-ния (1) рассматривать как определение преобразования удвоения: то ф-ция $g(x)$ является неподвижной точкой этого преобразования, а весь спектр линейризованного преобразования в точке g лежит внутри единичного круга, за исключением одного собственного значения, равного константе Фейгенбаума δ .

Определим структуру фрактального аттрактора, отвечающего f_{μ_n} и g (аттрактор Фейгенбаума). Определим систему непересекающихся интервалов $\Delta_i^{(n)}$, $0 \leq i < 2^n$ ранга n : $\Delta_i^{(n)} = [-\alpha^{-i}, \alpha^{-i}]$, $\Delta_i^{(n)} = g(\Delta_{i-1}^{(n)})$, $1 \leq i < 2^n$ и их объединение $F_n = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} \Delta_i^{(n)}$. Множество F_n содержит F_{n+1} ,

а каждый интервал $\Delta_i^{(n)}$ содержит два интервала ранга $(n+1)$: $\Delta_{2i}^{(n+1)}$ и $\Delta_{2i+1}^{(n+1)}$. При этом при переходе к $(n+1)$ центр части интервала вырабатывается. В пределе $n \rightarrow \infty$ возникает фрактал $F = \bigcap_{n=1}^{\infty} F_n$, имеющий структуру канторовского множества, к-рый служит аттрактором для отображения g . Отрезки $\Delta_i^{(n)}$ имеют переуравненную длину. Их длину удобно описывать с помощью термодинамич. формализма [5]. Пусть $i = 1 + \varepsilon_1 2^1 + \varepsilon_2 2^2 + \dots + \varepsilon_{n-1} 2^{n-1}$, где $\varepsilon_k = 0, 1$. Существует ф-ция U , определённая на бесконечных последовательностях нулей и единиц, такая, что

$$|\Delta_i^{(n)}| \sim \text{const } \exp \left\{ \sum_{k=1}^n U(\varepsilon_k, \varepsilon_{k-1}, \dots, \varepsilon_2, 1, 0, \dots) \right\}. \quad (2)$$

При этом ф-ция U с экспоненц. скоростью аппроксимируется ф-циями от конечного числа переменных. Из (2) следует, что для любого β существует

$$p(\beta) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \ln \left(\sum_{i=0}^{2^n-1} |\Delta_i^{(n)}|^\beta \right).$$

Универсальная ф-ция $p(\beta)$ является выпуклой и монотонно убывающей. Фрактальная размерность аттрактора F определяется из ур-ния $p(\beta_0) = 0$. Численный счёт даёт значение $\beta_0 \approx 0,54$.

В реальных физ. экспериментах измеряют обычно спектральные пики, отвечающие определ. гармоникам. Введём автокоррел. ф-цию:

$$c_n = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N x_{i+n} x_i,$$

где $x_i = g^{(i)}(x_0) \equiv g(g(\dots g(x_0)\dots))$, и её преобразование Фурье:

$$c_n = \int_0^1 e^{2\pi i n \omega} C(\omega) d\omega, \quad C(\omega) = C_0 \delta(\omega) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{r=0}^{2^n-1-1} C_r^{(n)} \left(\omega - \frac{2r+1}{2^n} \right),$$

$$j^2 = -1.$$

При $n \rightarrow \infty$ отношения

$$\left(A_n = \sum_{r=0}^{2^n-1-1} C_r^{(n)} \right) / \left(A_{n+1} = \sum_{r=0}^{2^{n+1}-1} C_r^{(n+1)} \right) \rightarrow \chi = 2 \exp(-p(2) \ln 2) \approx 10,48 \quad ([6]).$$

Если в системе присутствует малый случайный шум, т. е. рассматривается динамика $x_{k+1} = f_\mu(x_k) + \varepsilon \xi_k$, где ξ_k — независимые случайные величины со средним нуль, то удаётся наблюдать лишь конечное число $n(\varepsilon)$ бифуркаций удвоения периода. Асимптотика $n(\varepsilon)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ также является универсальной:

$$\frac{n(\varepsilon)}{\ln(\varepsilon^{-1})} \rightarrow \nu = \frac{2}{p(-2) \ln 2} \approx 0,529 \quad ([5], [7]).$$

Лит.: Feigenbaum M. J., Quantitative universality for a class of nonlinear transformations, «J. Stat. Phys.», 1978, v. 19, № 1, p. 25; 2) Feigenbaum M. J., The universal metric properties of nonlinear

transformations, «J. Stat. Phys.», 1979, v. 21, № 6, p. 669; 3) Фейнбаум М., Универсальность в поведении нелинейных систем, пер. с англ., «УФН», 1983, т. 141, а. 2, с. 343; 4) Eckmann J.-P., Road to turbulence in dissipative dynamical systems, «Rev. of Mod. Phys.», 1981, v. 53, p. 643; 5) Вул Е. Б., Синай Я. Г., Ханин К. М., Универсальность Фейнбаума и термодинамический формализм, «Успехи матем. наук», 1984, т. 39, в. 3, с. 3; 6) Nauenberg M., Rudnick J., Universality and the power spectrum at the onset of chaos, «Phys. Rev. B», 1981, v. 24, № 1, p. 493; 7) Crutchfield J., Nauenberg M., Rudnick J., Scaling for external noise at the onset of chaos, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 46, № 14, p. 933.

К. М. Хашин

ФЕЙНМАНА ДИАГРАММЫ — наглядный и эфф. способ описания взаимодействия в *квантовой теории поля* (КТП). Метод предложен Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1949 для построения амплитуд рассеяния и взаимного превращения элементарных частиц (см. *Амплитуда рассеяния*, *Амплитуда процесса*) в рамках теории возмущений (см. *Возмущенная теория*), когда из полного (эффективного) лагранжиана \mathcal{L} систем полей выделяется невозмущенная часть (свободный лагранжиан) \mathcal{L}_0 , квадратичная по полям, а оставшаяся часть (лагранжиан взаимодействия) \mathcal{L}_I трактуется как возмущение.

Составными элементами \mathcal{F}_I являются *вершины*, *внутренние* и *внешние* линии. Каждая из линий подсоединяется к каким-нибудь вершинам: внутренняя к двум, а внешняя к одной. Набор вершин определяется структурой \mathcal{L}_I , а внешних и внутренних линий — структурой \mathcal{L}_0 . Каждому полюму по полям в \mathcal{L}_0 соответствует определ. тип вершин, а каждому виду поля в \mathcal{L}_0 — определ. тип линий. Если поле нейтральное (соответствующая частица совпадает со своей античастицей, см. *Истинно нейтральные частицы*), то линия считается ненаправленной, в противном случае линия направленная и на диаграмме снабжается стрелкой.

Существовать т. н. правила Фейнмана (ПФ, см. ниже), к-рые сопоставляют каждому элементу \mathcal{F}_I определ. мат. объект (величины и операции), так что по \mathcal{F}_I д. можно однозначно построить аналитическое выражение, дающее вклад в амплитуду рассеяния квантовых полей. Вместе с тем \mathcal{F}_I д. позволяет такому вкладу дать наглядную классич. интерпретацию в виде ряда последовательных локальных превращений частиц. Каждому отд. превращению соответствует вершина, внутр. линиям — распространение промежуточной частицы от одного акта превращения до другого (*пропагатор* частицы), внеш. линиям — волновые ф-ции начальных и конечных частиц, участвующих в процессе.

В качестве примера рассмотрим \mathcal{F}_I д. в *квантовой электродинамике* (КЭД), к-рая описывает взаимодействие электронов, позитронов и фотонов между собой. В КЭД имеются всего один тип вершин (рис. 1) и два типа линий (рис. 2). Ненаправленная волнистая линия относится к фотону, а направленная прямая — к электрону и позитрону.

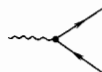


Рис. 1.



Рис. 2.

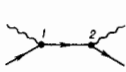


Рис. 3.

В последнем случае распространению осн. частицы (электрона) соответствует движение вдоль линии по направлению стрелки, а распространению античастицы (позитрона) — движение против стрелки.

Каждая \mathcal{F}_I д. имеет неск. интерпретаций в зависимости от направления движения вдоль линий этой диаграммы. Так, для \mathcal{F}_I д., изображенной на рис. 3, допустимы следующие варианты. Первый — движение по линиям слева направо — рассеяние фотона на электроне (*Комптона эффект*), при этом образуется промежуточный электрон, к-рый распространяется от вершины 1 к вершине 2. Здесь он излучает конечный фотон и превращается в конечный электрон. Результатом процесса является перераспределение 4-импульса (энергии и импульса) между электроном и фото-

ном. Второй вариант — движение по линиям справа налево — рассеяние фотона на позитроне. Третий вариант — движение снизу вверх — *аннигиляция* электрона и позитрона с превращением их в два фотона. Четвертый вариант — движение сверху вниз — рождение электрон-позитронной пары при столкновении двух фотонов.

Согласно ПФ, в каждой вершине взаимопревращение частиц происходит с интенсивностью, пропорц. нек-рой константе связи (*константе взаимодействия*), и с соблюдением закона сохранения 4-импульса. Вместе с тем релятивистское соотношение между энергией и импульсом (т. н. массовая поверхность) $\delta = \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$ (δ — энергия, P — обычный трехмерный импульс, m — масса) выполняется только для начальных и конечных частиц, описываемых внеш. линиями (реальные частицы). Это соотношение нарушается для промежуточных частиц, описываемых внутр. линиями, в связи с чем они наз. *виртуальными частицами*. Для них δ и P могут независимо принимать значения от $-\infty$ до $+\infty$.

Поле может быть как однокомпонентным, так и многокомпонентным. В КЭД и фотонное (векторное эл.-магн.) поле, и электрон-позитронное (спинорное эл.-магн.) поле имеют по четыре компонента. Каждая линия в \mathcal{F}_I д. описывает сразу всю совокупность компонент соответствующего поля. В суперсимметричных моделях (см. *Суперсимметрия*) линия в \mathcal{F}_I д. описывает распространение целого мультиплета элементарных частиц, к-рые соответствуют разным компонентам одного суперполя.

Тип физ. процесса определяется только теми частицами, к-рые имеются на входе и выходе этого процесса. Поэтому все \mathcal{F}_I д. с одним и тем же набором внеш. линий вне зависимости от своей внутр. структуры соответствуют одному и тому же физ. процессу. Каждая из таких диаграмм вносит аддитивный вклад в амплитуду процесса. Так, помимо диаграмм, изображенной на рис. 3, эффекту Комптона соответствуют, напр., диаграммы, ириведенные на рис. 4.

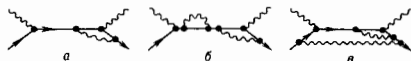


Рис. 4.

Отличит. чертой этих диаграмм является наличие в них замкнутых циклов (петель), состоящих из внутр. линий. Диаграммы типа рис. 4, а наз. *однопетельными*, а типа рис. 4, б и рис. 4, в — *двухпетельными*. Беспетельные диаграммы типа рис. 3 наз. *древесными*. Из всех диаграмм, соответствующих данному физ. процессу, *древесные* диаграммы имеют наименьшее число вершин. Поэтому в теории возмущений, в к-рой роль малого параметра играет константа связи, *древесные* диаграммы вносят осн. вклад, а диаграммы с петлями описывают *радиационные поправки*.

Помимо разложения всех величин в ряд теории возмущений по константе связи используется разложение в ряд по константе Планка \hbar . Оказывается, что вклад \mathcal{F}_I д. пропорционален \hbar в степени l , где l — число петель в данной диаграмме. Поэтому в классич. пределе ($\hbar \rightarrow 0$) вклад дают только *древесные* диаграммы.

Кроме амплитуды рассеяния \mathcal{F}_I д. используются для описания *Грина функций* (в КТП). В обоих случаях структуры диаграмм очень схожи, что отражает тесную связь между *функциями Грина* и амплитудами рассеяния. Существенным отличием является лишь то, что для *ф-ции Грина* внеш. линиям соответствует распространение виртуальных частиц (вне массовой поверхности).

Согласно ПФ, каждой петле в \mathcal{F}_I д. отвечает интегрирование по 4-импульсу, к-рый может циркулировать в данной петле, не нарушая законов сохранения в вершинах. Нек-рые из этих интегралов расходятся за счет бесконечного объема интегрирования (*ультрафиолетовые расходив-*

мости). Существует последовательный метод, называемый процедурой регуляризации и перенормировки, к-рый позволяет избавиться от этих расходимостей. В этом методе формулируются правила, по к-рым искам-ым внутр. блокам (обобщённым вершинам, см. ниже) в Ф. д. ставятся в соответствие опред. матем. операции. С их помощью удаётся скомпенсировать УФ-расходимости (см. *Регуляризация расходимостей, Перенормировки*).

В выделении обобщённых вершин, используемых в процедуре перенормировки, существенную роль играет следующая классификация Ф. д. Диаграмма наз. связанной, если из любой её вершины можно попасть в любую другую, перемещаясь по внутр. линиям. В противном случае диаграмма наз. несвязной. Диаграмма наз. сильно связанной или одночастично неприводимой, если она остаётся связанной после разрыва любой одной внутр. линии. Разл. совокупности вершин и внутр. линий диаграммы наз. её поддиаграммами. Они имеют ту же классификацию, что и диаграммы. Обобщённые вершины — это сильно связанные поддиаграммы, к-рые подоединяются к др. частям диаграммы так же, как обычные вершины или внутр. линии. В КЭД три типа обобщённых вершин: собственная энергия электрона (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями), собственная энергия фотона или поляризация вакуума (подсоединяется двумя фотонными линиями), треугольная вершина (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями и одной фотонной).

Специфические особенности имеет диаграммная техника для моделей с неабелевыми калибровочными полями. Это связано с тем, что для их последовательной релативистски инвариантной формулировки приходится рассматривать помимо физ. компонент калибровочных полей и нефизические. Оказывается, что лишний вклад в наблюдаемые величины от нефиз. компонент можно скомпенсировать вкладом нек-рых «духовых» полей (см. *Фаддеева — Погова духи*), имеющих неправильную связь спина со статистикой. Соответственно этому помимо диаграмм, описывающих распространение и взаимодействие материальных и калибровочных полей, приходится рассматривать диаграммы, в к-рых фигурируют «духовые» поля. Так, в *квантовой хромодинамике* помимо вершин, описывающих взаимодействие материальных полей (кварков) с калибровочными полями (глюонами) и глюонов между собой (рис. 5, а и рис. 5, б, 5, в), приходится вводить вершины, описывающие взаимодействие глюонов с «духами» (рис. 5, г).



Рис. 5.

Поскольку для физ. процессов ни в начальном, ни в конечном состоянии «духи» присутствовать не могут, то вклад в амплитуду таких процессов дают только диаграммы, в к-рых пет влещ. «духовых» линий. Однако при рассмотрении выражений, не зависящих от поляризации начальных и (или) конечных калибровочных полей, иногда технически более удобно суммировать по всем компонентам этих полей, а не только по физическим. В этом случае вклад нефиз. компонент может быть скомпенсирован вкладом от диаграмм, в к-рых в начальном и (или) конечном состоянии «духи» присутствуют.

Ф. д. широко используются для анализа аналитических свойств амплитуды рассеяния, в частности для исследования их особенностей (сингулярностей). Иногда это позволяет из всей совокупности диаграмм, отвечающих данному процессу, выделить нек-рую подсовокупность, к-рая вносит осн. вклад.

Метод Ф. д. успешно применяется также в *квантовой теории многих частиц*, в частности для описания конденсированных тел и ядерных реакций.

Лит.: Фейнман Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993; Иттиксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. Д. А. Славнов.

Правила Фейнмана в квантовой теории поля — правила соответствия между вкладами определ. порядка теории возмущений в матричные элементы *матрицы рассеяния* и Ф. д. Регулярный вывод ПФ основан на применении *Вика теоремы* для хронологических произведений к хронологическим произведениям полевых операторов, через интегралы от к-рых выражаются вклады в матрицу рассеяния. В ПФ центр. роль играют пропагаторы квантовых полей, равные их хронологическим спариваниям, т. е. вакуумным ожиданиям от парных хронологических произведений:

$$u_a(x)u_b(y) = \langle T u_a(x)u_b(y) \rangle_0, \quad (1)$$

к-рые также равны причинным ф-циям Грина этих полей:

$$u_a(x)u_b(y) = i\delta_{ab}\Delta_0^+(x-y). \quad (2)$$

Наряду с пропагаторами $iA(x-y)$, к-рым в Ф. д. соответствуют линии, соединяющие точки x и y , и к-рые полностью характеризуют взаимодействие полей, ПФ включают элементы, описывающие механизмы взаимодействия и отражающие структуру лагранжиана взаимодействия рассматриваемой квантовой модели.

Существование две разновидности ПФ: правила в координатном представлении, на основе к-рых можно сопоставить диаграммы вкладам в S -матрицу, выраженным через операторные полевые ф-ции; более полезными оказываются ПФ в импульсном представлении, к-рые служат непосредственно для построения матричных элементов персеходо между физ. состояниями, характеризуемыми наряду с ирочими квантовыми числами значениями 4-импульсов частиц. В дальнейшем термином «ПФ» будем называть именно правила Фейнмана в импульсном представлении.

В этом представлении вместо выражений (1), (2) используют их фурье-образы $A_a(p)$, к-рым на Ф. д. соответствуют внутр. линии, по к-рым как бы движутся частицы с импульсом p . Места встречи линий — вершины — описывают взаимодействия частиц. Поэтому, согласно ПФ, вершинам отвечают множители в матричных элемент-

Правила Фейнмана для квантовой электродинамики

	Элемент диаграммы		Фактор в матричном элементе
	название	изображение	
(1)	Вершина		$(2\pi)^4 i e \gamma^\mu \delta^4(p+k-p')$
(2)	Внутренняя фотонная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4 i (-k^2)} \delta_{\mu\nu}$
(3)	Внутренняя электрон-позитронная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4 i m^2 - p^2} \not{p} = \not{p}' m$
(4)	Внешняя фотонная линия		$\frac{(e^\mu(k))_\mu}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2k_0}}$
(5)	Внешняя выходящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2} \bar{u}_a(p)$
(6)	Внешняя входящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2} u_a(p)$

тах, передающие структуру лагранжианов взаимодействия. В качестве иллюстрации в табл. приведены правила соответствия для квантовой электродинамики в диагональной (иначе фейнмановской) калибровке эл.-магн. поля.

Полный набор ПФ состоит из правил соответствия, приведенных в табл., и следующих общих правил:

- (7) для построения вклада n -го порядка по e в матричный элемент заданного процесса следует нарисовать все диаграммы, содержащие ровно n вершин, соединяющие их внутр. линии и заданный набор внеш. линий, определяемый суммарно начальным и конечным состоянием рассматриваемого процесса. При этом следует иметь в виду, что направления, указанные стрелками на электронных линиях, отвечают движению позитрона против направления стрелок;
- (8) каждой из этих диаграмм по правилам соответствия из табл. путем перемножения факторов из правой колонки, упорядоченных но движению вдоль элестройных линий, ставится в соответствие выражение, к-рое затем должно быть проинтегрировано по 4-импульсам и просуммировано по всем индексам всех внутр. линий;
- (9) если в диаграмме имеется l замкнутых электронных петель, то всё выражение должно быть умножено на $(-1)^l$;
- (10) если в диаграмме имеется топологическая симметрия k -го порядка, т. е. можно переставить k вершин, не изменив топологию диаграммы, то следует добавить множитель $(k!)^{-1}$;
- (11) если в начальном или конечном состоянии имеются тождественные бозе-(ферми-) частицы, то следует провести соответствующую (анти)симметризацию.

Выражение, стоящее в строке (1) правил соответствия, отвечает структуре лагранжиана взаимодействия $\mathcal{L}(x) = e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x)$, за исключением множителя i , к-рый учитывает тот факт, что вклад n -го порядка в S -матрицу содержит множитель i^n :

$$S_n = \frac{i^n}{n!} \int T\{\mathcal{L}(x_1) \dots \mathcal{L}(x_n)\} dx_1 \dots dx_n.$$

Две следующие строчки содержат пропагаторы полей, а затем в правилах соответствия фигурирует вектор поляризации фотона $e^\mu(k)$ и некантованные дираковские спиноры $\bar{v}(p)$, $u(p)$, являющиеся решениями свободного Дирака уравнения и отвечающие электронам (и/или позитронам) в начальном и конечном состояниях.

Пользуясь приведенными ПФ, получим матричный элемент процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (т. е. мейкроскопического рассеяния электронов) в низшем, втором по e , порядке теории возмущений. Единица диаграммой оказывается диаграмма, приведенная на рис. 6. Используя введенные на этом рисунке импульсные обозначения, положим, что импульсы электронов в нач. состоянии равны p_1 и p_2 , а электроны конечного состояния обладают импульсами $-q_1$, $-q_2$ (при этом, разумеется, $q_1^0 < 0$, $q_2^0 < 0$). Используя правила (1), (2), (5), (6) и (8), находим:

$$M(p_1, p_2, -q_1, -q_2) = \frac{e^2}{i(2\pi)^4} \delta(p_1 + p_2 + q_1 + q_2) \times \\ \times \frac{\delta_{\mu\nu}}{(p_1 + q_1)^2} \bar{v}_\alpha(-q_1)\gamma^\mu v_\beta(p_1) \bar{v}_\gamma(-q_2)\gamma^\nu u_\delta(p_2).$$

Согласно правилу (11), это выражение следует ещё антисимметризовать по электронам начального и конечного состояния.

Из релятивистской квантовой теории поля метод Ф. д. и ПФ непосредственно переносится в квантовую статистику при нулевой темп-ре и без труда формулируется для теории возмущений при конечной темп-ре.

Лит.: Feynman R. P., Space-time approach to quantum electrodynamics, «Phys. Rev.», 1949, v. 76, p. 769; Фейнман Р. Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Билльский С. М., Введение в диаграммную технику Фейнмана, М., 1971; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993.

Д. В. Ширков.

ФЕЙНМАНА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ квантовой механики — форма записи амплитуды перехода квантовой сис-

темы, или ф-ции распространения (пропагатора), предложенная Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1948.

В простейшем одномерном случае, когда координата q нерелятивистской частицы принимает в моменты времени t_1 и t_2 значения Q_1 и Q_2 соответственно, амплитуда перехода $1 \rightarrow 2$ $K_{21} = \langle Q_2, t_2 | Q_1, t_1 \rangle$ определяется как матричный элемент оператора эволюции:

$$K_{21} = \langle Q_2 | \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \hat{H}(t_2 - t_1) \right\} | Q_1 \rangle,$$

где \hat{H} — гамильтониан. Для свободной частицы массы m $\hat{H} = \hat{H}_0 = -(\hbar^2/2m)\partial_x^2$ и амплитуда K_{21}^0 может быть получена из Шрёдингера уравнения

$$i\hbar \partial_t K_{21}^0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 K_{21}^0$$

с дельтаобразным нач. условием: $K_{21}^0(t_2 = t_1) = \delta(Q_2 - Q_1)$, откуда

$$K_{21}^0 = \left(\frac{m}{2\pi\hbar i} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{imq^2}{2\hbar} \right), \quad t = t_2 - t_1, \quad q = Q_2 - Q_1.$$

Фейнман получил выражение для амплитуды перехода иссвободной частицы, когда $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(q)$, в виде континуального (функционального) интеграла, к-рый получается как предельная амплитуда при разбиении отрезка времени $[t_1, t_2]$ на n частей длительностью $\Delta t_j = \Delta t/n$, если $n \rightarrow \infty$. В этом случае

$$K_{21} = \lim_{n \rightarrow \infty} \int dq_{n-1} \dots dq_1 \exp \left(-\frac{i\hbar}{\Delta t} \sum_{k=1}^n V(q_k) \right) \times \\ \times \prod_{j=1}^n K_{21}^0(q_j | q_{j-1}),$$

где $q_j = q(t_1 + j/n)$, $j = 1, 2, \dots, n$. Если ввести условную меру интегрирования

$$Dq = \prod_j dq_j \left(\frac{m}{2\pi\hbar\Delta t_j} \right)^{1/2},$$

то пропагатор приводится к интегралу по траекториям $q(t)$, соединяющим точки Q_1, Q_2 :

$$K_{21} = \int_{(q|0)}^{(Q_2, t_2)} Dq \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{(Q_1, t_1)}^{(Q_2, t_2)} dt (mq^2/2 - V(q)) \right\},$$

к-рый наз. фейнмановским интегралом по траекториям (путьям) или интегралом по мере Фейнмана

$$D_F q \equiv Dq e^{iS/\hbar},$$

где $S[q(t)]$ — классич. действие частицы, рассматриваемое как функционал от траектории $q(t)$.

Лит.: Фейнман Р., Хибс А., Квантовая механика в интегралах по траекториям, пер. с англ., М., 1968. Ю. П. Рыбаков.

ФЭМТО... (от дат. femten — пятнадцать) — приставка к наименованию единицы физ. величин для обозначения наименования *дольной единицы*, составляющей 10^{-15} от исходной. Обозначения: ф, f. Пример: 1 фс (фемтосекунда) = 10^{-15} с.

ФЭМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность методов исследования вещества с помощью световых импульсов фемтосекундной (10^{-15} — 10^{-12} с) длительности. Ф. с. сочетает возможности диагностики вещества методами обычной оптич. спектроскопии (в т. ч. лазерной спектроскопии) с использованием сверхкоротких импульсов (СКИ).

Ф. с. является развитием спектроскопии с пикосекундными (10^{-12} — 10^{-9} с) разрешением (пикосекундной спектроскопии) и основана на созданных в 70—80-х гг. лазерах, генерирующих импульсы света фемтосекундной длительности. В фемто- и пикосекундной спектроскопии оптич. импульс (или пара импульсов) создает неравновесное состояние в исследуемом образце, а затем в разл. моменты

временн ы изм еря ют ся сп ект раль ные ха рак терис тики, не су щие ин форм ацию о хо де рел акса ции ве щес тва в пер во нач. со сто янии или фо то пре вра ще ния в нём.

По лу че ние СКИ пико- и фем то се ку нд ной дл итель но сти по зво ли ло пе рей ти к из уче нию ди на ми ки, кар ти ны бы стро про те ка ю щих про цес сов, име ю щих ва жное зна че ние прак ти че ски для всех об ла стей зна ния. К та ким про цес сом от но сят ся рел акса ция ко ле ба т, и элек трон но го воз бу жде ния, внутр. дви же ние мо ле ку л, эле мен тар ные ста ди и хим. ре ак ций, рел акса ция фо то воз бу ждё нных элек тронов в по лу про вод ни ках, пер вые ста ди и пре об ра зо ва ния све та в фо то син те зи ру ю щих и зр итель ных пиг мен тах и др. [1, 2]. Ис сле до ва ния э тых вре мен ных яв ле ний — ак тив но раз ви ва ю щая ся об ла сть на уки, име ю щая ме ждис цип ли на рный ха рак тер.

Гене рация сверх корот ких им пуль сов. Для ге не рации СКИ в ла зе рах ис поль зу ют про цес син хрон иза ции про дол ных мод ре зо на то ра ла зе ра. Для син хрон иза ции мод при ме ня ют пассив ные и ак тив ные ме то ды свя зыва ния фаз про дол ных мод ла зе ра. При од но ко вой фазе, на вы зан ной всем про дол ным мо дам ла зе ра, син фаз но сло же ние ам пли ту д элек трич. по лей при водит к ге не рации СКИ, дл итель ность к-рых огра ни че на ши ри но й спек тра ге не рации. В не оди мо вых ла зе рах, к-рые обыч но ис поль зу ют в Ф. с., до сти га ет ся ге не рация СКИ дл итель но сти 10^{-11} — 10^{-12} с при по ме щении в оп тич. ре зо на тор ла зе ра пещ аща ю щих ся ор га ни ки, кра сите лей — для пассив ной син хрон иза ции мод, а та же ак ус то оп тич. и зл. оп тич. мо ду ля то ров све та — для ак тив ной син хрон иза ции мод. В ме то де ак тив ной син хрон иза ции мод сфа зо рова ние от де лных про дол ных мод осу ще ст вля ет ся с по мо щью по ме ща емо го внутр ре зо на то ра мо ду ля то ра для управ ле ния по те ря ми ре зо на то ра внутр. пе ри ода. си гна лом с час то той, рав ной или крат ной час то тному ин тер ва лу ме жду про дол ными мо да ми ре зо на то ра ла зе ра [3].

Для об ра зо ва ния им пуль сов фем то се ку нд ной дл итель но сти не об хо ди ма син фаз ная ге не рация боль шого чис ла про дол ных мод ла зе ра, что обе спеч и ва ют мо ле ку лы ор га ни ки, кра сите лей с ши ро кой по ло сы уси ле ния бо лее $3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и вы со ким кван то вым вы хо дом. Для по лу че ния пре ст ра ва емо го по час то те им пуль со в дл итель но сти 10^{-12} — 10^{-13} с ис поль зу ют ла зе ры на кра сите лях с син хрон ной на кач кой из лу че ние м др. пикосекунд ной ла зе ра. В э том слу чае син хрон иза ция мод ла зе ра осу ще ст вля ет ся пу тём мо ду ля ции уси ле ния. Если оп тич. дли на ре зо на то ра ла зе ра на кра сите ле сов па да ет с дли но й ре зо на то ра ла зе ра па ча ки, то ка ждый им пуль с на кач кой бу дет по па да ть в ак тив ную сре ду од но вре мен но с им пуль сом ла зе ра на кра сите ле, обо бе шим ре зо на тор, и при водит к на боль ше му уси ле нию ма кси му ма им пуль са. В ре зу лья те мно го крат ных про хо дов по ре зо на то ру про ис хо дит знач ит. рост ма кси му ма, при вя зыва ю щий к умень ше нию дл итель но сти им пуль са све та, ге не ри ру емо го ла зе ром на кра сите ле. Ис поль зо вание ме то да син хрон ной на кач кой по зво ля ет по лу чать им пуль сы в 10^2 — 10^3 раз бо лее корот кие, чем дл итель ность им пуль со в ла зе ра на кач ки.

Одним из на иб. эф фек тив ных ла зер ных ус трой ств для ге не рации им пуль со в корот че 100 фс яв ля ет ся ла зер на кра сите ле со стал кива ю щим ся им пуль сом [3]. В э той схе ме при ме ня ет ся сто лкно ве ние встреч ных СКИ в нелинейной бы стро рел акси ру ю щем по глот ите ле, к-рый обе спеч и ва ет вза им ное сжа тие им пуль со в за сч ёт сов ме ст но го просвет ле ния по глот ите ля. Дл итель ность им пуль со в, к-рые мо гут ге не ри ро вать ся в та ком ла зе ре, со став ля ет 20 — 30 фс, при ус ло вии ком пен са ции дис пер сии груп по вой ско рости (та ка дис пер сия опре де ля ет ся на личие м в ре зо на то ре зер ка л, ак тив ной сре ды и насы ща ю ще го по глот ите ля и при водит к уши ре нию им пуль са) пу тём по ме щения в ре зо на тор па ры при зм, к-рая при опре де лён ной их ус та нов ке мо жет да вать от ри ца т. дис пер сию.

Ме то д ком прес сии. Ге не рация оп тич. им пуль со в предельно корот кой дл итель но сти э тим ме то дом осу ще ст вля ет ся в два э та па [4]. На пер вой ста ди на им пуль с на кла ды ва ет ся т. н. чирп — сдвиг час то ты, изме ня ю щий ся вдоль вре мен но го про фи ля им пуль са. Чирп воз ни ка ет, ко гда ин тен-

сив ный оп тич. им пуль с про ходит че рез нелинейную сре ду, по ка затель прелом ле ния к-рой и из ме ня ет ся под дей ст вие м элек трич. по ля E све то вой вол ны в сле дствие оп тич. Керра эф фек та:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle$$

(n_0 — по ка затель прелом ле ния сре ды без уч ёта нелинейности её вза имо дей ст вия с из лу че ние м, n_2 — нелинейная до бав ка к по ка зате лю прелом ле ния сре ды). Под дей ст вие м по ля E фа за ф оп тич. им пуль са све та час то ты ω из ме ня ет ся, и при про хо жде нии све том рас сто я ния z э то из ме ние

$$\delta \omega \approx n_2 \langle E^2 \rangle \frac{\omega z}{c}$$

При бы стро м воз рас та нии ин тен сив но сти им пуль са на его пер ед нем фрон те фа за из ме ня ет ся во вре мени. Т. к. фа за свя за на с час то той, то про ис хо дит со вре мен ное изме ня ю щий сдвиг час то ты, к-рый на кла ды ва ет ся на несую щую (основную) час то ту им пуль са. Ко гда ин тен сив ность им пуль са па да ет, сдвиг час то ты на прав лен в про тив по ло жную сто ро ну. Из ме ние час то ты $\delta \omega$ при бли же но опре де ля ют вы ра же ние м

$$\delta \omega \approx \frac{\omega n_2}{c} d \langle E^2(t) \rangle$$

Для ре али за ции чирпа иде аль но под хо дят во ло ко ни те вые све то во ды, в них со хра ня ет ся про филь пуч ка, а нелинейность до стат оч но вы со ка для до стиж е ния чирпа без оп тич. про ба во ма те ри ала. При рас про стра нении им пуль са по све то во ду его спек тр уши ря ет ся по ве личи ну, го ра зо боль шую об ра тной ве личи ны его пер во нач. дл итель но сти.

Второй э тап ком прес сии — сжа тие им пуль са, на к-рый на ло жен чирп. На э той ста ди им пуль с про ходит че рез дис пер сию ли нию за дер жки, со сто ящую из па ры ус та но влен ных парал лель но дру г дру гу дифрак ци он ных ре шёток. При э том из лу че ние ка ждой час то ты со от вет ст вует опре дел. уг ол дифрак ции и своя оп тиче ская дли на пу ти — она уве личи ва ет ся с умень ше ние м ω . По доб ром уг ла па де ния пуч ка на ре шёточ ную па ры мо жно до бы ть ус ло вий, при к-рых в од ном из дифрак ци он ных ма кси му мов оп тич. за дер жка пер ед не го фрон та им пуль са (с мень шей час то той) бу дет бо лее, чем за дер жка его зад не го фрон та (с боль шей за сч ёт боль шей час то той); в ре зу лья те им пуль с на вы хо де ре шёточ ной па ры бу дет сжа т ком пен сирова ным во вре мени. С по мо щью ком прес сии по лу че ны оп тич. им пуль сы корот че 10 фс; до стиж аю ть мн. дл итель ность 6 фс (1987) близ ка к фун да м. пре делу (2 — 3 фс), со от вет ст вую щему од но му све то вому пе ри оду.

Ме то ды из ме ре ния дл итель но сти им пуль со в. Для из ме ре ния фем то се ку нд ной дл итель но сти им пуль со в ис поль зу ют ко рреляц. ме то ды, хо ро шо раз ви тые ра нее в ра ди о те хни ке. Для из ме ре ния ав то кор реляц. ф-ции $G(t)$ си гна ла $I(t)$ его за дер жива ют, в нелинейном ус трой ст ве пер ме жа ют и да лее ин те гри ру ют. Ши ро ко рас про стра не на схе ма нелинейно-оп тич. ко рреля то ра [1], где в ка честве бло ка за дер жки при ме ня ет ся при зма по ло го го внутр. от ра же ния, ус та нав лива ет ся на пер ед не м сто ле. Пер ме жо вание оп тич. си гна ла про ис хо дит в нелинейном кри стал ле, ори ен ти ро ван ном для ис ко слен ной ге не рации второй гар мо ники (см. *Фи зичес кая син хрон иза ция*). При э том ин те гри ру ю щий си гнал фо то при ём ни ки из ме ря ет ав то кор реляц. ф-цию ин тен сив но сти второ го по ряд ка:

$$G(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau) d\tau$$

На иб. рас про стра нение в Ф. с. по лу чи ла диф фе ре нци аль ная аб сор бци он ная спек тро ско пия, ис поль зу ю щая два по сле до вате ль но по сту па ю щих им пуль са. Пер вый из них — воз бу жда ю щий — ини ци и ру ет из ме нения в об раз це, а второй — зо иди ру ю щий — при ме ня ет ся для опре де ления из ме нений, воз ни ка ю щих в спек трах по глот е ния (см. *Ак тив ная ла зер ная спек тро ско пия*).

Для из ме ре ния вре мен но й за вис им о сти из ме нений по глот е ния све та об раз цом вре мя за дер жки t ме жду им пуль-

сами возбуждения и зондирования варьируется. При этом используется возможность точного контроля t по оптич. пути светового импульса, напр. излучение с 10 фс соответствует варьированию оптич. пути на $\sigma t = 3$ нм.

Регистрация спектральных характеристик осуществляется с помощью зондирования изучаемого объекта СКИ с широким спектром. Для получения такого широкополосного импульса — «коинтиума» со спектром, охватывающим всю видимую часть спектра, — интенсивный фемтосекундный импульс направляют в струю жидкости. При применении зондирующего импульса предельно короткой ($\sim 10^{-14}$ с) длительности регистрация спектральных изменений может производиться путём измерения самого импульса, к-рый имеет значит. ширину в соответствии с соотношением неопределённости.

К Ф. с. относится также люминесцентная спектроскопия с временным разрешением, в к-рой измеряется длительность свечения и спектры изучаемого объекта. В методах обычной люминесцентной спектроскопии в качестве детекторов используют скоростные фотоприёмники и электрон-оптич. преобразователи, к-рые не обеспечивают фемтосекундного временного разрешения. В люминесцентной спектроскопии, применяющей методы Ф. с., «временные ворота» для измерения сигнала создаёт непосредственно сам импульс, чем и достигается фемтосекундное временное разрешение. Для образования «временных ворот» возбуждаемая фемтосекундным импульсом люминесценция может направляться на нелинейный кристалл, где она смешивается с фемтосекундным лазерным импульсом. Такая схема обеспечивает временное разрешение порядка длительности импульса, т. е. сигнал на суммарной частоте образуется только во время нахождения этого импульса в кристалле. Временная эволюция свечения на фиксированной длине волны измеряется путём установки нелинейного кристалла под соответствующим углом синхронизма и регистрации сигнала на суммарной частоте при варьировании оптич. задержки направляемого на кристалл лазерного импульса.

Для измерения спектра свечения образца в течение «временных ворот» нелинейный кристалл вращается, при этом условие синхронизма для генерации суммарной частоты выполняется для различных λ свечения изучаемого объекта.

Эксперим. схемы, использующие генерацию суммарной частоты, применяются и для получения ИК-спектров поглощения в разл. моменты времени. В этом случае образец возбуждается СКИ, а непрерывное ИК-излучение используется для зондирования. При возбуждении образца изменяется колебат. состояния составляющих его частиц и зондирующее непрерывное ИК-излучение модулируется этими изменениями. Промодулированное ИК-излучение направляется на нелинейный кристалл, где смешивается с лазерным импульсом. Измерение сигнала производится на суммарной частоте, т. е. в видимой части спектра, а измерение времени задержки позволяет регистрировать эволюцию ИК-поглощения.

Принципиально новый метод — т. н. метод «импульсивной» спектроскопии комбинационного рассеяния (ИСКР) — основан на использовании СКИ длительностью $\tau \approx 10$ фс, т. е. менее одного периода молекулярного колебания, $T = 2\pi/\Omega$ с частотой Ω . Два возбуждающих импульса с одинаковой частотой ω и разл. волновыми векторами, перекрываясь во времени и в пространстве, образуют когерентную стоячую волну колебат. возбуждения в изучаемой среде. Принципиально важно применять такие короткие СКИ, чтобы их спектральная ширина превышала Ω . При этом становится возможным когерентное рассеяние фотонов на молекулярных колебаниях с частотой Ω в фотонной более низкой частоты (но находящиеся в пределах спектральной ширины импульса) с образованием в среде когерентной стоячей волны колебат. возбуждения. Третий, зондирующий, СКИ направляется в среду, где происходит его дифракция на стоячей волне колебат. возбуждения, представляющей собой дифракц. решётку. Зависимость интенсивности дифрагированного сигнала от времени задержки

между возбуждающими и зондирующим импульсами является источником информации о колебат. возбуждении среды и происходящих движениях молекул. Эксперим. измерения, выполненные с предельно высоким временным разрешением в простых жидкостях, показали возможность регистрации колебат. движений её частиц. В ИСКР интенсивность дифрагированного сигнала определяется ф-цией

$$G(t) \sim \exp(-\gamma t) \sin \Omega t,$$

где γ — скорость дефазировки стоячей волны колебат. возбуждения. Т. к. в ИСКР используют столь короткие импульсы, что их спектральная ширина превышает частоту молекулярного колебания Ω , становится возможным когерентное рассеяние фотонов более высокой частоты на молекулярных колебаниях в фотонной более низкой частоты, с образованием в среде когерентной волны колебат. возбуждения.

В методике спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) с временным разрешением применяется двухимпульсная схема, в к-рой первый — возбуждающий — импульс создаёт изменения в изучаемом объекте, а второй — зондирующий — используется для измерения спектров КР. Спектроскопия КР — один из наиболее информативных методов оптич. спектроскопии, поэтому применяется для изучения сложных многоатомных молекул, динамики изменения их структуры и хода фотохим. реакций. Т. к. сечение КР даже в резонансном случае мало, в спектроскопии КР с временным разрешением особенно эффективно использование для зондирования методов нелинейной лазерной спектроскопии, в первую очередь методов когерентного антистоксова и стоксова рассеяния света [2].

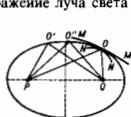
Лит.: 1) Сверкороотные световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981; 2) Спектроскопия с временным разрешением, под ред. Р. Кларка, Р. Хестера, пер. с англ., М., 1990; 3) Херман Й., Вильгельми Б., Лазеры сверкороотных световых импульсов, пер. с нем., М., 1986; 4) Акманов С. А., Выходух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988.

В. Ф. Камаев

ФЕРМА ПРИНЦИП — осн. принцип *геометрической оптики*, утверждающий в простейшей форме, что луч света всегда распространяется в пространстве между двумя точками по тому пути, вдоль к-рого время его прохождения меньше, чем вдоль любого из др. путей, соединяющих эти точки. Время прохождения светом расстояния l в среде с показателем преломления n пропорционально оптич. длине пути S . Для однородной среды $S = nl$, а для неоднородной $S = \int n dl$. Т. о., в этой форме Ф. п. есть принцип наименьшей оптич. длины пути. В первонач. формулировке, данной П. Ферма (P. Fermat, ок. 1660), принцип имел смысл наиболее общего закона распространения света, из к-рого следовали все (к тому времени уже известные) законы геом. оптики. Для однородной среды Ф. п. приводит к закону прямолинейности светового луча (в соответствии с положением о том, что прямая есть линия, вдоль к-рой расстояние между двумя точками наименьшее), а для случая падения луча на границу раздела между средами с разными n из Ф. п. можно получить законы зеркального отражения света и преломления света.

В более строгой формулировке Ф. п. представляет собой т. н. вариационный принцип, утверждающий, что реальный луч света распространяется от одной точки к другой по линии, вдоль к-рой время его прохождения экстремально (или одно из экстремумов по сравнению с временами прохождения вдоль всех др. линий, соединяющих данные точки). Это означает, что оптич. длина пути луча может быть не только минимальной, но и максимальной либо равной всем остальным возможным путям между двумя точками. Условие экстремальности оптич. длины пути сводится к требованию, чтобы была равна нулю вариация от интеграла $\delta \int_A^B n dl = 0$, где A и B — точки, между к-рыми распространяется свет. Примеры мин. пути — упомянутые распространение света в однородной среде и про-

хождение им границы раздела двух сред с разными n . Вскресты случаи (минимальности, максимальной и стационарности пути) можно проиллюстрировать, рассматривая отражение луча света от вогнутого зеркала (рис.). Если зер-



кало имеет форму эллипсоида вращения, а свет распространяется от одного его фокуса S к другому Q (примем путь без отражения невозможным), то оптич. длина пути луча $PO+OQ$ по свойствам эллипсоида равна всем остальным возможным, напр. $PO'+O'Q$, если на пути между теми же точками свет отражается от зеркала меньшей, чем у эллипсоида, кривизны (MM), реализуется мин. путь, если же большей (кривизна NN) — максимальный.

В волновой оптике Φ . н. представляет собой иррегулярный случай Гойгенса — Френеля принципа и применим, если можно пренебречь дифракцией света (когда длина световой волны мала по сравнению с наименьшими характеристиками для задачи размерами); рассматривая лучи как нормали к волновым поверхностям, легко показать, что при всяком распространении света оптич. длины будут иметь экстремальные значения. Во всех случаях, когда необходимо учитывать дифракцию, Φ . н. (как и геом. оптика вообще) неприменим.

Лит.: Fermi P., Oeuvres, [v. 1—5], P., 1891—1922; Крауфорд Ф., Вольты, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; см. также лит. при стр. *Геометрическая оптика*.

ФЕРМИ — внесистемная единица длины, равная 10^{-15} м. Названа в честь Э. Ферми (Е. Fermi). Применяется в физике элементарных частиц и ядерной физике. Иногда сокращенно обозначают Ф или Фм.

ФЕРМИ-ГАЗ — газ из частиц с полуцелым (в единицах \hbar) спином, подчиняющихся квантовой Ферми — Дирака статистике. Φ -г. из взаимодействующих частиц наз. идеальным, а в отсутствие внеш. полей — свободным. К Φ -г. относятся: электроны в металлах и полупроводниках, газы из атомов с нечетным числом нуклонов (напр., ^3He); электроны в атомах с большими атомными номерами, изучаемые в Томаса — Ферми теории; нуклоны в тяжелых сильно возбужденных ядрах, описываемые в рамках статистической модели ядра; элементарные возбуждения электронов, взаимодействующих с фононами в кристаллич. решетке, и т. д. (см. также Ферми-жидкость).

Термодинам. свойства Φ -г. определяются большим канонич. распределением Гиббса:

$$w_{i,N} = \exp \left\{ \frac{\Omega + \mu N - E_{i,N}}{kT} \right\}, \quad (1)$$

$$\Omega = -kT \ln \sum_{i,N} \exp \left\{ \frac{E_{i,N} - \mu N}{kT} \right\}, \quad (2)$$

где $E_{i,N}$ — энергия системы N ферми-частиц в квантовом состоянии i ; μ — хим. потенциал; T — темп-ра; V — объем системы; Ω (T , μ , V) — термодинамич. потенциал в переменных T , μ , V , определяющий энтропию $S = -(\partial\Omega/\partial T)_{\mu, V}$ и ср. число частиц $\bar{N} = -(\partial\Omega/\partial\mu)_{T, V}$.

Для идеального квантового газа $E_{i,N} = \epsilon_i n_i$, где ϵ_i — энергия частицы в квантовом состоянии i ; для Φ -г. числа заполнения $n_i = 1$ или 0 (для Бозе-газа $n_i = 0, 1, 2, \dots$), $N = \sum_i n_i$, тогда

$$\Omega = -kT \sum_i \ln \left(1 + \exp \frac{\mu - \epsilon_i}{kT} \right). \quad (3)$$

Для свободного идеального газа нерелятивистских частиц $\epsilon = p^2/2m$, и после перехода от суммирования к интегрированию по непрерывному спектру получим

$$\Omega = -pV = -\frac{2}{3} \frac{gV m^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} d\epsilon}{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] + 1} = -\frac{2}{3} \bar{E}, \quad (4)$$

где g — фактор вырождения ($g=2$ для частиц со спином $1/2$); \bar{E} — ср. энергия Φ -г. Φ -ла (4) вместе с выражением для ср. плотности частиц

$$\frac{N}{V} = \frac{g m^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\epsilon} d\epsilon}{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] + 1} \quad (5)$$

определяет ур-ние состояния для идеального Φ -г. в параметрич. виде как Φ -ию от $\exp(-\mu/kT)$ (т. н. активности, см. Фугитивность).

При $T=0$ К идеальный Φ -г. находится в осн. состоянии, его частицы заполняют все квантовые уровни вплоть до зависящей от плотности ферми-энергии $\epsilon_F = (6\pi^2/g)^{2/3} (\hbar^2/2m)(N/V)^{2/3}$, а все уровни выше ϵ_F свободны. Энергия Ферми ϵ_F соответствует иррегулярн. или граничн. Φ , ферми-импульсу p_F , $\epsilon_F = p_F^2/2m$, а также вырожденная температура $T_0 = \epsilon_F/k$, ниже к-рой у. Φ -г. начинают существенно проявлять квантовые свойства.

В идеальном Φ -г., как и в идеальном, граничный импульс Ферми p_F соответствует скачку на ферми-поверхности в Φ -ии распределения ферми-частиц по импульсам. Импульс p_F разделяет элементарные возбуждения типа электрона вне сферы Ферми и «дырки» внутри еѐ. Величина скачка уменьшается вследствие взаимодействия между частицами, но его положение не меняется. Притяжение может существенно изменить Φ -ию распределения элементарных возбуждений благодаря возникновению связанных состояний, напр. коррелированных пар электронов при фазовом переходе мсталла в сверхпроводящее состояние (см. Купера эффект).

Φ -г. заряж. частиц, напр. электронов, между к-рыми действуют кулоновские силы отталкивания, с возрастанием плотности становится все более идеальным, т. к. при этом кинетич. энергия растѐт быстрее, чем кулоновская.

Снектр элементарных возбуждений для идеального Φ -г. (в реальных моделях), в отличие от идеального, обладает конечным затуханием, к-рое стремится к нулю на поверхности Ферми пропорционально $(p - p_F)^2/p_F$.

Неидеальные Φ -г. кроме элементарных возбуждений фермиевского типа могут иметь возбуждения бозевского типа, к-рым соответствует согласованные, коллективные движения частиц, напр. звуковые или плазменные колебания (см. Коллективные явления).

В качестве примера теория идеального Φ -г. рассмотрим явление *сверхпроводимости* на основе Бардина — Купера — Шриффера модели (БКШ модели). В сверхпроводящем электроны с противоположно направленными спинами и импульсами вблизи поверхности Ферми испытывают притяжение вследствие квантового обмена фононами. Если величина этого притяжения больше, чем влияние кулоновского отталкивания между электронами (уменьшенного вследствие эффекта экранирования), то возможно образование коррелированных пар электронов с противоположно направленными импульсами и спинами (т. н. куперовских пар), что является причиной перехода металла в сверхпроводящее состояние.

Этот эффект можно учесть, если заменить взаимодействие электронов с фононным полем на прямое взаимодействие между электронами с противоположно направленными импульсами и спинами (модель БКШ) исходя из гамилтониана

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{ин}} = \sum_f T_f a_f^\dagger a_f - \frac{1}{2V} \sum_{f,f'} J_{ff'} a_f^\dagger a_{f'}^\dagger a_{f'} a_f, \quad (6)$$

где $f = (\mathbf{k}, \sigma)$, $-f = (-\mathbf{k}, -\sigma)$ (σ — спиновый индекс, принимающий два значения $1/2$ и $-1/2$; \mathbf{k} — импульс электрона; $T_f = (\hbar^2/2m)\mu$ (μ — хим. потенциал); a_f^\dagger, a_f — операторы, удовлетворяющие фермиевским перестановочным соотношениям. Φ -ии $J_{ff'}$ вешественны и обладают свойством

$$J_{ff'} = J_{f'f} = -J_{-f,-f'}$$

Если в качестве нулевого приближения выбрать гамилтониан взаимодействующих частиц \mathcal{H}_0 , как это делается в обычной теории возмущений, то оператор взаимодействия $\mathcal{H}_{\text{ин}}$ дает при $V \rightarrow \infty$ асимптотически малый вклад (в пределе равной нулю) во всех приближениях термодинамической теории возмущений. Это позволяет еѐ более

упростить гамильтониан (6), представив его в виде

$$\mathcal{H} = U + \mathcal{H}_0,$$

где
$$U = \frac{1}{2V} \sum_{f, f'} J_{ff'} \langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger a_f a_{f'} \rangle,$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_f (T_f a_f^\dagger a_f + \frac{1}{C_f} J_{ff'} \langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger + a_f a_{f'} \rangle),$$

$$C_f = -\frac{1}{V} \sum_{f'} J_{ff'} \langle a_f a_{f'} \rangle;$$

скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по большому канонич. распределению Гиббса с гамильтонианом \mathcal{H}_0 , в к-ром уже содержится взаимодействие между коррелируемыми параметрами электронов. Оператор \mathcal{H}_0 является квадратичной формой относительно операторов a_f^\dagger, a_f , поэтому его можно привести к диагональному виду посредством Боголюбова канонических преобразований:

$$a_f = u_f \alpha_f + v_f \alpha_f^\dagger,$$

где u_f, v_f — действительные ф-ции, связь между к-рыми следует из перестановочных соотношений. Тогда получим

$$\mathcal{H}_0 = \sum_f (T_f v_f^2 + C_f v_f u_f) + \sum_f (\sqrt{T_f^2 + C_f^2} \alpha_f^\dagger \alpha_f).$$

Ф-ция C_f определяет энергетич. щель в спектре элементарных возбуждений и удовлетворяет интегральному ур-нию

$$C_f = \frac{1}{2V} \sum_{f'} J_{ff'} \text{th} \left(\frac{\sqrt{T_f^2 + C_f^2}}{2T} \right) \frac{C_{f'}}{\sqrt{T_f^2 + C_f^2}}. \quad (7)$$

где T — темп-ра в энергетич. единицах. Зависимость от спинов можно исключить, положив $C_f = C_f(-1)^{1/2}$. Это ур-ние имеет нетривиальное решение $C_f \neq 0$ при темп-ре ниже критической, при к-рой происходит фазовый переход металла в сверхпроводящее состояние. Нормальное состояние соответствует тривиальному решению $C_f = 0$. При темп-ре ниже критической устойчиво сверхпроводящее состояние, а при темп-ре выше критической — нормальное состояние.

Элементарные возбуждения сверхпроводящего состояния образуют идеальный Ф.-г. со спектром

$$E_f = \sqrt{T_f^2 + C_f^2} \quad (8)$$

и с ф-цией распределения

$$v_f = \langle \alpha_f^\dagger \alpha_f \rangle = \left\{ 1 + \exp \frac{\sqrt{T_f^2 + C_f^2}}{2T} \right\}^{-1}.$$

Интегральное ур-ние (7) можно упростить, положив его ядро постоянным и равным I в слое шириной $2\Delta_{\text{Ф}}$ (где порядка дебаевского частоты колебаний решётки) и равным нулю вне этого слоя. Тогда энергетич. спектр (8) при темп-ре ниже критической, когда $C_f \neq 0$, имеет щель на поверхности Ферми, равную

$$C = h\nu e^{-1/\rho},$$

где $\rho = I(dn/dE)_0$ — безразмерная константа взаимодействия; $(dn/dE)_0$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми. При темп-ре выше критической $C_f = 0$ и спектр соответствует идеальному Ф.-г.

Осн. методом исследования квантовых ферми-и бозе-газов служит метод *Грина функций*.

Лит.: Зубарев Д. Н., Двухвременные функции Грина в статистической физике, «УФН», 1960, т. 71, с. 71; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Тауэс Д., Квантовая механика систем многих частиц, 2 изд., пер. с англ., М., 1975; Марч Н., Янг У., Саманитар С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969; Рэймс С., Теория микроскопических систем, пер. с англ., М., 1976; Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2. Теория конденсированного состояния, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избранные труды по статистической физике, М., 1979, с. 132, 337; Mahan G. D., Many-Particle physics, N. Y.—L., 1981. Д. Н. Зубарев.

ФЭРМИ—ДИРАКА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (ферми-распределение) — ф-ция распределения по уровням энергии тождественных частиц с полуцелым в спинном при условии, что взаимодействием частиц между собой можно пренебречь. Ф.—Д. р.—ф-ция распределения идеального квантового газа (*ферми-газа*), подчиняющегося *Ферми—Дирака статистике*. Ф.—Д. р. соответствует максимуму *статистического веса* (или энтропии) с учётом неразличимости тождественных частиц (см. *Тождественности принцип*) и требований статистики Ферми—Дирака. Д. Н. Зубарев.

ФЭРМИ—ДИРАКА СТАТИСТИКА (ферми-статистика) — квантовая статистика, применяемая к системам тождественных частиц с полуцелым (в единицах \hbar) спином. Такие частицы наз. ферми-частицами или *фермионами*. К ним относятся, напр., электроны, нуклоны, ядра с нечётным числом нуклонов. Ф.—Д. с. предлагается Э. Ферми (E. Fermi) в 1926. В том же году П. Дирак (P. Dirac) выявил её квантовомеханич. смысл: волновая ф-ция, описывающая систему из ферми-частиц, антисимметрична относительно перестановок координат и импульсов любой пары частиц. В. Паули (W. Pauli) в 1940 доказал (*Паули теорема*), что тип статистики однозначно связан со спином частиц. В отличие от частиц с нулевым спином, частицы с целым спином подчиняются *Бозе—Эйнштейн статистике*. Согласно Ф.—Д. с., в каждом квантовом состоянии может находиться не более одной частицы.

Для идеального газа фермионов (*ферми-газа*) в случае статистич. равновесия ср. число \bar{n}_i частиц в состоянии i определяется распределением Ферми—Дирака (распределением Ферми):

$$\bar{n}_i = \{ \exp [(\epsilon_i - \mu)/kT] + 1 \}^{-1}, \quad (1)$$

где ϵ_i — энергия частицы в состоянии i (для нерелятивистской частицы с импульсом p и массой m равная $p^2/2m$); μ — *химический потенциал*, определяемый из условия равенства суммы всех \bar{n}_i полному числу частиц в системе. При $\exp [(\epsilon_i - \mu)/kT] \gg 1$ Ф.—Д. с. переходит в *Больцмана статистику*.

Распределение Ферми—Дирака получается при рассмотрении статистич. равновесного состояния идеального ферми-газа как наиб. вероятного состояния, при учёте неразличимости частиц и принципа Паули. Пусть уровни энергии одночастичных состояний сгруппированы по малым ячейкам, содержащим G_i уровней, причём в каждой ячейке можно разместить N_i частиц. Вследствие принципа Паули на каждом уровне может находиться не более одной частицы ($N_i \leq G_i$). Частицы считаются тождественными, поэтому их перестановки не меняют состояния. Статистич. вес такого состояния W равен числу разл. распределений частиц по ячейкам:

$$W = \prod_i \frac{G_i}{N_i!(G_i - N_i)!}.$$

Энтропия идеального газа, подчиняющегося Ф.—Д. с., равна

$$S = k \ln W = -k \sum_i G_i [\bar{n}_i \ln \bar{n}_i + (1 - \bar{n}_i) \ln (1 - \bar{n}_i)],$$

где $\bar{n}_i = N_i/G_i$ — ср. число частиц на уровне i .

Наиб. вероятное состояние идеального ферми-газа можно найти из условия максимума статистич. веса (или энтропии) при заданном полном числе частиц $N = \sum_i N_i$ и энер-

гии $\epsilon = \sum_i \epsilon_i N_i$, при этом оказывается, что \bar{n}_i определяется распределением Ферми—Дирака (1). Ф.—Д. (1) следует также из *Гиббса распределения* для идеального ферми-газа с уровнями энергии $\epsilon_n = \sum_i \epsilon_i n_i$, где n_i согласно Ф.—Д. с., может принимать лишь два значения: 0 и 1.

Важное следствие Ф.—Д. с. — явление квантового вырождения ферми-газа (см. *Вырожденный газ*) при темп-ре $T \sim \epsilon_f/k$ (ϵ_f — ферми-энергия), однако в отличие от бозе-

газа это явление не связано с фазовым переходом. Особенно существенна Ф.—Д.с. для понимания свойств металлов и вырожденных полупроводников, в теории сверхпроводимости и сверхтекучести ³He.

Ф.—Д.с. для системы взаимодействующих частиц основана на методе Гиббса для квантовых систем. Она может быть реализована, если известны квантовые уровни ϵ_n системы и удастся вычислить статистическую сумму Z , напр. для большого канонического распределения Гиббса

$$Z = \sum_{n,N} \exp [-(\epsilon_n - \mu N)/kT],$$

где суммирование ведётся по всем квантовым уровням n , допустимым Ф.—Д.с., и по полному числу частиц N . Эта задача не сводится к простой комбинаторике и очень сложна, если взаимодействие между частицами не мало.

Задача вычисления Z можно упростить, если представить Z в инвариантной форме, не зависящей от представления статистического оператора:

$$Z = \text{Sp} \{ \exp [-(H - \mu N)/kT] \},$$

где Sp обозначает сумму диагональных матричных элементов статистич. оператора; H — гамильтониан в представлении вторичного квантования, выраженный через a_i^+ , a_i^- — операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии $\phi_i(x)$ одночастичного гамильтониана (без учёта взаимодействия между частицами). Операторы рождения и уничтожения удовлетворяют перестановочным соотношениям Ф.—Д.с.:

$$a_i^+ a_j^+ - a_j^+ a_i^+ = a_i^- a_j^- - a_j^- a_i^- = 0, \\ a_i^- a_j^+ + a_j^+ a_i^- = \delta_{ij},$$

где δ_{ij} — Кронекера символ. Гамильтониан H может быть записан в более компактной форме через операторы вторичного квантования

$$\Psi^+(x) = \sum_i \phi_i^+(x) a_i^+, \quad \Psi(x) = \sum_i \phi_i(x) a_i^-,$$

удовлетворяющие перестановочным соотношениям:

$$\Psi^+(x)\Psi^+(x') + \Psi^+(x')\Psi^+(x) = \Psi^+(x)\Psi^+(x') - \Psi^+(x')\Psi^+(x) = 0, \\ \Psi(x)\Psi^+(x') + \Psi^+(x')\Psi(x) = \delta(x-x'),$$

где $\delta(x-x')$ — дельта-функция Дирака, * — обозначает комплексное сопряжение. Тогда требования Ф.—Д.с. оказываются выполненными и в статистич. сумме будут учитываться лишь антисимметричные состояния.

Представление вторичного квантования для H даёт наиб. компактную и удобную форму для приложений Ф.—Д.с., в частности в теории конденсированных сред. Аналогичное представление имеет место и для статистики Бозе — Эйнштейна, причём антикоммутирует следует заменить на коммутаторы.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 54; Румер Ю. Б., Рыжкин М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, гл. 3. Д. Н. Зубарев.

ФЕРМИ-ЖИДКОСТЬ — квантовая жидкость, в к-рой элементарные возбуждения (квазичастицы) обладают полуполем спином; подчиняется Ферми — Дирака статистике. К Ф.-ж. относятся, напр., электроны в металлах и полупроводниках, нейтроны в нейтронных звёздах, экситоны в экситонных каплях в диэлектрике (нормальная Ф.-ж.), а также жидкий ³He (сверхтекучая Ф.-ж.). См. Квантовая жидкость.

ФЕРМИ-ИМПУЛЬС — макс. значение импульса, к-рым могут обладать фермионы при темп-ре $T=0$ К. Ф.-и. в случае квадратичного закона дисперсии фермионов равен

$$p_F = \sqrt{2m\epsilon_F},$$

где m — масса фермиона (эфф. масса в случае квазичастицы), ϵ_F — ферми-энергия (см. также Ферми-поверхность).

ФЕРМИЙ (лат. Fermium), Fm, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 100; относится к тяжёлым актиноидам (т. н. транслутонциевым элементам). Известны изотопы Ф. с массовыми числами 244—258, все они радиоактивны. Наиб. устойчив ²⁵⁷Fm (α -распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 100,5$ сут). Ф. открыт в 1952 А. Гиорсо (A. Ghiorso) и др. и назван в честь Э. Ферми (E. Fermi). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2 p^6 d^{10} f^{12} 6s^2 p^6 7s^2$ (предположительно). Энергии последоват. ионизаций $6,7$; $12,5$ и $22,5$ эВ. Проявляет степени окисления +3 (как и др. актиноиды) и +2 (редко). Мишени, содержащие Ф., используют для искусств. синтеза более тяжёлых нуклеонов.

С. С. Берносова.

ФЕРМИОН (ферми-частица) — частица или квазичастица с полуполем спином. Ф. подчиняется Ферми — Дирака статистике. Ф. являются все барионы, кварки и лептоны. Связанная система, в к-рую входит нечётное число Ф., также есть Ф. Напр., атомное ядро с нечётным массовым числом, атом (ион) с нечётной суммой его массового числа и числа электронов. Примерами квазичастиц Ф. являются дырка и полярон.

ФЕРМИ-ПОВЕРХНОСТЬ — изоэнергетич. поверхность в пространстве квазиимпульсов (p -пространстве), соответствующая ферми-энергии ϵ_F :

$$\epsilon_s(p) = \epsilon_F. \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_s(p)$ — дисперсия закон электрона проводимости, s — номер энергетич. зоны (см. Зональная теория). Ф.-п. отделяет при темп-ре $T=0$ К занятые электронами проводимости состояния от свободных. Изображая Ф.-п., можно ограничиться одной ячейкой p -пространства (1-й Бриллюэна зона), т. к. в ней расположены концы векторов p , описывающие все неэквивалентные состояния. Но можно использовать расширенное (бесконечное) p -пространство, в к-ром каждая изоэнергетич. поверхность (и Ф.-п. тоже) периодична с периодом $2\pi\hbar b$, где b — произвольный вектор обратной решётки. Если Ф.-п. полностью умещается в одной ячейке p -пространства, то такую поверхность наз. замкнутой. Если Ф.-п. пересекает границы ячейки p -пространства, её наз. открытой. При использовании расширенного p -пространства замкнутая Ф.-п. бесконечно повторяется из ячейки в ячейку, а открытая проходит через всё p -пространство. Ф.-п. может быть открыта в одном, двух и трёх измерениях (рис. 1, 2, 3).



Рис. 1. Поверхность Ферми графита.

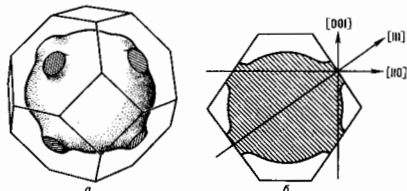


Рис. 2. а — Открытая поверхность Ферми Au, Cu, Ag; б — сечение её плоскостью [110], виды открытые направления.

У большинства металлов имеется иск. частично заполненные энергетич. зон. Поэтому, как правило, Ф.-п. имеет иск. полостей (карманы о. до л. и др.). Из к-рых одни могут быть открытыми, а другие замкнутыми. Замкнутая Ф.-п. может окружать область p -пространства, где $\epsilon_s(p) < \epsilon_F$;

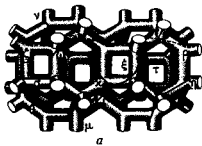


Рис. 3. а — Открытая электронная поверхность Ферми Rb; б — та же поверхность в одной ячейке обратной решётки.

тогда при $T=0$ К все состояния внутри Ф.-п. заняты. Такая Ф.-п. наз. электроном. Если внутри Ф.-п. имеются состояния с $\delta_{\epsilon_i}(p) > \delta_{\epsilon_j}$, то при $T=0$ К они свободны, а Ф.-п. наз. дырочной. Нормаль к Ф.-п. есть скорость электрона $v_i(p) = \partial \epsilon_i / \partial p$. У электронных Ф.-п. векторы скорости (нормали) направлены вовне поверхностей, у дырочных — внутрь.

Объём $\Omega_i(\delta_{\epsilon_i})$ одной полости замкнутой Ф.-п. или часть объёма открытой Ф.-п., приходящаяся на одну ячейку p -пространства, с точностью до численного множителя совпадает с плотностью n_i электронов проводимости, принадлежащих s -й зоне:

$$2\Omega_i(\delta_{\epsilon_i}) / (2\pi\hbar)^3 = n_i \quad (2)$$

Для дырочной Ф.-п. её объём принято связывать с плотностью n'_i дырок — плотностью свободных состояний в зоне:

$$2\Omega_i(\delta_{\epsilon_i}) / (2\pi\hbar)^3 = n'_i \quad (2')$$

Особый класс составляют компенсированные металлы (Be, V), у к-рых объёмы электронных и дырочных полостей Ф.-п. равны, т.е. равны плотности электронов и дырок.

Если Ф.-п. — сфера (K, Na, Rb, Cs), то её радиус равен

$$p_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3} \quad (3)$$

у эллипсоидальной Ф.-п. (Bi) размеры осей эллипсоида пропорциональны $n^{1/3}$.

Вычисление формы Ф.-п. конкретного металла пока невозможно, поэтому определение формы Ф.-п. производится по эксперим. данным. С разл. степенью точности известны Ф.-п. всех металлов и многих *интерметаллических соединений*. При этом используется тот факт, что большинство термодинамик., кинетик., акустик. и др. свойств металлов обусловлено электронами, занимающими состояния вблизи Ф.-п. В результате характеристик металла оказываются связанными с геом. характеристиками Ф.-п. (формой, кривизной, площадью сечений и др.). Так, сильная анизотропия *магнетосопротивления* указывает на открытость Ф.-п., знак постоянной Холла (см. *Холла эффект*) определяет характер Ф.-п. (электронная или дырочная), осцилляции магн. восприимчивости в сильных магн. полях (де *Хааса — ван Альбена эффект*) позволяют определить площадь экстремального сечения Ф.-п.; *поверхностный импеданс* в условиях аномального скин-эффекта — ср. кривизну Ф.-п.; квантовый *циклотронный резонанс* — площадь всех (а не только экстремальных) сечений Ф.-п. и т.д.

Задача восстановления формы Ф.-п. по эксперим. данным не может быть решена без привлечения теоретич. моделей. Чаще всего применяют либо приближение (модель) почти свободных электронов, либо приближение сильно связанных электронов. Обе модели используют воображения симметрии, позволяющие определять общие контуры Ф.-п. Приближение почти свободных электронов предполагает, что вся анизотропия Ф.-п. — результат неоднородности кристалла. В явном приближении Ф.-п. — совокупность сфер радиуса p_F с центрами в точках

p -пространства $p = 2\pi\hbar b$, эквивалентных центру первой зоны Бриллюэна. Учёт взаимодействия электронов с кристаллич. решёткой сводится к снятию вырождения (если диаметр сферы больше размера 1-й зоны Бриллюэна) и приводит к перестройке Ф.-п. (напр., возникают открытые поверхности). Получающиеся т.о. формы Ф.-п. многообразны, хотя и составлены из «обрезков» сфер.

Модель сильно связанных электронов использует разложение энергии электрона в решётке в ряд Фурье, а приближение состоит в том, что применяется не весь ряд, а лишь неск. его членов, обладающих всеми элементами симметрии кристалла.

Фазовый переход в металле сопровождается изменением его Ф.-п. Так, при переходе из парамагнитного в ферромагн. состояние (см. *Магнитный фазовый переход*) происходит расщепление Ф.-п. на две — для электронов с различными направлениями спинами.

Внеш. воздействие на металл может привести к изменению геометрии Ф.-п.: может возникнуть или исчезнуть полость Ф.-п. и (или) разорваться либо образоваться перемычка у Ф.-п. При этом электронные характеристики металла обнаруживают аномалии, называемые *электронным топологическим переходом* в нормальном металле.

Лит.: Крэйгелл А., Уонг К., Поверхности Ферми, пер. с англ., М., 1978; см. также лит. при ст. *Металлы*.

М. И. Каганов, Э. М. Эпштейн.

ФЕРМИ-РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — то же, что *Ферми — Дирака распределение* (см. также *Ферми — Дирака статистика*).

ФЕРМИ-УРОВЕНЬ — то же, что *ферми-энергия*.

ФЕРМИ-ЭНЕРГИЯ (уровень Ферми) — энергия, ниже к-рой все состояния системы частиц или квазичастиц, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике*, заполнены, а выше — пусты в осн. состоянии при абс. нуле температуры ($T=0$ К). Существование Ф.-э. следует из *Паули принципа*. Для идеального газа фермионов Ф.-э. δ_{ϵ_F} совпадает с *химическим потенциалом* при $T=0$ К и связана с числом частиц (n) газа в единице объёма соотношением:

$$\delta_{\epsilon_F} = \frac{(2\pi\hbar)^2}{2m} \left[\frac{3n}{4\pi(2s+1)} \right]^{2/3} \quad (1)$$

Здесь m_s — масса и спин фермиона (в случае квазичастиц m — *эффективная масса*). Для электронов ($s=1/2$)

$$\delta_{\epsilon_F} = (\hbar^2/2m)(3\pi^2 n)^{2/3}$$

Наряду с Ф.-э. вводят также понятия *ферми-импульса* $p_F = \sqrt{2m\delta_{\epsilon_F}}$ и фермиевой скорости $v_F = p_F/m = \sqrt{2\delta_{\epsilon_F}/m}$.

В *металлах* и вырожденных *полупроводниках* Ф.-э. расположена в одной из разрешённых энергетич. зон. В невырожденных полупроводниках Ф.-э. совпадает с серединой запрещённой зоны (при $T=0$ К) и смещается в сторону разрешённой зоны, обладающей меньшей эфф. массой, при $T \neq 0$ К ($kT \ll \delta_{\epsilon_c} - \delta_{\epsilon_v}$):

$$\delta_{\epsilon_F} = \frac{1}{2}(\delta_{\epsilon_v} - \delta_{\epsilon_c}) - \frac{3}{4}kT \ln \frac{m_c}{m_v} \quad (2)$$

Здесь δ_{ϵ_v} , δ_{ϵ_c} — энергии краёв валентной зоны и проводимости зоны; m_v , m_c — эфф. массы электронов и дырок.

Ф.-э. имеет величину порядка 1 — 10 эВ в металлах, порядка $10^{-2} - 10^{-1}$ эВ в вырожденных полупроводниках и порядка 10^{-4} эВ в ^3He . В вырожденном звездном веществе (*белые карлики, пульсары*) Ф.-э. может достигать $10^8 - 10^9$ эВ.

Лит.: Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., *Электронная теория металлов*, М., 1971; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., *Физика полупроводников*, М., 1990.

Э. М. Эпштейн.

ФЕРРИМАГНЕТИЗМ — магнитопорядочное состояние вещества, сочетающее свойства *ферромагнетизма* и *антиферромагнетизма*; в более общем смысле — совокупность физ. свойств вещества в этом состоянии. Магн. структура в состоянии Ф. определяется взаимной ориентацией векторов намагниченности M_i *магнитных подрешёток*. Самопроизвольная намагниченность M в отсутствие

вещ. магн. поля определяется векторной суммой $\sum M_i$; в общем случае в состоянии $\Phi, M \neq 0$. Вещства, в к-рых при темп-рах ниже T_C устанавливаются ферри-магн. упорядочение, называются ферримагнетиками (ФМ) (критич. темп-ру называют иногда *Неелева точкой* T_N). К ним относят кристаллич. вещества — ферриты, интерметаллы, соединения редкоземельных и переходных металлов, аморфные магнетики того же состава. Простейшая модель ферримагн. упорядочения показана на рис. 1.

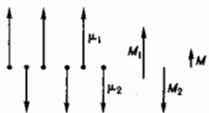


Рис. 1. Схематическое изображение ферримагнитного упорядочения линейной цепочки магнитных ионов различных сортов с магнитными моментами μ_1 и μ_2 ; N_i — число ионов данного сорта в единице объёма; $M_i = N_i \mu_i$ ($i=1, 2$) — величины намагниченностей подрешёток; суммарная намагниченность $M = M_1 + M_2$, $|M| = |M_1 - M_2|$.

Термин «Ф» предложен Л. Неелем (L. Neel) в 1948 при изучении магн. свойств широкого класса магн. окислов — ферритов-шпинелей; им же была разработана феноменологич. теория Ф.

Разл. магн. подрешётки, образующие ФМ, содержат ионы одного и того же элемента с разл. валентностью, ионы разл. металлов или одинаковые ионы с разл. кристаллографич. окружением. Атомные магн. моменты ФМ создаются электронами незаполненных d - или f -электронных оболочек ионов переходных металлов, входящих в состав ФМ. Между магн. ионами существуют обменные взаимодействия (ОВ) (см. *Обменное взаимодействие в магнетизме*), к-рые, наряду с *магнитной анизотропией*, определяют *магнитную атомную структуру* ФМ и обычно носят косвенный характер, при к-ром отсутствует прямое нескрещивание волновых ф-ций (см. *Косвенное обменное взаимодействие, РККИ-обменное взаимодействие*). В ферритах наиб. сильным является ОВ между ионами разл. подрешёток, стремящиеся установить магн. моменты подрешёток антипараллельно друг другу.

При высоких темп-рах $T \gg T_C$, когда энергия теплового движения много больше обменной энергии, вещество является парамагнетиком. Температурная зависимость обратной магн. восприимчивости ФМ не подчиняется линейной *Кюри—Вейса закону*, а носит нелинейный (гиперболический) характер (рис. 2). При высоких темп-рах $T \gg T_C$

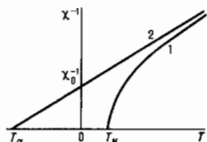


Рис. 2. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ (1) и асимптоты $\chi^{-1}(T)$ (2) двухподрешёточного ферримагнетика, по Неелю; T_C — точка Кюри.

она близка к зависимости для антиферромагнетика, а при $T \geq T_C$ — для ферромагнетика. При $T = T_C$ обменная энергия становится равной тепловой и в веществе возникает Ф. В большинстве случаев такой переход является *магнитным фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями физ. свойств.

Магнитная структура ферримагнетиков. Вид магн. упорядочения характеризуется магн. атомной структурой, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*, элементарная магн. ячейка может совпадать с кристаллографической или иметь боль-

ший (кратный) период. Наряду с коллинеарными (рис. 1) в ФМ существует большое кол-во сложных неколлинеарных и некомпланарных магн. структур. Напр., треу-

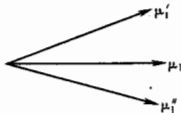


Рис. 3. Схематическое изображение треугольной магнитной структуры одной из подрешёток.

гольные структуры (рис. 3) возникают из-за конкуренции внутри- и междодрешёточных ОВ, тогда как зониционные структуры в ферритах-гранатах (рис. 4) возникают благодаря наличию сильной одноосной анизотропии, обусловленной совместным действием *спи-орбитальной взаимодестина* и взаимодействия магн. моментов редкоземельных (РЗМ) ионов с *внутрикристаллическим полем*.

В аморфных ФМ состава $R_{1-x}T_x$, где R — Gd, Tb, Dy и др., РЗМ-ионы, а T — Fe, Co, Ni и др. ионы переходных металлов, магн. ионы занимают случайно размещённые в пространстве позиции с разл. кристаллографич. окружением. Обычно магн. моменты d -ионов упорядочиваются (почти) параллельно друг другу благодаря сильному ОВ, а магн. моменты f -ионов (кроме Gd) заполняют некр-ый конус, результирующая намагниченность к-рого ориентирована антипараллельно намагниченности d -ионов (см. *Спермагнетизм*). Хотя понятие подрешёток оказывается в данном случае неприменимым, свойства таких магнетиков во многом аналогичны свойствам двухподрешёточных коллинеарных ФМ; имеющиеся отличия обусловлены структурным беспорядком.

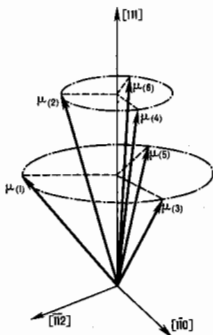


Рис. 4. Зоничная структура магнитных моментов редкоземельных ионов в ферритах-гранатах. Показаны кристаллографические направления, номера в скобках обозначают неэквивалентные кристаллографические позиции.

Прямыми методами определения магн. структуры ФМ является дифракция нейтронов (см. *Магнитная нейтроннография*), а также взаимодействие синхротронного излучения с магн. веществом.

Феноменологическая теория ферримагнетизма. Простейшее описание Ф. даёт теория *молекулярного поля*, обобщённая на произвольное число магн. подрешёток (теория Нееля). Для изотропного ФМ с двумя неэквивалентными подрешётками 1 и 2 суммарную намагниченность (на грамм-ион) можно записать в виде

$$M = x_1 M_1 + x_2 M_2, \quad (1)$$

где M_1, M_2 — намагниченности подрешёток (на грамм-ион); x_1, x_2 — относит. концентрации ионов в подрешётках ($x_1 + x_2 = 1$).

Молекулярные поля, действующие на ионы, равны соответственно

$$H_1 = n(\alpha x_1 M_1 + \epsilon x_2 M_2),$$

$$H_2 = n(\beta x_2 M_2 + \epsilon x_1 M_1), \quad (2)$$

где $\epsilon = \pm 1$; n, α, β — положительные постоянные, связанные с обменными интегралами внутри- и междодрешёточных ОВ. Закон Кюри—Вейса для намагниченностей под-

рёток во внеш. поле H записывается в виде (C, T — константа Кюри и темп-ра соответственно)

$$M_1 = \frac{C}{T}(H + H_1), M_2 = \frac{C}{T}(H + H_2). \quad (3)$$

В области темп-р. больших T_C , обратная магн. восприимчивость подчиняется закону

$$\chi^{-1}(T) = \frac{T}{C} + \chi_0^{-1} - \frac{\sigma}{T - T_1} \quad (4)$$

(рис. 2), где постоянные χ_0^{-1} , σ , T_1 , а также парамагн. точка Кюри T_C определяются из решения системы ур-ний (1) — (3). В точке Кюри $\chi^{-1}(T_C) = 0$. При $T_C > 0$ в области темп-р $T < T_C$ возникает Ф., при $T_C < 0$ вещество остаётся парамагнитным вплоть до $T = 0$ К. Асимптотика гистерезиса определяется ур-нием

$$\chi_{\infty}^{-1}(T) = T/C + \chi_0^{-1}.$$

Асимптотич. точка Кюри ФМ на рис. 2 $T_A = -C\chi_0$. Необходимыми условиями возникновения Ф., в рамках теории Нельса являются условия $\epsilon = -1$, $\alpha\beta > 1$.

Ниже T_C температурная зависимость суммарной намагниченности (1) определяется из решения системы самосогласованных ур-ний для намагниченности подрешёток M_i , определяемых через ф-цию Бриллюэна с эфф. полями (2).

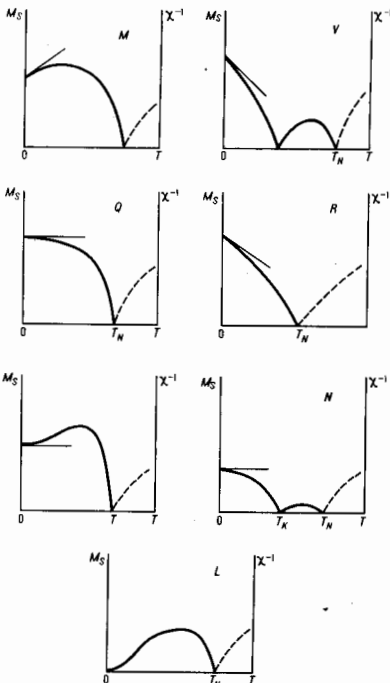


Рис. 5. Основные типы температурной зависимости спонтанной результирующей намагниченности M_s и обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ в двухподрешёточных ферримагнетиках.

Различия в температурных зависимостях M_i , обусловленные наличием внутриподрешёточных ОВ, приводят к разл. видам температурной зависимости результирующей намагниченности (рис. 5). На кривых типа V и N существует точка магнитной компенсации T_c , по достижении к-рой намагниченности подрешёток точно компенсируются и результирующая намагниченность равна нулю.

Общее феноменологич. описание Ф. даёт *Ландау теория* фазовых переходов, основанная на различии термодинамич. потенциалов системы по степеням *параметра порядка* (в случае Ф. — по компонентам векторов намагниченности подрешёток M_i). В рамках этой теории удобно также исследовать *ориентационные фазовые переходы* в ФМ.

Специфическим свойством для Ф. является поведение ФМ в сильных магн. полях, сравнимых по величине с эфф. полем междурешёточного ОВ. Простейшая коллинеарная магн. структура (рис. 1) в нек-рых интервалах магн. полей и темп-р может стать неколлинеарной вследствие конкуренции отрицательного ОВ между магн. подрешётками и взаимодействиями магн. моментов с внеш. полем H (С. В. Тябликов, 1957). В малых полях $H < H_{кр.1} = \lambda(M_1 - M_2)$, где λ — константа ОВ между подрешётками, сохраняется нач. состояние ФМ, в сильных полях $H > H_{кр.2} = \lambda(M_1 + M_2)$ вещество находится в индуцированной полем ферромагн. фазе ($M_1, M_2 \uparrow H$), а в промежуточных полях $H_{кр.1} < H < H_{кр.2}$ возникает неколлинеарная (угловая) фаза, в к-рой магн. моменты подрешёток составляют разл. углы с направлением поля H . (Кривая намагничивания изотропного двухподрешёточного ФМ изображена на рис. 2 к ст. *Ферримагнитный резонанс*.) В угловой фазе магн. восприимчивость не зависит от величины поля и равна $1/\lambda$. Подобное поведение восприимчивости характерно и для антиферромагнетизма.

Наличие вырождения по ориентации магн. моментов относительно внеш. поля в угл. фазе приводит к возможности возникновения доменной структуры в сильных магн. полях (двойникование, тройникование и т. д.); подобные явления наблюдаются также и в *сегнетоэлектриках*.

Магн. анизотропия существенно изменяет процессы перестройки магн. структуры ФМ и определяет т. п. спин-персориентационные фазовые переходы; её влияние особенно важно вблизи точки компенсации T_c . Магн. фазовая диаграмма двухподрешёточного ФМ с магн. анизотропией 2-го порядка при наложении поля вдоль *оси лёгкого намагничивания* изображена на рис. 6.

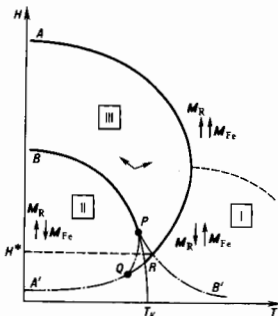


Рис. 6. Магнитная фазовая диаграмма двухподрешёточного ферримагнетика (на примере ферритов-гранатов) при учёте магнитной анизотропии 2-го порядка. Магнитное поле приложено вдоль оси лёгкого намагничивания. Схематически показаны магнитные фазы. Сильные линии — линии фазовых переходов (ФП) 2-го рода, тонкая линия — линия ФП 1-го рода, штрих-пунктирные линии — линия потери устойчивости метастабильных фаз.

(Для случая, когда поле приложено вдоль оси трудного намагничивания, см. рис. 3 к ст. *Магнитный фазовый переход*.)

Вдали от T_c в слабых полях ФМ ведёт себя подобно ферромагнетику, а вблизи T_c — подобно антиферромагнетику, что приводит к возникновению магн. фазового перехода 1-го рода в угл. фазу. Наличие анизотропии более высоких порядков приводит к ещё более сложному характеру переориентации. На рис. 7 показаны магн. фазовые

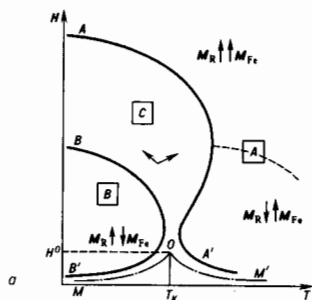
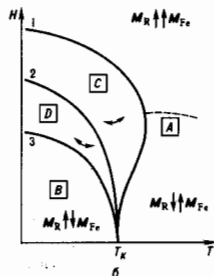


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма кубических ферримагнетиков для различных ориентаций внешнего поля: а) $H \parallel [100]$. Сплошные линии — линии ФП 2-го рода; штрих-пунктирная линия — линия ФП 1-го рода между угловыми фазами, O — критическая точка; б) $H \parallel [111]$. Все линии на диаграмме — линии ФП 1-го рода.



диаграммы ферритов-гранатов при учёте магн. анизотропии 2-го и 4-го порядков с константами K_1, K_2 в случаях $K_1 < 0$ для ориентации поля вдоль кристаллич. осей $[100]$ и $[111]$.

В первом случае на диаграмме существует *трикритическая точка* типа наблюдаемой на диаграмме пар — жидкость, а во втором — все фазовые переходы являются переходами 1-го рода.

Свойства ФМ, в к-рых энергия магн. анизотропии порядка энергии междошрещётчного ОВ, значительно отличаются от свойств слабоанизотропных ФМ. Переход в индус-

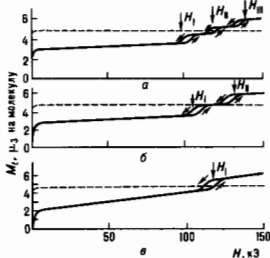


Рис. 8. Кривые намагничивания феррита-граната $Y_{2.75}Ho_{0.25}Fe_3O_{12}$ (сплошные линии); $Y_2Fe_3O_{12}$ (пунктир) при $T = 4.2$ К для различных направлений внешнего поля: а) $H \parallel [111]$; б) $H \parallel [110]$; в) $H \parallel [100]$.

рованное полем ферромагн. состояние происходит путём одного или неск. фазовых переходов 1-го рода (рис. 8).

Вблизи T_c наблюдается целый ряд аномалий физ. свойств ФМ: значит. рост коэрцитивной силы, температурный гистерезис намагниченности, аномалии магнитострикции и магнитокалорич. эффекта (рис. 9) и увеличение размеров доменов. Константы Верде, Холла и др. подобные характеристики в T_c не обращаются в нуль, а обнаруживаются достаточно сложную зависимость от темп-ры и поля.

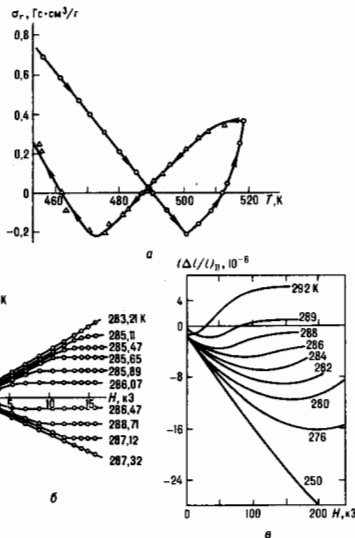


Рис. 9. Аномалии физических свойств ферримагнетиков вблизи точки магнитной компенсации: а — температурный гистерезис намагниченности σ_r , соединения $ErFe_2$; б — магнитокалорический эффект в феррите-гранате $Gd_3F_5O_{12}$; в — продольная магнитострикция феррита-граната $Gd_3F_5O_{12}$.

что связано с различием соответствующих вкладов, вносимых подрешёткам, в силу их разл. кристаллохим. природы.

Элементы микроскопической теории ферримагнетизма. При низких темп-рах классич. теория ФМ становится неприменимой и свойства ФМ описываются квантовой теорией. Для изотропного двухподрешётчатого ФМ с подрешётками 1 и 2 гамильтониан может быть записан в виде

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (I_{ij}^1 \hat{S}_{i1} \hat{S}_{j1} + I_{ij}^{22} \hat{S}_{i2} \hat{S}_{j2} - I_{ij}^{12} \hat{S}_{i1} \hat{S}_{j2}), \quad (5)$$

где суммирование проводится по всем магн. ионам i и j ; \hat{S}_{ij} — спиновые операторы; символ $\langle \dots \rangle$ — означает суммирование по ближайшим соседям; I_{ij}^k — обменные интегралы. Простейшему приближению на основе гамильтониала (5) в случае низких темп-р соответствует теория спиновых волн.

В рамках полуклассич. описания спиновыми волнам соответствует прецессия магн. моментов μ_{ik} ионов, находящихся в узлах кристаллич. решётки r_k , с частотой ω и волновым вектором k по закону

$$\mu_{ik} = \mu_{i0} + m_{ik} \exp(i(\omega t - kr)). \quad (6)$$

Обменная $s-d(f)$ -модель позволяет также установить связь между электронами проводимости РЗМ-металлов и особенностями их атомной магн. структуры, k -рая имеет вид неколлинеарных винтовых структур. Эта модель, если её донастроить учётом магн. (спин-орбитального) взаимодействия, позволяет также объяснить в принципе все аномалии элктронных свойств ферромагнетиков, связанных с существованием в них спонтанной намагниченности. Учёт магн. (релятивистских) взаимодействий позволяет объяснить природу магн. анизотропии и магнитострикции.

Ещё в 1947 Ж. М. Латтинджер и Л. Тисса [12] высказали гипотезу о возможности существования «дипольного ферромагнетизма» в системе свободно вращающихся магн. диполей даже в отсутствие обменного взаимодействия или при весьма слабом обменном взаимодействии. Экспериментально такой Ф. обнаружено в 1990 [13] в образце ГТК-структуры РЗМ-спин $Cs_2Na(RO_2)_6$ (где $R=Du, Eu, Gd, Nd$), в k -р-ой магн. ионы находятся на достаточно удалённом расстоянии и поэтому обменная связь (~ 10 МК) на порядок меньше дипольной энергии (~ 100 МК), а точки Кюри расположены в интервале $60-6,5$ К.

Теория кривой намагничивания ферромагнетиков. Из опыта известно, что при $H=0$ термодинамическому устойчивому состоянию макрообразца (минимуму гермодинамич. потенциала) отвечает размагниченное состояние, ибо в противном случае на поверхности образца, как правило, образуются магн. полюса, создающие размагничивающее поле H_{ex} , с k -р-ым связана большая плотность энергии. Т. о., возникает тенденция размагничивания конечных образцов, хотя обменные силы стремятся их «намагнитить». В результате происходит разбиение ферромагн. образца на макрорегионы однородной намагниченности. Эту гипотезу высказал ещё в 1907 П. Вейсс (P. Weiss), а количественно обосновал впервые в 1935 Л. Ландау и Е. Лифшиц (см. *Ферромагнитные домены и магнитная доменная структура*). Теория Ф. качественно определяет размеры и форму доменов, k -рые зависят от конкуренции разл. взаимодействий внутри ферромагнетика. Равновесная структура доменов при $H=0$ имеет вид совокупности связанных замкнутых магн. потоков внутри образца. Наряду с осн. доменами могут возникать и вторичные, т. е. замкнутые и осн. домены. Магн. доменная структура является весьма структурно чувствительной. Между доменами образуются промежуточные слои, или ступки (см. *Доменная стенка. Блоха стенка. Неелла стенка*), конечной толщины, в k -рых вектор M_n непрерывно меняет своё направление от ориентации, отвечающей вектору M_n в одном домене, до ориентации, отвечающей направлению M_n его соседа. На образование этих ступок затрачивается некоторая энергия, но её величина по всему образцу меньше энергии поля H_{ex} , k -рая возникла бы в отсутствие доменов. При искр-рых критических малых размерах ферромагн. образцов возникновение в них нелк. доменов может стать энергетически невыгодным, тогда частицы остаются при $T < T_C$ однородно намагниченными (см. *Однородные частицы*). Это можно объяснить особые свойства тонких ферромагн. порошков и изделий из них (см. *Магнитно-твёрдые материалы*). Среди них нолучили довольно широкое распространение коллоидные растворы однодоменных ферромагн. частиц, образующих магн. жидкости, имеющие перспективные области применения в технике и медицине. Весьма специфич. характер носит ферромагн. доменная структура в тонкой *магнитной плёнке* (см. также *Цилиндрические магнитные домены*). Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках, т. е. все процессы перемагничивания, определяются в первую очередь изменениями доменной структуры во внеш. магн. поле H , т. е. путём изменения объёма доменов с разл. ориентацией векторов M_n , в них за счёт смещения границ доменов (см. *Доменная стенка динамика. Демонстрационная структура*). Кроме того, играет роль и вращение векторов M_n в падающем внеш. поля. В размагниченном состоянии (с точностью до объёма, занятого доменными стенками) имеем $\sum_i M_n^i \cos \theta_i = 0$, где суммирование идёт по всем i -м доме-

нам, v_i — объём i -го домена; θ_i — угол между вектором M_n^i в i -м домене и любой фиксир. осью в образце, напр. совпадающей с ориентацией намагничивающего поля. При включении поля вдоль этой осн. в направлении поля появляется отличная от нуля намагниченность:

$$\delta M_n = M_n \sum_i \cos \theta_i \delta v_i + M_n \sum_i v_i \delta (\cos \theta_i). \quad (11)$$

Первое слагаемое в (11) обусловлено ростом объёмов доменов, M_n , в k -рых направлены относительно H энергетически более выгодно, за счёт объёмов доменов, намагниченных менее выгодно; всё это осуществляется путём процессов смещения доменных стенок. Второе слагаемое в (11) обусловлено процессами вращения векторов M_n . Уд. магн. восприимчивость ферромагнетиков, т. о., приближённо равна сумме $\chi = \chi_{\text{Хеммел}} + \chi_{\text{Харрис}}$. Анализ реальных кривых показывает, что в слабых полях $\chi \gg \chi_{\text{Хеммел}}$, а в более сильных (после крутого подъёма кривой) $\chi_{\text{Хеммел}} \gg \chi_{\text{Харрис}}$. При размагничивании ферромагнетика из состояния магн. насыщения происходит восстановление доменной структуры путём возникновения зародышей перемагничивания — областей с обратной (по отношению к первоначальной) намагниченностью. В Дёрингом (W. Döring) в 1939 была разработана достаточно строгая и общая теория роста таких зародышей, k -рая хорошо подтверждена экспериментально [9, 4].

Иза-за структурной чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания и перемагничивания количества теории кривых намагничивания и петель гистерезиса ферромагнетиков находится в нач. стадии развития. Лишь в случае расчёта кривых намагничивания идеальных монокристаллов ордел. формы в области, где $\chi_{\text{Хеммел}} \gg \chi_{\text{Харрис}}$ [1], можно развить строгую количеств. теорию для образцов простой формы (напр., эллипсоидов), допускающей однородности намагниченности при их структурной и хим. однородности. Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих *магнитных материалов*, играющих весьма важную и всё возрастающую роль в совр. технике (напр., в магн. дефектоскопии и структурном анализе, а также при конструировании элементов магнати ДВМ, ускорительных секций, накопительных колец и т. п.).

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Борзорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение веществ, М., 1955; 6) Туров Е. А., Физические свойства магнитопорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Электронная теория переходов металлов, «УФН», 1962, т. 77, в. 3, с. 377; 1962, т. 78, в. 1, с. 3; 8) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. ст., пер. с англ., М., 1963; 9) Becker R., Döring W., Ферромагнетизм, В., 1939; 10) Kittler E., Ферромагнетизм, В., 1962; 11) Magnetism, A treatise on modern theory and materials, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1. Magnetic ions in insulators, their interactions, resonances and optical properties, N. Y.—L., 1963; v. 2A. Statistical models, magnetic symmetry, hyperfine interactions and metals, N. Y.—L., 1965; v. 2B. Interactions and metals, N. Y.—L., 1966; v. 3. Spin arrangements and crystal structure, domains and micromagnetics, N. Y.—L., 1963; v. 4. Herring C. (сост.), Exchange interactions among linearal cations, N. Y.—L., 1966; 12) Luttinger J. M., Tisza L., Theory of dipole interaction in crystals, «Phys. Rev.», 1946, v. 70, p. 954; 1947, v. 72, p. 257; 13) Roster M. R., Coirucci L. R., Dipolar ferromagnetic order in a cubic system, «Phys. Rev. Lett.», 1990, v. 65, p. 1064; 14) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 15) Нагаев Э. Л., Физика магнитных полупроводников, М., 1979; 16) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 17) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства веществ, пер. с япон., М., 1983; 18) Никитин С. А., Магнитные свойства реальных металлов и их сплавов, М., 1989; 19) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнитопорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 20) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения, пер. с япон., М., 1987; 21) Изюмов Ю. А., Скрайбин Ю. Н., Статистическая механика магнитопорядоченных систем, М., 1987; 22) Мория Т., Силовые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988; 23) Аписимов В. И. и др., Зональная теория

Как правило, структуры Ф. характеризуются наличием двух или более разл. катионных позиций. Эти позиции могут быть заняты как ионами переходных и редкоземельных элементов, так и диамагн. ионами, не обладающими магн. моментами. При этом одинаковые ионы могут находиться в разных позициях, и наоборот, по одинаковым позициям могут быть распределены (хаотично или упорядочено) разл. ионы. Наиб. хорошо изучены и нашли широкое применение в технике ферриты — окисидные Ф. с кубич. структурой типа шпинели и граната и нек-рыми гексагональными структурами. Известны ферритами кристаллич. в к-рых анионами являются сера, фтор и др.; так, $RbNiF_3$ — гексагональный Ф., в к-ром из шести магн. подрешёток намагниченность четырех направлена в одну сторону, а двух других — в противоположную (подобные ферриты прозрачны в видимой области спектра).

К Ф. принадлежит также ряд сплавов и интерметаллич. соединений. Большинство из них — вещества, содержащие атомы редкоземельных (R) и переходных (M) металлов. Их магн. структура характеризуется наличием двух подрешёток — R и M соответственно. Интерметаллич. соединения типа RFe_2 обладают рекордной магнитоотстройкой (10^{-3} в магн. полях $10-15$ кГс) и могут быть использованы в качестве пьезоэлектрич. преобразователей. Др. тип редкоземельных интерметаллидов имеет состав RM_5 . Эти соединения имеют большую энергию магнитной анизотропии и значит. коэрцитивную силу; из них изготавливают магниты постоянные с рекордной величиной энергетического произведения (BH)_{макс} $\sim 10^7$ Гс·Э. Известны также соединения типа R_2M_{17} и др. Помимо кристаллич. Ф. существуют также и аморфные Ф. Наиб. известные представители данного класса — аморфные сплавы редкоземельных и переходных металлов в широком диапазоне составов, находящих широкое применение в качестве реверсивных записывающих сред в запоминающих устройствах с термомагн. записью и магнитоопич. считыванием.

В табл. приведены нек-рые характеристики типичных Ф.

Некоторые типичные ферритами

Вещество	Тип кристаллической структуры	T_c , К	M_{10} , Гс	$M_{эфф}$, мВ
Fe_2O_3	шпинель	858	6400	4,1
$MgFe_2O_4$	шпинель	713	1800	1,1
$CoFe_2O_4$	шпинель	793	6000	3,9
$Y_3Fe_5O_{12}$	гранат	560	2470	5,0
$Gd_2Fe_5O_{12}$	гранат	564	7250	16
$Ho_2Fe_5O_{12}$	гранат	567	7400	15
$BaFe_{12}O_{19}$	гексагональная	730	5220	27
$Ba_3Co_2Fe_{10}O_{41}$	гексагональная	680	3350	31
$RbNiF_3$	гексагональная	139	1080	—
$TiNiF_3$	гексагональная	111	620	—
$CsNiF_3$	кубическая	150	620	—
$GdFe_2$	фаза Лавесса	789	692	3,7
$TbFe_2$	фаза Лавесса	698	1090	5,6
$DyFe_2$	фаза Лавесса	635	1300	5,6
$PrCo_5$	гексагональная типа $CaCu_2$	912	1150	10,8
$SmCo_5$	гексагональная типа $CaCu_2$	1020	937	8,7
$GdCo_5$	тип $CaCu_2$	1014	—	—
Gd_2Co_{17}	тип Th_2Mn_{17}	1218	—	—
Gd_2Ni_{17}	тип Th_2Mn_{17}	196	—	—
$Nd_2Fe_{14}B$	тетрагональная	585	9000	33

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кичина, М., 1976; см. также лит. при ст. Ферритами и Ферриты. Г. В. Сайко, А. К. Зельдин.

ФЕРРИМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии ферримагнетиком, находящимся в пост. магн. поле. Наблюдался впервые Хьюиттом (W. H. Hewitt) в ферритах в 1949, вскоре после наблюдения (1946) ферромагнитного резонанса в металлах.

Теория Ф. р. может быть построена на основе классич. представлений с использованием недрешёточной гипотезы Л. Нееля (L. Neel, 1948) (см. Ферримагнетизм). Согласно этой гипотезе, элементарные магн. моменты ионов, находящихся в эквивалентных узлах магн. решётки ферримагнетика, объединяются в магнитные подрешётки с намагниченностями M_j ($j=1, 2, \dots, N$). Число подрешёток N , строго говоря, должно быть равно числу магн. ионов в примитивной элементарной магн. ячейке. Напр., для железитригравита $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ) $N=20$. Однако типы колебаний с наименьшими частотами могут быть описаны на основе моделей с меньшим числом подрешёток. во многих случаях — на основе двухподрешёточной модели. Так, в случае ЖИГ 12 ионов Fe^{3+} в тетраэдрич. узлах и 8 таких ионов в октадрич. узлах объединяются соответственно в две подрешётки с антипараллельными намагниченностями. Конечно, $N-2$ высш. типов колебаний будут при этом «потеряны».

Намагниченности подрешёток M_j удовлетворяют ур-нию, аналогичным Ландау — Лифшица ур-нению для намагниченности ферромагнетика:

$$\frac{dM_j}{dt} = -\gamma_j [M_j H_{эффj}] + R_j \quad (1)$$

Здесь γ_j — магнитоомехан. отношение для j -й подрешётки; $H_{эффj}$ — действующее на неё эфф. поле:

$$H_{эффj} = -\frac{\partial F}{\partial M_j} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial M_j / \partial x_k)} \right] \quad (k=1, 2, 3); \quad (2)$$

R_j — диссипативный член, F — плотность свободной энергии ферримагнетика. В эфф. входит энергия (зеemanовская) во внеш. магн. поле и энергии всех учитываемых видов взаимодействия, включая обменное. Причем, в отличие от ферромагнетика, не только неоднородная, но и неоднородная часть эфф. поля этого взаимодействия входит и ур-ние (1).

При условии $m_j \ll M_{j0}$ (где M_{j0} — постоянные составляющие, а m_j — комплексные амплитуды переменных составляющих векторов M_j) из (1) в нулевом приближении следуют условия равновесия

$$[M_{j0} H_{эффj0}] = 0 \quad (3)$$

(т. е. параллельность векторов M_{j0} и $H_{эффj0}$), а в первом приближении линейные ур-ния

$$i\omega m_j + \gamma_j [m_j H_{эффj0}] + \gamma_j [M_{j0} h_{эффj0}] - R_j = 0. \quad (4)$$

Проекция этих ур-ний на ось координат образует систему связанных ур-ний т. к. в $h_{эффj}$ входят намагниченности n др. подрешёток. В отсутствие внеш. перем. поля эта система является системой однородных ур-ний, её решениями являются намагниченности N типов свободных колебаний, а равенство нулю её определителя даёт ур-ние для N частот этих колебаний. Диссипативный член R_j может быть записан в одной из форм, аналогичных используемым в теории ферромагн. резонанса, напр. в форме Гильберта:

$$R_j = (\alpha_j / M_j) [M_j \partial M_j / \partial t]$$

С учётом R_j свободные колебания становятся затухающими, а их частоты — комплексными.

Решению системы (4) должно предшествовать нахождение векторов M_{j0} . При достаточно низких темпах их длины можно считать заданными, а ориентацию находить с помощью соотношений (3) или эквивалентных им условий минимума энергии:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_j} = \frac{\partial F}{\partial \varphi_j} = 0. \quad (5)$$

где θ_j и φ_j — полярный и азимутальный углы вектора M_{j0} .

При более высоких темп-рах длины и ориентации M_{10} могут быть найдены, исходя из условий (5). Для ферримагнетиков (так же, как и для антиферромагнетиков) осн. состояния, т. е. ориентации векторов M_{j0} (и соответственно условия и частоты Ф. р.), оказываются различными в разных интервалах изменения внеш. пост. поля H_0 .

Рассмотрим неограниченный изотропный двухподре- шоточный ферримагнетик при нулевой (практически достато- чно низкой) темп-ре, когда длины векторов M_{10} и M_{20} можно считать заданными. Осн. состояния для этого слу- чая показаны на рис. 1. Первое — антипараллельное состояние реализуется в интервале значений

$$0 < H_0 < H_1 = \lambda(M_{10} - M_{20}), \quad (6)$$

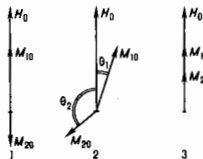


Рис. 1. Основные состояния изотропного двухподре- шоточного ферримагнетика: 1 — антипараллельное; 2 — неколлинеарное; 3 — параллельное.

где λ — константа обменного взаимодействия между под- рештками. В действительности, с учётом размагничива- ющих полей и анизотропии, образцы конечных размеров при $H_0 < H_d$ распадаются на домены и первое (однородное) осн. состояние имеет место при $H_d < H_0 < H_1$ ($H_d \ll H_1$). Второе — неколлинеарное состояние реализуется при

$$H_1 < H_0 < H_2 = \lambda(M_{10} + M_{20}), \quad (7)$$

а третье — параллельное — при $H_0 > H_2$; поля H_1 и H_2 наз. соответственно первое и второе обменные поля. Зависимости углов θ_1 и θ_2 между полями H_0 и, соответственно, векторами M_{10} и M_{20} , а также суммарной пост. намагнитченности $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$ от H_0 показаны на рис. 2. В неколлинеарном осн. состоянии

$$\cos \theta_1 = \frac{H_2 + H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{10}}, \quad \cos \theta_2 = \frac{H_2 - H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{20}}. \quad (8)$$

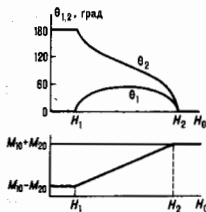
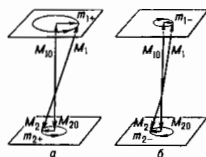


Рис. 2. Полевые зависимости углов между намагниченно- стями подрешоток и постоян- ным магнитным полем, а так- же суммарной постоянной на- магнитченности двухподре- шоточного ферримагнетика.

Для рассмотрения колебаний намагнитченности в первом осн. состоянии следует, спроектировав (4) на оси x и y (ось z совпадает с направлением H_0), перейти затем к цирку- лярным переменным $m_{j\pm} = m_{jx} \pm im_{jy}$ ($j=1, 2$). Тогда для m_{j+} и m_{j-} получаются независимые ур-ния. Это означа- ет, что собственные (свободные незатухающие) типы колебаний представляют собой круговую прецессию намагни- ченностей M_1 и M_2 вокруг оси z (рис. 3) соответственно с правым для m_{j+} и левым для m_{j-} направлениями враще- ния. Для собственных частот этих колебаний ω_+ и ω_- справедливо ур-нис

$$\omega^2 \pm \omega [\lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) - (\gamma_1 + \gamma_2) H_0] - \gamma_1 \gamma_2 (H_1 - H_0) H_0 = 0. \quad (9)$$

Рис. 3. Прецессия намагни- ченностей подрешоток ферри- магнетика в антипараллель- ном основном состоянии: а — ферромагнитный, б — обмен- ный типы колебаний.



Решения его приведены на рис. 4.

Наиб. интерес представляет область малых пост. полей ($H_0 \ll H_1$). В этом случае

$$\omega_+ \approx \frac{(M_{10} - M_{20}) H_0}{M_{10} \gamma_1 - M_{20} \gamma_2} \equiv \gamma_{\text{эф}} H_0, \quad (10)$$

а $\omega_- \approx \lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) = \omega_{\text{обм}}$, $\omega_- \gg \omega_+$. Отсюда следует важный вывод: в области малых полей и низких частот

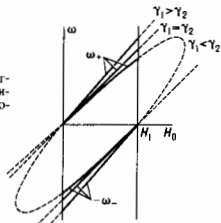


Рис. 4. Частоты ферримаг- нитного резонанса в анти- параллельном основном со- стоянии.

Рис. 4. Частоты ферримаг- нитного резонанса в анти- параллельном основном со- стоянии.

(где имеет место только тип колебаний с частотой ω_+) ферримагнетик ведёт себя как ферромагнетик с намагни- ченностью $M_0 = |M_{10} - M_{20}|$ и эффективным g -фактором, к-рый определяется выражением (10). Тип колебаний с частотой ω_- наз. часто ферромагнитным, а тип колебаний с частотой ω_+ — обменным. Прецессия векторов намаг- нитченностей подрешоток для ферромагн. типа колебаний (рис. 3, а) происходит таким образом, что эти векторы остаются приблизительно антипараллельными. Именно поэтому в приближённое выражение (10) не входит обмен- ная постоянная λ .

Рассмотрение вынужденных колебаний показывает, что ферромагн. тип колебаний возбуждается внеш. перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым враще- нием и в области малых полей и низких частот магн. вос- приимчивость имеет такой же вид, как для ферромагнетика с теми же эфф. параметрами. Эта эквивалентность сохраняется и при учёте формы образца, в частности для резонансных частот и компонент тензора внеш. восприим- чивости малого эллипсоида. Сохраняется она и при учёте анизотропии и при учёте потерь. Ширина кривой Ф. р. для ферромагн. типа колебаний

$$\Delta H = 2\omega_+ \frac{\alpha_1 M_{10} \gamma_1 + \alpha_2 M_{20} \gamma_2}{|M_{10} - M_{20}|} \approx 2\omega_+ \frac{\alpha_{\text{эф}}}{\gamma_{\text{эф}}}, \quad (11)$$

где α_1 и α_2 — параметры диссипации подрешоток; $\gamma_{\text{эф}}$ опреде- ляется Ф-лой (10), а определением $\alpha_{\text{эф}}$ является выраже- ние (11).

Во втором, неколлинеарном, осн. состоянии также воз- можны два типа колебаний. Для первого концы векторов M_1 и M_2 движутся по эллипсам, однако прецессия вектора суммарной намагнитченности $M = M_1 + M_2$ является круго- вой. Этот тип колебаний возбуждается перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым враще- нием, частота его (в частном случае $\gamma_1 = \gamma_2$) $\omega_+ = \gamma H_0$ (рис. 5). Для этого типа колебаний ферримагнетик эквивалентен ферромагнетку с зависящей от H_0 (рис. 2) постоянной намагнитченностью $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$. Частота же второго типа колебаний при

всех принятых допущениях $\omega = 0$, и этот тип колебаний не возбуждается однородным перем. магн. полем. При учёте анизотропии частота $\omega \neq 0$, но будет низкой. Этот тип колебаний представляет собой т. н. мягкую моду.

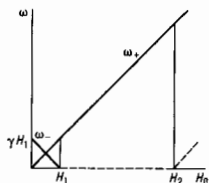


Рис. 5. Частоты ферромагнитного резонанса в некоординатном основном состоянии (при $\gamma_1 = \gamma_2$). Штриховые линии — частоты колебаний, которые не возбуждаются однородным переменным полем.

В третьем, параллельном, осн. состоянии ферромагнетик для одного типа колебаний также эквивалентен ферромагнетнику с суммарной намагниченностью: $M_0 = M_{10} + M_{20}$.

В случае ферромагнетика с числом подрешёток, большим двух, в т. ч. и с нелинейными постоянными намагниченностями подрешёток, всегда существует один тип колебаний, для к-рого в слабых пост. полях весь «нулевой» вектор намагниченности прецессирует как одно целое. Для этого типа колебаний ферромагнетик эквивалентен ферромагнетнику и резонансная частота не зависит от констант обменного взаимодействия.

Магн. материалы, применяемые для создания магн. устройств техники СВЧ, являются ферромагнетиками (или ферритами в широком смысле этого слова). Как правило, используется ферромагн. тип колебаний, к-рый возбуждается в этом диапазоне при сравнительно небольших пост. магн. полях. Поэтому вывод об эквивалентности ферромагнетика для этого типа колебаний ферромагнетнику с эфф. параметрами имеет очень большое практич. значение. Он позволяет использовать при расчёте указанных устройств сравнительно простую теорию ферромагн. резонанса.

Однако необходимо иметь в виду следующие особенности Ф. р.

1) Кроме ферромагн. типа колебаний существует $N-1$ (где N — число подрешёток) обменных типов колебаний, резонансные частоты к-рых при малых H_0 лежат обычно в ИК-диапазоне. Хотя интенсивности возбуждения их малы (пропорциональны квадратам разностей g -факторов подрешёток), соответствующие этим типам колебаний максимумы поглощения в ИК-диапазоне были обнаружены в редкоземельных ферритах со структурой граната.

2) В сильных пост. полях ($H_0 \sim (1/2)H_1$) частоты двух типов колебаний (в двухподрешёточной модели) становятся сравнимыми друг с другом и обе зависят от обменной константы.

3) В ещё более сильных полях ($H_1 < H_0 < H_2$) в некоординатном осн. состоянии кроме ферромагн. типа колебаний имеется другой — мягкая мода.

4) В нек-рых ферромагнетиках существуют точки компенсации («по темп-ре» или «по составу») — такие темп-ры или концентрации компонент, при к-рых $M_{10} - M_{20} \rightarrow 0$ (магн. точки компенсации) или $M_{10}\gamma_1 - M_{20}\gamma_2 \rightarrow 0$ (меха-

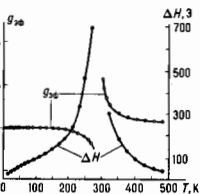


Рис. 6. Эффективный g -фактор и ширина ΔH резонансной кривой ферромагнетика $Gd_2Fe_2O_{12}$ с точками компенсации при температуре ~ 286 К.

нич. точки компенсации). Вблизи этих точек частоты двух типов колебаний сближаются и даже в слабых пост. полях зависят от обменной константы. Согласно (10), $\gamma_{30} \rightarrow 0$ в магн. точке компенсации и $\gamma_{30} \rightarrow \infty$ — в механической. Однако это проявляется лишь как тенденция (рис. 6), т. к. вблизи точек компенсации не выполняется условие $H_0 \ll H_1$ и ф-ла (10) перестаёт быть справедливой. Характер колебаний и резонансные частоты при этом (как и в антиферромагнетиках) существенно зависят от кристаллограф. анизотропии.

Лит.: Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Крувичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов, пер. с нем., т. 2, М., 1976; Гуревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994. А. Г. Гуревич.

ФЕРРИТЫ (лат. ferrum — железо) — общее название сложных оксидов, содержащих железо и др. элементы. Большинство Ф. является ферромагнетиками (см. также Антиферромагнетик, Слабый ферромагнетизм) и проявляет полупроводниковые или диэлектрич. свойства (см. Магнитные диэлектрики).

В состав Ф. входят анионы кислорода O^{2-} , образующие остов их кристаллич. решётки, в промежутках между анионами O^{2-} располагаются катионы Fe^{3+} и катионы переходных металлов. Наиб. хорошо изучены свойства Ф.-шпинели, Ф.-гранатов, ортоферритов и гексаферритов, различающихся по своей кристаллограф. и магнитной атомной структуре.

К Ф. также относятся Ф.-гаусманиты (Mn_2O_3), литиевые Ф. со структурой $NaCl$, Ф. Са и Ва с орторомбич. структурой.

Ф.-шпинели обладают кристаллич. структурой шпинели благородной $MgAl_2O_4$ и имеют общую ф-лу $MeOFe_2O_3$, где Me — двухвалентный металл (Ni, Co, Fe, Mn и др.). К ним относятся также многочисленные смесанные Ф. состава $Me_1-xMe_2O_4Fe_2O_3$, где сумма валентностей Me и Me' равняется 4.

Идеальную кристаллич. решётку шпинели можно рассматривать как одну из кубич. плотных упаковок (рис. 1).

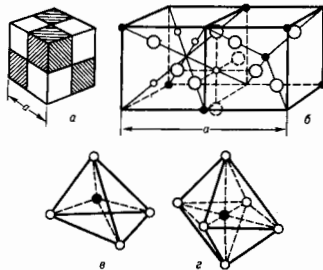


Рис. 1. Кристаллическая структура ферритов-шпинелей: а — схематическое изображение элементарной ячейки шпинельной структуры, разделённой на 8 октаэдов; б — расположение ионов в смешанных октаэдах ячейки; белые кружки — анионы O^{2-} , образующие остов решетки, чёрные — катионы в октаэдрических и тетраэдрических позициях; в — катион в тетраэдрическом окружении; г — катион в октаэдрическом окружении.

Элементарная ячейка представляет собой куб, образуемый 8 молекулами, и состоит из 32 анионов. Вакантные узлы, занимаемые катионами, по структуре ближайшего окружения подразделяются на 64 тетраэдрич. (А) и 32 октаэдрич. (В) позиции. Различают нормальные и обратные и смешанные Ф.-шпинели. В нормальных шпинелях ($ZnFe_2O_4$, $CdFe_2O_4$) узлы В заняты ионами трёхвалентного металла. В обратных шпинелях все катионы Me находятся в В-местах, а трёхвалентные (Fe) распределены

поровну между *A*- и *B*-местами. В смешанных Φ . порядках распределения катионов произвольны.

Φ . со структурной нормальной шпинели оказываются антиферромагнитными, а со структурной обращённой шпинели — ферромагнитными. Обменные взаимодействия между катионами осуществляются косвенным образом (см. *Косвенное обменное взаимодействие*) и, как правило, являются отрицательными. Наиб. сильными обычно являются обменные взаимодействия между катионами, находящимися в позициях с разл. кристаллографич. окружением.

В частично или полностью обращённых шпинелях катионы, находящиеся в узлах *A* и *B*, образуют две *магнитные подрешётки* (строого говоря, ионы Me^{2+} и Fe^{3+} в узлах *A* также образуют две подрешётки, магн. моменты *k*-рых ориентированы параллельно друг другу); немагнитности подрешётки *A* и *B* направлены в противоположные стороны, поэтому результирующая намагниченность обращённых шпинелей определяется магн. моментами двухлентных ионов.

Φ -гранаты имеют общую хим. формулу $Me_3Fe_5O_{12}$, где *Me* — трёхвалентный *4f*-ион либо *Y*, *Вi*, *Sa* и др. Кристаллич. структура Φ -гранатов очень сложна и изомерна структуре природного минерала граната $Ca_3Al_2(SiO_4)_3$. В элементарную ячейку, представляющую собой куб, входят 8 формульных единиц. По структуре ближайшего окружения наряду с тетраэдрич. (*d*) и октаэдрич. (*a*) местами существуют додекаэдрич. (*c*) места, занимаемые *Me*-ионами и окружённые 8 анионами O^{2-} . Из 40 ионов Fe^{3+} , находящихся в элементар. ячейке, 24 иона занимают *d*-места и 16 ионов — *a*-места. Ниже *Кюри точка*, *k*-рая для всех Φ -гранатов лежит в пределах $T = 563 \pm 15$ К, в них возникает ферромагнетизм. Магн. структура Φ -гранатов состоит из 20 *d*- и 12 *a*-магн. подрешёток. Как и в Φ -шпинелях, наиб. сильным является косвенное обменное взаимодействие между ионами Fe^{3+} в *a*- и *d*-местах, в значит. степени определяющее значение точки Кюри. В полях до 10^2 Тл все железные подрешётки можно рассматривать как одну с результирующим магн. моментом, равным разности магн. моментов *d*-подрешётки. Магн. моменты *f*-подрешёток ориентированы антипараллельно результирующей магн. моменту *d*-подрешётки и образуют зигзагообразную структуру (кроме Φ -граната *Gd*) (см. рис. 4 к ст. *Ферризматизм*). Все Φ -гранаты, содержащие тяжёлые редкоземельные ионы, имеют точку магн. компенсации, по достижении *k*-рой результирующая намагниченность равна нулю. В них наблюдаются спонтанные и индуцированные вращ. магн. полем спин-переориентационные переходы (см. *Магнитный фазовый переход*).

Ортоферриты обладают кристаллич. структурой перовскита $CaTiO_3$. Среди большого ряда ортоферритов выделяются редкоземельные ортоферриты, ортохромиты и др. составная $RMeO_4$, где *R* — Tb, Dy и т. д., *Me* — Fe, Cr, Al. Элементарная ячейка ортоферрита включает в себя 4 формульных единицы (рис. 2). При не очень низких темп-рах в ортоферритах упорядочиваются только магн. моменты ионов Fe и они являются антиферромагнитными со слабым ферромагнетизмом. При очень низких (порядка неск. К) темп-рах ортоферриты становятся ферризматиками. В них наблюдаются спонтанные *ориентационные фазовые переходы* (изменение ориентации осей антиферромагнетизма), существует точка магн. компенсации слабых ферромагн. моментов и т. д.

Гексаферриты наз. соединения типа $BaFe_{12}O_{19}$, $Ba_2Me_2Fe_{12}O_{22}$, $BaMe_2Fe_{10}O_{22}$ и др., где ионы Ba могут замещаться ионами Ca, Rb, Sr. Элементарная ячейка гексаферритов состоит из шпинельных блоков, не содержащих Ba, разделённых блоками гексагональной структуры, имеющими эти ионы. В гексаферритах наблюдаются разл. типы магн. атомной структуры: существуют одноосные и легкоплоскостные гексаферриты, а также гексаферриты, обладающие конич. поверхностью лёгкого намагничивания.

Φ . в качестве *магнитных материалов* широко применяются в технике, особенно в радиотехнике и радиоэлектронике — в антеннах, сердечниках радиочастотных контуров, в СВЧ-технике (вентили и циркуляторы). Большинство Φ -шпинелей, Φ -гранат иттрия (железо-иттриевый гранат, ЖИГ) и не-рых гексаферриты используются как *магнитно-мягкие материалы*. Отд. гексаферриты обладают значит. коэрцитивной силой и применяются для изготовления пост. магнитов.

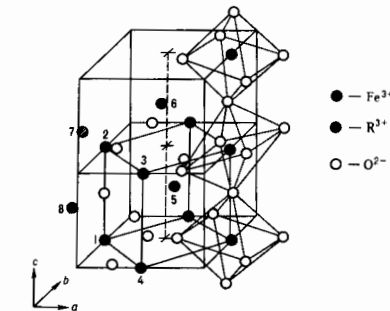


Рис. 2. Элементарная ячейка редкоземельных ортоферритов: белые кружки — анионы O^{2-} , чёрные — катионы железа, штрихованные — катионы редкоземельных металлов. Показана структура ближайшего окружения катионов железа.

Многие Φ -гранаты обладают рядом уникальных свойств; напр., в ЖИГ ширина линии *магнитного резонанса* составляет величину порядка 10^{-2} Гл, так что добротность резонатора может достигать неск. тысяч. Эпитаксиальные плёнки Φ -гранатов являются одним из лучших материалов для устройств с *цилиндрическими магнитными доменами*; не-рых из них прозрачны и имеют большой угол фарадеевского вращения (см. *Магнитооптика*). При низких темп-рах Φ -гранаты обладают большой *магнитной анизотропией*, обусловленной редкоземельными ионами, и значит. *магнитоstriction*; в них удаётся возбудить бегущие *спиновые волны* и наблюдать рассеяние света на спиновых волнах.

Лит.: Смит Я., Вейн X., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Крутичак С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 1, М., 1976; см. также лит. при ст. *Антиферромагнетизм*, *Ферризматизм*. А. К. Зевдин, С. Н. Уточкин.

ФЕРРОЗОНД — прибор для измерения напряженности магн. полей (в осн. постоянных или медленно меняющихся) и их градиентов. Действие Φ . основано на смещении лент перематничивания магн.-мягких материалов под влиянием вращ. магн. полей. В простейшем варианте Φ . состоит из стержневого ферромагн. сердечника и находящегося на нём двух катушек: катушки возбуждения, питаемой перем. током, и измерит. (сигнальной) катушки. В отсутствие измеремого магн. поля сердечник под действием перем. магн. поля, создаваемого током в катушке возбуждения, перематничивается по симметричному циклу. Изменение магн. потока в сигнальной катушке, вызванное перематничиванием сердечника по симметричному циклу, индуцирует в сигнальной катушке эдс, изменяющуюся по гармонич. закону. Если одновременно на сердечник действует измеремое постоянное или слабо меняющееся магн. поле, то кривая перематничивания сдвигается и становится несимметричной. При этом изменяются величина и гармоничность эдс индукции в сигнальной катушке. В частности, появляются чётные гармоники, составляющие эдс, величина *k*-рых пропорц. напряженности измеремого поля (они отсутствуют при симметричном цикле перематничивания). Как правило, Φ . состоит из двух сердечников с обмотками, *k*-рых соединяет так, что нечётные гармоники, составляющие практически компенсируются. Тем са-

мым упрощается измерит. аппаратура и повышается чувствительность Ф. Наиб. распространённые феррозондовые установки включают: генератор перем. тока, питающий обмотку возбуждения; фильтр для нечётных гармоник, составляющих эдс, подключённый на выходе измерит. катушки; усилитель чётных гармоник; выходной измерит. прибор. Ф. обладают очень высокой чувствительностью к магн. полю (до 10^{-4} — 10^{-5} А/м). Ф. применяют для измерения магн. поля Земли и его вариаций (в частности, при поисках полезных ископаемых, создающих локальные аномалии геомагн. поля); для измерения магн. поля Луны, планет и межпланетного пространства; для обнаружения ферромагн. предметов и частиц в неферромагн. среде (напр., в хирургии при извлечении металлических осколков), в т.к. дефектоскопии и т.д.

Лит.: Афанасьев Ю. В., Феррозоны, Л., 1969; Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Шелкин А. П., Магнитотрические преобразователи, приборы, установки, Л., 1972.

ФЕРРОИКИ—класс кристаллич. твёрдых тел, в к-рых фазовый переход 2-го рода сопровождается изменением только точечной (поворотной) симметрии. Наряду с поворотной симметрией при фазовом переходе может меняться и трансляционная симметрия. В этом случае говорят о частичных Ф. К полным Ф. относятся кристаллы, в к-рых изменение симметрии при фазовом переходе происходит только за счёт поворотной симметрии. Кристаллы, в к-рых при фазовых переходах изменяется только трансляционная симметрия, наз. ие-ферроиками.

При любом фазовом переходе 2-го рода (или 1-го рода, близкого ко 2-му) происходит потеря элементов симметрии, т.е. группа симметрии новой фазы является частью (подгруппой) группы симметрии исходной фазы (см. *Симметрия кристаллов*). В результате потери элементов поворотной симметрии кристалл приобретает новые свойства, связанные с возникновением в новой, менее симметричной фазе спонтанной макроскопич. переменной M , отсутствующей в исходной фазе. В случае магнитного фазового перехода M может совпадать со спонтанной намагниченностью (см. *Ферромагнетик*), в случае сегнетоэлектрич. фазового перехода—со спонтанной электрич. поляризацией (см. *Сегнетоэлектрики*), в случае структурного фазового перехода—с тензором деформации (см. *Сегнетоэластики*) и т.д. Соответствующие фазы, а также сами фазовые переходы наз. ферромагнитными, ферроэлектрическими и ферроупругими.

Величина M в общем случае является тензором. В случае ферромагнетиков и ферроэлектриков это тензор первого ранга (вектор), в случае сегнетоэластиков—тензор второ-

го ранга, совпадающий с тензором деформации. Если M —тензор ранга ≥ 3 , то говорят о Ф. высшего порядка.

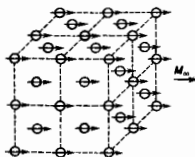
Эксперим. определение типа Ф. обычно осуществляется методом исследования кристаллов во внеш. полях, «переключающих» доменную структуру, возникающую при фазовом переходе с понижением поворотной симметрии. Примеры Ф. разного порядка приведены в табл.

Лит.: Aizu K., Possible species of ferroelectric, ferroelectric and ferroelastic crystals, «Phys. Rev.», 1970, v. B2, p. 754; Newsham R. E., Cross L. E., Symmetry of secondary ferroics, «Mater. Res. Bull.», 1974, v. 9, July, p. 927, August, p. 1021; Janovec V., Dvorak V., Petzelt J., Symmetry classification and properties of equi-translation structural phase-transitions, «Czech. J. Phys.», 1975, v. B25, p. 1362; Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984.

В. Н. Сыромятников

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ—магнитопорядоченное состояние вещества, в к-ром большинство атомных магнитных моментов параллельны друг другу, так что вещество обладает самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью. Ф. устанавливается при темп-ре T ниже Кюри точки T_C в отсутствие внеш. магн. поля H . Во всем широком смысле Ф. наз. совокупность физ. свойств вещества в указанном состоянии. Вещества, в к-рых возникает ферромагн. упорядочение магн. моментов (рис. 1), наз. ферро-

Рис. 1. Ферромагнитная коллинеарная атомная структура в гранецентрированной кубической решётке ниже точки Кюри T_C ; стрелками обозначены направления атомных магнитных моментов.



магнетиками, к их числу относятся как твёрдые кристаллич. вещества (см., напр., *Магнитные диэлектрики*, *Магнитные полупроводники*, *Редкоземельные магнетики*), так и некр-ые аморфные магнетики и металлические стёкла, а также магнитные жидкости. Ответственным за Ф. является обменное взаимодействие в магнетизме, стремящееся установить спицы (а следовательно, и магн. моменты) соседних атомов или ионов параллельно друг другу; в этом случае обменный интеграл имеет положит. значение.

Ф. обычно наблюдается в трёхмерных системах, однако возможно его возникновение и в реальных квазиодномерных и квазидвумерных системах (см., напр., *Слоистые магнетики*) без нарушения *Мёрмина—Ванера теорем*. Ферромагн. атомный порядок можно непосредственно наблюдать методом *магнитной нейтрографии*, к-рый позволяет также определить величины атомных магн. моментов в узлах кристаллич. решётки разл. типов и пространственное распределение плотностей магн. момента вблизи них. Кроме нейтронов аналогичную информацию (в т.ч. о внутр. полях на ядрах) могут дать *ядерный магнитный резонанс*, а также *монойон синовой релаксация метод* и *мёсбауэровская спектроскопия*.

Магнитная восприимчивость ферромагнетиков может достигать значений 10^4 — 10^5 Гс/Э; их намагниченность M , возникающая во внеш. магн. поле H , растёт с его величиной нелинейно (см. *Намагничивание*) и в полях $\sim 1 \div 100$ Э может достигать *магнитного насыщения*, характеризующегося значением M_{∞} . Величина M зависит также от «магн. предельной» образца, что приводит к неоднозначности функции $M(H)$, или к *истерезису магнитному*. При намагничивании и перемагничивании ферромагнетика происходит изменение размеров и формы образца (см. *Магнитоэлектрики*); благодаря этому кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внеш. напряжений. Наблюдаются также аномалии в величине и температурной зависимости упругих постоянных ферромагнетиков—т.н. *ΔE-эффект* и др. (см. *Механоэлектрики*, *Магнитомагнитные явления*), а также коэф. линейного и объёмного

Тип ферроиков	M	Поле, «переключающее» домены	Примеры
Ферроэлектрик	Спонтанная поляризация	Электрическое поле	BaTiO ₃
Ферроэластик	Спонтанная деформация	Механическое напряжение	Nb ₃ Sn
Ферромагнетик	Спонтанная намагниченность	Магнитное поле	Fe ₃ O ₄
Ферробиматнетик	Магнитная восприимчивость	Магнитное поле	NiO
Ферробиластик	Коэффициенты упругости	Механическое напряжение	SiO ₂
Ферромагнетозластик	Пьезомагнитные коэффициенты	Магнитное поле или механическое напряжение	CoF ₂
Ферромагнетозлектрик	Магнитоэлектрические коэффициенты	Магнитное или электрическое поле	Cr ₂ O ₃

расширения. При адиабатич. намагничивании или размагничивании ферромагнетика изменяют свою температуру (см. *Магнитокорреляционный эффект, Магнитное охлаждение*). В ферромагн. монокристаллах наблюдается обычно резкая *магнитная анизотропия* (рис. 2). В поликристаллах с хао-

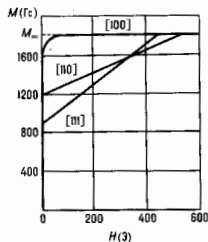


Рис. 2. Зависимость намагнитченности M от магнитного поля для трёх главных кристаллографических осей монокристалла Fe (т.н. решётки — объёмноцентрированная кубическая, направления $[100]$ — ось лёгкого, $[110]$ — ось трудного и $[111]$ — ось труднейшего намагничивания).

тич. распределением ориентаций зёрен анизотропия в среднем по образцу отсутствует, но при одностороннем распределении этих ориентаций она может возникать (см. *Магнитная текстура*). В результате конкуренции обменного и магн. дипольного взаимодействий происходит разбисение конечного ферромагн. образца на *ферромагнитные домены* (см. также *Магнитная доменная структура*).

Магн. и др. физ. свойства (в т. ч. электрич., тепловые, гальваномагн., магнитооптические) ферромагнетиков обладают ярко выраженной зависимостью от температуры, особенно вблизи T_C . Спонтанная (при $H=0$) намагнитченность M_s имеет максимум при 0 К и монотонно стремится к нулю при $T=T_C$ (рис. 3). Выше T_C ферромагнетик переходит в парамагн. состояние, а в нек-рых случаях (ред-

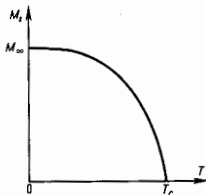


Рис. 3. Схематический ход температурной зависимости спонтанной намагнитченности ферромагнетика: M_s — значение M_s в состоянии магнитного насыщения, T_C — точка Кюри.

коземельные металлы) — в антиферромагнитное, что представляет собой частный случай *магнитного фазового перехода* 2-го рода. *Магнитная проницаемость* (или магн. восприимчивость) ферромагнетиков имеет резко выраженный максимум вблизи T_C ; при $T > T_C$ уд. восприимчивость χ обычно следует *Кюри — Вейса закону*. В более общих случаях в ферромагнетиках могут происходить *ориентационные фазовые переходы*, при к-рых претерпевается *магнитная атомная структура* и изменяется *магнитная симметрия* ферромагнетика. Важный класс ферромагнетиков представляет собой *магнитные сверхпроводники*, в к-рых достигается сосуществование являясь Φ и сверхпроводимости.

Классификация и основные модели ферромагнетиков. Необходимый признак Φ . вещества — наличие постоянных (не зависящих от внеш. магн. полей) магн. (спиновых или орбитальных, либо тех и других вместе) моментов электронных оболочек у составляющих его атомов (ионов) (Fe, Co, Ni и др.). Однако при конденсации магнитно-активных атомов (ионов) в кристалл или аморфное тело их электронные оболочки часто претерпевают такую деформацию, что кристалл или аморфное тело уже не обладает

в своих узлах пост. магн. моментами. Наиб. перестройке при конденсации подвергается самый наружный (валентный) слой электронной оболочки. Это обусловлено тем, что волновые ф-ции валентных электронов у соседних атомов в твёрдом теле сильно перекрываются, что приводит к коллективизации бывших валентных электронов. В случае *металлов* они при этом образуют *ферми-газ* (или *ферми-жидкость*) электронов проводимости, а в неметаллич. веществах — локализованные спин-насыщенные связи. В обоих случаях, как правило, для осн. состояния ($T=0$ К и $H=0$) намагнитченность $M=0$. Если атомы, из к-рых построен образец, не относятся к переходным элементам, то электронная оболочка ионных остовов в соответствии с *Паули принципом* имеет замкнутый характер и обладает *диамагнетизмом*. Более детальные исследования с помощью *ядерного магнитного резонанса, Мёссбауэра эффекта* и ядерной теплоёмкости обнаружили на атомных ядрах (Fe, Co, Ni и др.) очень сильные магн. поля — до 10^3 — 10^6 Э, источником к-рых являются «деформированные» внутренние 1s-, 2s- и 3s-слои оболочки ионных остовов. Электроны проводимости, подмагниченные благодаря обменно-взаимодействию с *d*- или *f*-слоями атомной оболочки, участвуют в спонтанной намагнитченности ферромагнетика.

В случае, когда ферромагнетик построен из атомов переходных элементов, в нём возможно сохранение не зависящего от внеш. поля магн. момента. При этом можно различать 4 осн. типа веществ: 1) металлич. вещества (чистые металлы, сплавы и соединения) на основе переходных элементов с недоространными *d*-слоями (иначе всего 3*d*-слоями у атомов группы Fe); 2) металлич. вещества на основе переходных *f*-элементов (в первую очередь редкоземельных (РЗМ) с недоространным 4*f*-слоем); 3) металлич. соединения при наличии хотя бы одного компонента из переходных *d*- или *f*-элементов; 4) сильно разбавленные растворы парамагн. ионов *d*- или *f*-элементов в диамагн. веществах. Появление во всех этих веществах атомного магн. порядка обусловлено *обменным взаимодействием* в магнетике. В неметаллич. веществах (тип 3) это взаимодействие носит косвенный характер (см. *Косвенное обменное взаимодействие*), при к-ром магн. порядок электронных магн. моментов недоространных *d*- или *f*-слоев в ближайших соседних парамагн. ионах устанавливается при активном участии электронов внешних замкнутых слоев магн.-нейтральных ионов (O^{2-} , S^{2-} , Se^{2-} и т. н.), расположенных между магнитно-активными ионами. В большинстве случаев здесь устанавливается антиферромагн. порядок, к-рый может привести либо к чистому *антиферромагнетизму*, если в каждой элементарной ячейке кристалла суммарный магн. момент всех ионов равен нулю, либо к *ферромагнетизму* или *слабому ферромагнетизму*, если он отличен от нуля. Есть такие случаи, когда взаимодействие в неметаллич. веществах носит ферромагн. характер (все магн. моменты в ячейке параллельны). Общим для веществ типа 1, 2 и 4 является наличие в них системы ферми-частиц — коллективизированных (зонных) электронов проводимости. Эта система, хотя в ней существует подмагничивающая тенденция (обменные силы), как правило, не имеет магн. порядка и обладает парамагнетизмом Паули, если он не получен диамагнетизмом самих электронов проводимости или системы ионных остовов с замкнутыми оболочками. Парамагнетизм преобладает во всех переходных металлах и большинство переходных *d*-металлов (целиком группы Pd и Pt, а в группе Fe — у Sc, Ti и V).

Магн. порядок в металлич. веществах (тип 1, 2 и 4) различен по своему происхождению. Недоространные 4*f*-слои ионов РЗМ-элементов (тип 2) имеют очень малый радиус по сравнению с параметром кристаллич. решётки, и поэтому волновые ф-ции этих электронов у соседних узлов в кристалле или у соседей в аморфном теле практически не перекрываются. Следовательно, в таких веществах невозможно сколько-нибудь существенный прямой обмен. Его также нельзя ожидать и между сильно удалёнными друг от друга парамагн. *d*- или *f*-ионами в сильно

разбавленных сплавах (тип 4). Т. о., следует ожидать, что в веществах типа 2 и 4 энергетич. параметр (обменный интеграл) прямого обмена исчезающе мал. Поэтому в таких веществах обменное взаимодействие, являющееся к магн. атому порядку, должно носить характер косвенной связи магн. ионов через электроны проводимости, или т. н. РККИ-обменное взаимодействие. Наконец, в веществах типа 1 электроны, принимающие активное участие в атоме магн. порядка, состоят из бывших 3d- и 4s-электронов изолир. атомов. В отличие от 4f-слоев РЗМ-ионов, имеющих очень малый радиус, более близкие к периферии 3d-электроны атомов группы Fe испытывают более существенную коллективизацию и совместно с 4s-электронами образуют общую ферми-жидкость электронов проводимости. Однако в отличие от нормальных (непереходных) металлов, эта система в d-металлах обладает гораздо большей плотностью состояний вблизи поверхности Ферми, что благоприятствует обменным силам в их конкуренции с размагничивающими «теидсиями» ферми-газа (см. Паули парамагнетизм) и приводит к Ф. в Fe, Co, Ni и их многочисл. сплавах и соединениях. В последнее время начали интенсивно исследоваться т. н. коидовские ферромагнетики (CeRh₂Вс₂, CeSi_x и др.), в к-рых f-электроны (обычно от Се) частично дelokализуются за счёт Кondo эффекта. Эти вещества по ряду свойств напоминают РЗМ-ферромагнетики, а по другим — зонные магнетики на основе d-металлов; не совсем обычными свойствами обладают и актинидные магнетики, среди к-рых встречаются ферромагнетики.

В целом квантовая теория Ф. даёт возможность качественно понять возникновение Ф. как результата положит. обменного взаимодействия. Однако количественно она далека от завершения. В последовательной микроскопич. теории прежде всего нужно определить знак осн. энергетич. параметра обменного взаимодействия ($J_{об}$, см. в ст. Магнетизм). Для этого необходимо знать энергетич. спектр и волновые ф-ции системы электронов, участвующих в Ф. Однако пока точных сведений об этих величинах нет, и поэтому приходится пользоваться приближёнными подходами. Существуют 3 осн. модели Ф.: а) модель локализованных атомных магн. моментов (см. Гейзенберга модель, а также полярная модель и Хаббарда модель); б) модель коллективизированных электронов, редложающая Я. И. Френкелем и Э. Стоном (Е. Stoner) (см. Стонера модель, Зонный магнетизм); в) s-d(f)-обменная модель (см. Шубина — Ворсовского модель и Зинера модель). В модели а) предполагается, что атомные магн. моменты жёстко локализованы около узлов решётки и не принимают участия в процессах переноса в веществе. Эта модель лучше всего подходит для описания магн. порядка в неметаллич. веществах (тип 3). В модели б) предполагается, что в ферми-системе электронов проводимости сильная обменная связь делает энергетически более выгодным Ф. Эта модель лучше всего подходит для объяснения Ф. d-металлов. Наконец s-d(f)-обменная модель в известном смысле объединяет первые две, допуская подмагничивание системы электронов проводимости. Модель в) лучше всего подходит для описания веществ типа 2 и 4. Больше зривист. значение имеет изучение сильно разбавленных растворов (тип 4), а также Кondo-решёток, поскольку выяснение условий «сохранения», а снаёт и резкого увеличения магн. моментов в сплаве (за счёт поляризации окружающей атом примеси электронов проводимости диамагн. матрицы) по сравнению с их значением в изолир. парамагн. ионах может прояснить детали возникновения Ф. в d-металлах, их сплавах и соединениях.

Теория самопроизвольной намагниченности. Конкретные расчёты по всем трём моделям Ф. могут проводиться как в квазиклассич. и феноменологич. приближениях, так и с помощью квантовомеханич. методов, в т. ч. метода функционалн. плотности. При квазиклассич. описании Ф. учитывают введение молекулярного поля. В простейшем расчёте для газа из N электронных спинов (на основе Изинга модели) их можно разбить соответственно на два возможных проекция на r «правых» и N-r=l

«левых». Тогда отност. намагниченность системы «вправо» равна $y = (r-l)/N$. Энтропия «газа» при преоброжения взаимодействием между спинами равна $S(y) = k \ln(N!/(r!l!))$ (k — Больцмана постоянная). Если энергия «газа» U не зависит от y, то свободная энергия равна

$$F(y) = TS(y) = \frac{1}{2} NkT \{ [1+y] \ln(1+y) + (1-y) \ln(1-y) \}. \quad (1)$$

Из условия минимума (1) следует, что $y=0$, т. е. Ф. отсутствует. Для его существования необходимо принять, что U зависит от y. В простейшем случае (гипотеза молекулярного поля Вейса)

$$U = -NA'y^2, \quad (2)$$

где $A' > 0$ — постоянная молекулярного поля, отнесённая к одному спину. Из условия минимума $F(y) = -NA'y^2 - TS(y)$ находим:

$$y = \text{th}(T_C y / T), \quad (3)$$

где $T_C = 2A'/k$ — точка Кюри. Фла (3) даёт выражение для зависимости $M_x(T)$ при $H=0$, качественно согласующееся с кривой па рис. 3.

В квазиклассич. и феноменологич. подходе были даны многочисл. уточнения приведенного расчёта. В частности, проводился учёт ближнего магн. порядка (метод Бете — Паулерса — Вейса), развита термодинамич. теория ферромагн. неравновесия (см. Ландау теория), в рамках к-рой был также рассмотрен вопрос о температурной зависимости разл. фз. свойств ферромагнетиков вблизи точки Кюри. Последние обычно описываются степенным законом типа $(T - T_C)^{\alpha}$, где показатель степеня α наз. критическим показателем. Эти показатели для намагниченности, теплоёмкости, восприимчивости вычисляются в рамках моделей Изинга, Гейзенберга и более общих схем по Ландау, а также на основе ренормализационной группы по Вильсону (см. Эпсилон-разложение). Более строгое уточнение приведенного выше расчёта дала квантовая механика, оправдавшая выбор зависимости (2) и объясняющая фз. природу параметра A' как меры обменной связи, зависящей от взаимной ориентации электронных спинов. Согласно Дираку (см. Обменное взаимодействие и Гейзенберга модель), оператор обменной энергии системы электронных спинов имеет вид

$$\hat{H}_{об} = -2 \sum_{q,q'} A_{qq'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'}, \quad (4)$$

где \hat{S}_q — оператор вектора спина атома в узле q; $A_{qq'}$ — интеграл обмена между электронами в узлах q и q'. Если $A_{qq'}$ резко падает с расстояниями между узлами, то можно ограничиться приближением ближайших соседей и, введя обозначение $A_{q, q \pm 1} = A$, написать (4) в форме

$$\hat{H}_{об} \approx -2A \sum_{\langle qq' \rangle} \hat{S}_q \hat{S}_{q'}. \quad (5)$$

Квадрат суммарного спина всех N электронов равен

$$\left(\sum_q \hat{S}_q \right)^2 = \sum_q \hat{S}_q^2 + \sum_{q \neq q'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'} = Ns(s+1) + \sum_{q \neq q'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'} = S(S+1),$$

где S — полное спиновое квантовое число системы, а s — одного узла. Число членов нарых произведений равно $N(N-1)$. Поэтому ср. значение отд. члена этой суммы равно

$$\overline{\hat{S}_q \hat{S}_{q'}} = [S(S+1) - Ns(s+1)] / N(N-1).$$

Число членов в сумме (5) равно $(1/2)zN$, где z — число ближайших соседей у узла решётки. Т. о., ср. значение гамма-тонаипа системы равно

$$\bar{H} = -[zA(N-1)] [S(S+1) - Ns(s+1)].$$

Поскольку $s \sim 1$, а S — порядка намагниченности всей системы $M = Ny$ (в единицах магнетона Бора μ_B), то в ферромагнетике с точностью до членов $\sim 1/N$

$$\bar{H} = -\frac{zSA}{N}M^2 = -NzSA^2V. \quad (6)$$

Этот расчёт проведён в т. н. приближении изрегических центров тяжести [4]. Из сравнения (6) и (2) видно, что параметр A' квазиклассической теории определяется обменной энергией A , т. е. $A' = zSA$. Для определения величины и знака A нужна более точная теория, к-рую дают, напр., микроскопич. расчёты обменных взаимодействий в металлах методом функционала синовой плотности, исходя лишь из кристаллич. структуры и порядкового номера в таблице Менделеева [11]. Используются также иск-рые упрощения гейзенберговского гамилтониана, напр. с помощью учёта иск. типов обменных интегралов между разл. соседями в узлах решётки (подробнее см. Спиновой гамилтониан). При низких T , используя метод вторичного квантования, удалось провести более точный расчёт энергетич. спектра ферромагнетика. Ограничиваясь состояниями, близкими к основному (при 0 К), в к-ром спины всех магнитно-активных электронов взаимно параллельны, можно найти собств. значения оператора (5), имеющие вид суммы энергий отд. элементарных возмущений (квазичастиц) — спиновых волн, или ферромагнонов. Каждый ферромагнон несёт с собой магн. возбуждение системы и уменьшает M_z на величину магн. момента одного узла решётки. С ростом T возбуждается всё больше спиновых волн. Пока их мало, они образуют идеальный газ бозевских квазичастиц (см. Бозоны); с ростом T их число растёт $\sim T^{3/2}$; поэтому температурная зависимость M_z вблизи 0 К имеет вид

$$M_z(T) = M_z(0) [1 - \alpha(T/T_C)^{3/2}],$$

где $M_z(0)$ — среднее значение M_z при 0 К (см. Блоха закон). Знание спектра спиновых волн важно для изучения явления ферромагнитного резонанса, распространения упругих колебаний в ферромагнетике и всего комплекса физ. свойств при низких темп-рах.

Применение квантово-статистич. методов (см. Грина функция, Матрица плотности) открывает новые возможности для построения более точной микроскопич. теории Ф. В частности, в рамках локализов. модели из этой теории следует, что при 0 К ср. атомный магн. момент, приходящийся на один узел, должен быть кратен μ_B . Однако опыт показывает, что особенно в d -металлах, сплавах и соединениях эта величина заметно меньше момента изолят. атома (иона) и, кроме того, она существенно дробная (в единицах μ_B). Это противоречие модели локализов. спинов е опитом связано с пренебрежением коллективной 3 d -электронов в металле, а также обменным $s-d$ -взаимодействием.

В рамках зонной модели Ф. эта трудность в принципе исчезает (см. Зонный магнетизм). Ф. в ферми-газе возможен при спонтанном «сдвиге» на $\delta\epsilon$ энергии уровней в подполосе для «правых» и «левых» спинов, обусловленного обменным взаимодействием (рис. 4). При таком сдвиге, для того чтобы в равновесии ферми-энергия ϵ_F в под-

полосах была одинаковой, надо в электронов на атом перенести из левой подполосы в правую. Это увеличивает кинетич. энергию на атом на величину $v\delta\epsilon$ (если число в п. очень велико). Обменная энергия определяется связью нар электронов; она пропорц. квадрату числа электронов в каждой подполосе (числа электронов в единице объёма в правой и левой подполосах равны n_+ и n_-). В парамагн. состоянии $n_+ = n_- = n/2$. Изменение энергии системы при переходе из пара- в ферромагн. состояние равно

$$v\delta\epsilon \frac{1}{n} \left[\left(\frac{n}{2} + nv \right)^2 - \left(\frac{n}{2} - nv \right)^2 \right] - 2 \left(\frac{n}{2} \right)^2 \epsilon_{об} = \quad (7)$$

$$= v\delta\epsilon - 2nv^2\epsilon_{об},$$

где $\epsilon_{об}$ — ср. обменная энергия на нару электронов. Отношение $nv/\delta\epsilon = n\delta\epsilon$ определяет плотность электронных уровней (рис. 4) около ферми-энергии ϵ_F . Если ввести безразмерный параметр $\eta = 2v\epsilon_{об}/\delta\epsilon = 2\epsilon_{об}(n\delta\epsilon)/n$, то из (7) следует, что при $\eta > 1$ в равновесии имеет место Ф., а при $\eta < 1$ — парамагнетизм. Условие, или критерий, η ($\eta > 1$) легче выводится в металлах с большими плотностями состояний при ϵ_F и большей энергией $\epsilon_{об}$. Из рис. 4 видно, что ср. атомный момент отнюдь не должен быть целочисленным в единицах μ_B и равняется его значению для изолят. атома (иона).

Недостатком зонной модели является неучёт корреляц. энергии, к-рая может существенно изменить все количеств. и даже качеств. оценки приведенного расчёта (напр., критерий Ф.). Получены и более точные результаты, напр. при использовании метода расчёта с функционалом синовой плотности. Помимо этого, зонная модель Ф. получила развитие в работах, начатых Мориа [22], в к-рых был произведён учёт спиновых флуктуаций в ферромагн. системе электронов проводимости металлов и сплавов.

$s-d$ (f)-обменная модель позволяет учесть не только извивившую роль электронов проводимости (напр., их намагничивание со стороны «магнитных» f -слоёв в РЗМ-металлах), но и их активное участие в самом процессе установления Ф. благодаря косвенному РККИ-взаимодействию. Качественно это можно описать так. Если ср. относн. намагнитченность d (f)-электронов на узел равна $m_{d(f)}$, а электронов проводимости — m_s , то энергия $s-d$ (f)-обмена на узел равна $A_{sd(f)}m_{d(f)}m_s$, где $A_{sd(f)}$ — параметр $s-d$ (f)-связи. Довбавка к ферми-энергии, связанная с намагнитченностью электронов проводимости, равна $(1/2)A_0m_s^2$, где $A_0 = N\mu_B^2/\chi_P$ и $\chi_P = 2\mu_B^2n(\epsilon_F)$ — спиновая парамагн. восприимчивость (см. Паули парамагнетизм). При квадратичном законе дисперсии электронов $\chi_P \approx N\mu_B^2\delta\epsilon$, так что $A_0 \approx \delta\epsilon$. Полная энергия на узел, зависящая от $m_{d(f)}$ и m_s , равна

$$\epsilon(m_{d(f)}, m_s) = -A_{sd(f)}m_{d(f)}m_s + \frac{1}{2}A_0m_s^2. \quad (8)$$

Энтрония сильно вырожденного газа электронов проводимости в металлах очень мала; поэтому равновесные значения $m_{d(f)}$ и m_s находят из условия минимума энергии (8) при условиях: $|m_{d(f)}| \leq m_{d(f)\max}$ и $|m_s| \leq m_{s(f)\max}$. Одно из возможных решений имеет вид

$$m_s = \frac{A_{sd(f)}}{A_0}m_{d(f)}, \quad m_{d(f)} = m_{d(f)\max}. \quad (9)$$

Отношение $A_{sd(f)}/A_0 \sim 0.1 \div 0.01$; m_s составляет $\sim 1 \div 10\%$ от $m_{d(f)} + m_s$. Подстановка (9) в (8) даёт

$$\epsilon_{\min}(m_{d(f)}) = -(1/2)(A_{sd(f)}^2/A_0)m_{d(f)}^2.$$

Т. о., эфф. параметр косвенного обмена типа РККИ между внутренними d (f)-электронами, взаимодействующими с электронами проводимости, равен

$$A_{\text{косв. РККИ}} = A_{sd(f)}^2/A_0 \approx A_{sd(f)}^2/\delta\epsilon. \quad (10)$$

В данном приближении он всегда > 0 , т. е. существует Ф. Более точный расчёт (10) показывает, что обмен типа РККИ сравнительно дальнедействующий ($\sim 1/r^3$) и носит осциллирующий знакопеременный характер.

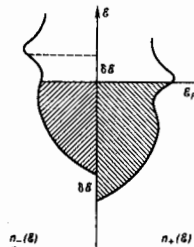


Рис. 4. Схематическое изображение смещения на $\delta\epsilon$ кривых плотностей электронных состояний $n_{\pm}(\epsilon)$ для «правых» (+) и «левых» (-) спинов, обусловленного обменным взаимодействием, в энергетической полосе проводимости d -металла; ϵ_F — ферми-энергия.

Обменная $s-d(f)$ -модель позволяет также установить связь между электронными проводимостями РЗМ-металлов и особенностями их атомной магн. структуры, к-рая имеет вид неколлинеарных винтовых структур. Эта модель, если её дополнить учётом магн. (спин-орбитального) взаимодействия, позволяет также объяснить в принципе все аномалии электрических свойств ферромагнетиков, связанных с существованием в них спонтанной намагниченности. Учёт магн. (релятивистских) взаимодействий позволяет объяснить природу ряда анизотропии и магнотоксикризии.

Ещё в 1947 Ж. М. Латтинджер и Л. Тисса [12] высказали гипотезу о возможности существования «дипольного ферромагнетизма» в системе свободно вращающихся магн. диполей даже в отсутствие обменного взаимодействия или при весьма слабом обменном взаимодействии. Экспериментально такой Ф. обнаружен в 1990 [13] в образце ГЦК-структуры РЗМ-соли $Cs_2NaR(NO_2)_6$ (где R = Dy, Er, Gd, Nd), в к-рой магн. ионы находятся на достаточно удалённом расстоянии и поэтому обменная связь (~10 мК) на порядок меньше дипольной энергии (~100 мК), а точки Кюри расположены в интервале $60 \pm 6,5$ К.

Теория кривой намагничивания ферромагнетиков. Из опыта известно, что при $H=0$ термодинамическому устойчивому состоянию макрообразца (минимуму термодинамич. потенциала) отвечает размагниченное состояние, ибо в противном случае на поверхности образца, как правило, образуются магн. полюса, создающие размагничивающее поле H_e , с к-рым связана большая положительн. энергия. Т. о., возникает тенденция размагничивания конечных образцов, хотя обменные силы стремятся их «намагнитить». В результате происходит разделение ферромагн. образца на макрообласти однородной намагниченности. Эту гипотезу высказал ещё в 1907 П. Вейсс (P. Weiss), а количественно обосновал впервые в 1935 Л. Ландау и Е. Лифшиц (см. *Ферромагнитные домены и магнитная доменная структура*). Теория Ф. качественно определяет размеры и форму доменов, к-рые зависят от конкуренции разл. взаимодействий внутри ферромагнетика. Равновесная структура доменов при $H=0$ имеет вид совокупности связанных замкнутых магн. нитей внутри образца. Наряду с осн. доменами могут возникать и вторичные, т. н. замыкающие, домены. Магн. доменная структура является весьма структурно чувствительной. Между доменами образуются промежуточные слои, или стенки (см. *Доменная стенка, Блоха стенка, Неэла стенка*), конечной толщины, в к-рых вектор M_e непрерывно меняет своё направление от ориентации, отвечающей вектору M_e в одном домене, до ориентации, отвечающей направлению M_e его соседа. На образование этих стенок затрачивается положительн. энергия, но её величина по всему образцу меньше энергии поля H_e , к-рая возникает бы в отсутствие доменов. При нек-рых критических малых размерах ферромагн. образцов возникновение в них неск. доменов может быть энергетически невыгодным, тогда частицы остаются при $T < T_c$ однородно намагниченными (см. *Однородные частицы*). Этим объясняются особые свойства тонких ферромагн. порошков и изделий из них (см. *Магнитно-твёрдые материалы*). Среди них получили довольно широкое распространение коллоидные растворы однодоменных ферромагн. частиц, образующих магн. жидкости, имеющие перспективные области применения в технике и медицине. Весьма специфич. характер носит ферромагн. доменная структура в тонкой *магнитной плёнке* (см. также *Цилиндрические магнитные домены*). Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках, т. е. все процессы перемагничивания, определяются, в первую очередь, изменениями доменной структуры во разл. магн. поле H , т. е. путём изменения объёма доменов с разл. ориентацией векторов M_e в них за счёт смещения границ доменов (см. *Доменной стенки динамика, Доменопроводящая структура*). Кроме того, играют роль и вращение векторов M_e в направлении внеш. поля. В размагниченном состоянии (с точностью до объёма, занятого доменными стенками) имеем $\sum_i M_{e_i} v_i \cos \theta_i = 0$, где суммирование идёт по всем i -м домен-

нам; v_i — объём i -го домена; θ_i — угол между вектором M_e в i -м домене и любой фиксир. осью в образце, напр. совпадающей с ориентацией намагничивающего поля. При включении поля вдоль этой осн. в направлении поля появляется отличная от нуля намагниченность:

$$\delta M_x = M_e \sum_i \cos \theta_i \delta v_i + M_e \sum_i v_i \delta (\cos \theta_i). \quad (11)$$

Первое слагаемое в (11) обусловлено ростом объёма доменов, M_e в к-рых направлено относительно H энергетически более выгодно, за счёт объёмов доменов, намагниченных менее выгодно; всё это осуществляется путём процессов смещения доменных стенок. Второе слагаемое в (11) обусловлено процессами вращения векторов M_e . Уд. магн. восприимчивости ферромагнетиков, т. о., приближённо равна сумме $\chi = \chi_{\text{объём}} + \chi_{\text{вращ}}.$ Анализ реальных кривых показывает, что в слухом поля ($\chi_{\text{объём}} > \chi_{\text{вращ}}$) в более сильных (после круглого подъёма кривой) $\chi_{\text{объём}} > \chi_{\text{вращ}}$. При размагничивании ферромагнетика из состояния магн. насыщения происходит восстановление доменной структуры путём возникновения зародышей перематания и т. в. — область с обратный (по отношению к первоначальной) намагниченностью. В Дёрингом (W. Döring) в 1939 была разработана достаточно строгая и общая теория роста таких зародышей, к-рая хорошо подтверждена экспериментально [9, 4].

Иза-за структурной чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания и перемагничивания количества теории кривых намагничивания и петель гистерезиса ферромагнетиков находится в стадии развития. Лишь в случае расчёта кривых намагничивания идеальных монокристаллов определ. формы в области, где $\chi_{\text{вращ}} > \chi_{\text{объём}}$ [1], можно развить строгую количеств. теорию для образцов простой формы (напр., эллипсоидов), допускающей однородность намагниченности при их структурной и хим. однородности. Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих *магнитных материалов*, играющих весьма важную и всё возрастающую роль в совр. технике (напр., в магн. дефектоскопии и структурном анализе, а также при конструировании элементов памяти ЭВМ, ускорительных секций, накопительных колец и т. п.).

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Дорфин Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 6) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Электронная теория переходных металлов, «УФН», 1962, т. 77, в. 3, с. 377; 1962, т. 78, в. 1, с. 3; 8) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. ст., пер. с англ., М., 1963; 9) Becker R., Döring W., *Ferromagnetismus*, В., 1939; 10) Elliot G. J., *Magnetism and materials*, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1. *Magnetic ions in insulators, their interactions, resonances and optical properties*, N. Y.—L., 1963; v. 2A. *Statistical models, magnetic symmetry, hyperfine interactions and metals*, N. Y.—L., 1965; v. 2B. *Interactions and metals*, N. Y.—L., 1966; v. 3. *Spin arrangements and crystal structure, domains and micromagnetics*, N. Y.—L., 1963; v. 4. *Herrig C. (coord.). Exchange interactions among itinerant electrons*, N. Y.—L., 1966; 12) Lattinger J. M., *Phys. Rev.*, 1947, v. 70, p. 954; 1947, v. 72, p. 257; 13) Roser M. R., *Corruscini L. M.*, *Dipolar ferromagnetic order in a cubic system*, «Phys. Rev. Lett.», 1990, v. 65, p. 1064; 14) Тябляков С. В., *Методы квантовой теории магнетизма*, 2 изд., М., 1975; 15) Нагаев Э. Л., *Физика магнитных полупроводников*, М., 1979; 16) Уайт Р., *Квантовая теория магнетизма*, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 17) Тикадзуми С., *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон.*, М., 1983; 18) Никитин С. А., *Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов*, М., 1989; 19) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение, М., 1990; 20) Тикадзуми С., *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения*, пер. с япон., М., 1987; 21) Изюмов Ю. А., Скрывин Ю. Н., *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем*, М., 1987; 22) Мория Т., *Спонтанное флукуация в магнетиках с коллективно-вращательными электронами*, пер. с англ., М., 1988; 23) Анисимов В. И. и др., *Зонная теория*

магнетизм металлов и сплавов. «ФФН», 1988, т. 155, в. 4, с. 721; 24) Грехин В. Ю., Каденцельсон М. И., Проблема ковалентных магнетиков. «Физ. мет. и металл.», 1991, № 1, с. 16; 25) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. С., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; 26) Вонсовский С. В., Каденцельсон М. И., Третьяков А. В., Локализированное и делокализованное поведение электронов в металлах. «Физ. мет. и металл.», 1993, т. 76, в. 3, с. 3; в. 4, с. 3.

ФЕРРОМАГНЕТИК — вещество, в к-ром ниже определ. темп-ры (Кюри точка T_C) устанавливается ферромагн. порядок *магнитных моментов* атомов (ионов) в неметаллич. веществах и спиновых магн. моментов коллективизированных электронов в металл. веществах (см. *Ферромагнетизм*). Наиб. важными характеристиками Ф. являются точка Кюри T_C , атомный магн. момент $M_{ат}$ при 0 К, уд. самопроизвольная (спонтанная) намагниченность M_0 (на 1 г) при 0 К и уд. намагниченность насыщения M_s (на 1 см³) при 0 К. Среди чистых хим. элементов к Ф. относятся только 3 переходных 3d-металла — Fe, Co, Ni; и 6 редкоземельных металлов (РЗМ) — Gd, Tb, Dy, Ho, Er и Tm (табл. 1). В 3d-металлах и РЗМ реализуется

Табл. 1. — Ферромагнитные металлы (химические элементы)

Металлы	T_C , К	$M_{ат}^*$, μ_B	M_0^{**} , Гс/г	M_s^{***} , Гс/см ³
Fe (ОЦК)	1044	2,217	221,7	1735,2
Co (ГЦК)	1388	1,753	166,1	1471
Co (ГПУ)	1360	1,721	163,1	1445
Ni (ГЦК)	627,4	0,6157	58,57	508,8
Gd (ГПУ)	293,4	7,56	268,4	1980
Tb (ГПУ)	219	9,34	328	2713
Dy (ГПУ)	90	10,65	350,5	1991,8
Ho (ГПУ)	20	10,34	347	3054,6
Er (ГПУ)	19,6	8,3	206,9	1872,6
Tm (ГПУ)	22	7,14		

* $M_{ат}$ магн. момент при 0 К; ** уд. намагниченность при 0 К; *** уд. намагниченность насыщения при 0 К.

коллинеарная ферромагн. атомная структура, а в остальных РЗМ — неколлинеарная (спиральная, циклоидальная, синусоидальная; см. *Магнитная атомная структура*). Самопроизвольная намагниченность 3d-элементов в осн. образуется из спиновых моментов гибридных системы коллективизированных 3d+4s-электронов, а в РЗМ 4f-элементов — из локализованных 4f-слоев и подматричных 6s- и 5d-электронов.

Кроме этих 9 Ф. (чистых элементов) имеется огромное число ферромагн. сплавов и соединений, как бипарных, так и более сложных (многокомпонентных) металлческих и неметаллических (полупроводниковых, полуметаллич., диэлектрич., сверхпроводящих), кристаллических и аморфных. Классификацию Ф. — сплавов и соединений металл. типа можно провести, напр., по электронной структуре атомов (ионов) их компонент.

Сплавы переходных d- и f-элементов между собой: а) сплавы 9 ферромагн. элементов (Fe—Ni, Fe—Co, Co—Ni, Fe—Co—Ni, Fe—Gd, Gd—Dy и т.д.); б) сплавы переходных ферромагн. металлов с антиферромагн. (Mn и Cr) и парамагн. переходными металлами (Fe—Cr, Fe—Mn, Co—V, Ni—Ti, Fe—Pd, Co—Pt, Gd—V, Eu—Ti и т.п.); в) сплавы переходных антиферромагн. металлов (Mn и Cr) с парамагн. переходными металлами (Cr—Pt, Mn—Pd, Cr—Pd и т.п.).

Сплавы переходных металлов с нормальными элементами: а) сплавы переходных ферромагн. металлов с нормальными элементами (Ni—Cu, Co—Ag, Ni—Al, Ni—Si, Fe—Si, Fe—Al, Ni—N и т.п.); б) сплавы переходных антиферромагн. d-металлов (Mn и Cr) с нормальными элементами (гейслеровы сплавы): Cr_2MnM (где M—Al, Ge, Zn, Sn, As, In, Sb, Bi, Ga и др.), а также Mn_2M , $ZnCMn_3$, $AlCMn_3$, $CuCMn_3$, $Mn—Au$, $Mn—P$, $Mn—As$, $Mn—Sb$, $Mn—Bi$, $Mn—S$, $Mn—Se$, $Mn—Te$, $Mn—C$, $Mn—Sn$, $Mn—H$, $Mn—V$ и т.п.); в) сплавы переходных парамагн. металлов с нормальными элементами:

ZrZn₂, Sc₃In (точнее, в интервале составов $Sc_{0,762}In_{0,239}$ — $Sc_{0,753}In_{0,247}$) и Au₄V (в интервале составов 18,99—24,01 атомных % V) и др.

Можно также классифицировать Ф. по характеру распределения атомов (ионов) разл. компонент по разл. типам узлов кристаллич. решетк.: неупорядоченные или упорядоченные сплавы, интерметаллич. соединения (Fe₂V, Fe₃S, Fe₄N, FeBe₃, MnAs, Mn₂Sb, CrTe, MnP и т.п.).

Наконец, можно различать ферромагн. сплавы и соединения по типу кристаллич. решетки [простая кубическая (ПК), объемноцентрированная кубическая (ОЦК), граничноцентрированная кубическая (ГЦК), гексагональная с плотной упаковкой (ГПУ)] и т.п., а также, напр., выделять новые соединения с металлч. проводимостью. О характере и типе *обменного взаимодействия* в магнетизме, благодаря к-рому вещество становится Ф., подробнее см. в ст. *Ферромагнетизм*.

В Ф., не относящихся к 9 хим. элементам, ср. атомный магн. момент, приходящийся на эфф. «молекулу» сплава или соединения, весьма сложно зависит от их состава. Определять парциальные атомные магн. моменты отд. магнито-активных компонент как ф-ции состава позволяется *магнитная нейтронтография*. При этом весьма существенна размерность образцов; напр., для мультиэлементной *магнитной пленки* сплава Co—Cr толщиной ~2 нм обнаружен гигантский магн. момент насыщения, при 80 К достигающий 4,80 μ_B , что более чем в 2 раза превышает соответствующую величину для Fe. В пленочных мультиэлементах из ферромагн. компонент Mn и Si при толщинах ~20 нм наблюдался заметный магн. момент при темп-рах ~360 К; обнаружен также очень большой ср. атомный магн. момент на атом Fe в пленках состава Fe₁₆N₂, равный 5,5 μ_B при 5 К и 3,2 μ_B при комнатной темп-ре [8].

Кривые зависимости ср. атомных магн. моментов и точки Кюри от состава Ф. могут носить как монотонный (рис. 1, 2, 4), так и существенно немонотонный характер (рис. 3); последнее связано со структурными иррегулярностями в сплавах. На рис. 5 показано сравнение наблюдаемых на опыте и рассчитанных теоретически кривых атомных магн. моментов насыщения для разл. ферромагн. соединений (магнитно-твердых магн.

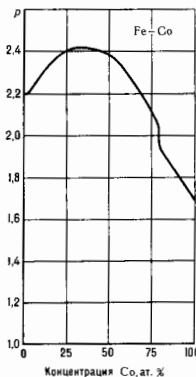


Рис. 1. Зависимость среднего атомного магнитного момента насыщения ρ (в единицах μ_B) сплава Fe—Co от концентрации Co (в атомных %).

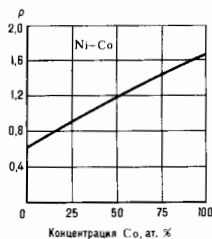


Рис. 2. Зависимость среднего атомного магнитного момента насыщения ρ (в единицах μ_B) сплава Ni—Co от концентрации Co (в атомных %).

териалов) $R_2Fe_{14}B$, где R—РЗМ; на рис. 6 показана аналогичная зависимость от состава для гипотетич. интерметаллоидов FeT₇ (где T—к-л. переходный 4d- или 5d-металл), рассчитанная на основе феноменологич. модели Жакарно и Уокера (1965).

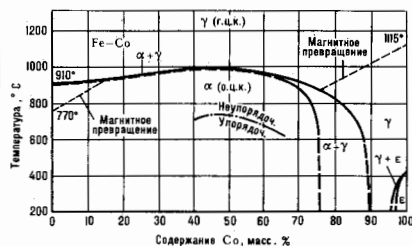


Рис. 3. Диаграмма фазового равновесия сплавов Fe—Co. Сплошная и толстая штриховая линии — границы фазовых областей. Тонкая штриховая линия — линия точек Кюри сплавов в зависимости от массовых % Co.

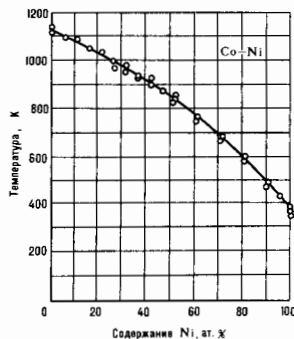


Рис. 4. Зависимость точек Кюри сплава Co—Ni от концентрации Ni (в атомных %).

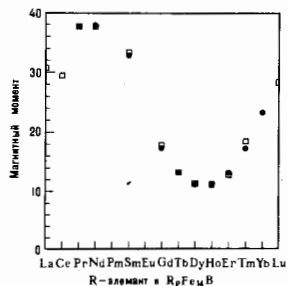


Рис. 5. Полные атомные магнитные моменты на формульную единицу соединения $R_2Fe_{14}B$ в единицах μ_B : \square — данные эксперимента, \bullet — теории.

В табл. 2—9 приведены значения точек Кюри для ряда Ф.: в табл. 2 — для ферромагн. соединений РЗМ и ферромагн. 3d-металлов; в табл. 3 — для соединений 3d-металлов и РЗМ с др. переходными металлами; в табл. 4 — для

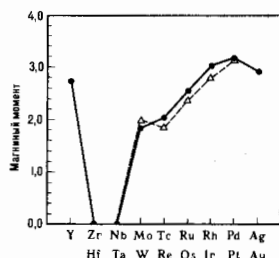


Рис. 6. Атомный магнитный момент в единицах μ_B на атом Fe в окружении атомов переходных 4d-(0) и 5d-(Δ) металлов в гипотетическом сплаве OLCk FeT; (по теории Жакардино—Уокера).

нек-рых гейслеровых сплавов; в табл. 5 — для соединений переходных ферромагн. элементов с нормальными элементами (металлами и металлоидами); в табл. 6 — для актинидных и трансурановых Ф.; в табл. 7 — для аморфных Ф.; в табл. 8 — для полупроводниковых Ф.; в табл. 9 — для сверхпроводящих Ф.

Табл. 2. — Точки Кюри соединений редкоземельных металлов с ферромагнитными 3d-металлами

Соединение	T_c, K	Соединение	T_c, K	Соединение	T_c, K
SmFe ₂	700	PrNi	20	PrCo	7
GdFe ₃	728	SmNi	45	DyCo ₂	55
TbFe ₂	705	GdNi	77	HoCo ₂	95
DyFe ₂	614	NdNi ₂	16	NdCo ₃	395
HoFe ₂	567	TbNi ₂	45	GdCo ₃	612
ErFe ₂	553	DyNi ₃	69	Gd ₂ Co ₃	230
TmFe ₃	539	Ho ₂ Ni ₂	70	Sm ₂ Co ₁₇	1190
GdFe ₁₇	466	TmNi	7	Er ₂ Co ₁₇	1180
Ho ₄ Fe ₂₃	493	GdNi ₁₇	205	Tm ₂ Co ₁₇	1182

Табл. 3. — Точки Кюри соединений ферромагнитных 3d-металлов и РЗМ с переходными антиферромагнитными и парамагнитными металлами

Соединение	T_c, K	Соединение	T_c, K
FePd ₃	705	PrRu ₂	38
ZrFe ₂	588	NdRh ₂	6
HfFe ₂	591	SmRh ₂	22
YFe ₂	550	GdMn ₂	86
FePt	750	GdRu ₂	83
YCo ₅	921	TbOs ₂	34
LuCo ₂	840	DyIr ₂	23
CeCo ₂	647	HoRh ₂	16
Ni ₃ Mn	773	ErOs ₂	3
Ni ₃ Pt	370	TmIr ₂	1

Табл. 4. — Точки Кюри сплавов Тейслера и других соединений Mn и Cr

Соединение	T_c, K	Соединение	T_c, K
Cu ₂ MnSn	723	MnBi	633
Cu ₂ MnAl	718	Mn ₄ N	743
Cu ₂ MnIn	500	MnP	298
Ni ₂ MnIn	323	Mn ₂ Sb	587
MnAs	318	Mn ₃ Sn	423
MnV	533	Mn ₂ Si	262
		CrFe	339

Табл. 5.—Точки Кюри ферромагнитных соединений переходных d- и f-металлов с нормальными химическими элементами

Соединение	T_c , К	Соединение	T_c , К
FeBe ₂	823	Co ₂ OAl ₃ B ₆	406
Fe ₂ B	747	Mo ₂ ZnC	368
Fe ₃ C	483	Co ₂ Mn ₂ C	733
Fe ₂ S	653	Co ₂ MnSi	985
Fe ₃ Si	823	SmZn	125
Fe ₂ Si ₂	373	GdZn	270
Fe ₄ N	761	TbZn	206
Fe ₃ P	716	DyZn	144
Co ₃ B	747	HoZn	80
Fe ₃ NiN	1033	ErZn	50

Табл. 6.—Точки Кюри ферромагнитных соединений актиноидов и трансуронов элементов

Соединение	T_c , К	Соединение	T_c , К
ThFe ₁₇	295	NpFe ₂	500
ThCo ₃	415	NpN	87
ThCo ₂	1053	PuFe ₂	600
UF ₂	170	DyZn	129
UH ₃	182	PuPt	19
UPt	27	AmF ₂	375
UAu ₄	365	CmN	0,5

Табл. 7.—Точки Кюри аморфных ферромагнитных соединений

Соединение	T_c , К	Соединение	T_c , К
Fe ₉₀ B ₁₀	647	Fe ₉₀ Y ₁₀	140—150
Fe ₉₀ (Co ₂ B) ₁₀	565	Fe ₉₀ (Lu ₁₀) ₁₀	120
Fe ₉₀ (P ₁₀ B ₂) ₁₀	617	Fe ₉₀ (Lu ₁₀) ₁₀	210
Fe ₈₄ Y ₁₆	160	Fe ₇₅ (Lu ₂₅) ₁₀	160
Fe ₉₀ X ₁₀	140—170	K ₂ NiF ₄	6,25

Табл. 8.—Точки Кюри некоторых ферромагнитных полупроводников

Соединение	T_c , К	Тип структуры
EuO	69,4	Моноклингоиды
EuS	16,5	
EuSe	2,8	
CdCr ₂ S ₄	84,5	Халькогениды шпиннели хрома
CdCr ₂ Se ₄	130	
HgCr ₂ S ₄	60	
HgCr ₂ Se ₄	106	—>
CdCr ₂ S ₃	85,1	
CdCr ₂ Se ₃	124	
CdCr ₂ S ₂ Se ₂	88,5	—>
x=0,85	88,5	
x=0,70	91,5	
x=0,55	96,8	
x=0,25	107,6	

Табл. 9.—Точки Кюри ферромагнитных сверхпроводников

Соединение	T_c , К	Соединение	T_c , К
GdRh ₄ B ₄	5,8	ErRh ₄ B ₄	0,93
TbRh ₄ B ₄	7,4	HoMo ₂ S ₈	0,7
DyRh ₄ B ₄	10,7	HoMo ₂ S ₈	0,53
HoRh ₄ B ₄	6,7		

Наряду с кристаллич. веществами ферромагн. норияк обнаружен также в аморфных (метастабильных) металлах, сплавах и соединениях (табл. 7) (см. *Металлические стёкла*), а также в аморфных магнетиках, являющихся соединениями 3d-металлов и РЗМ с металлоидами (В. С. Н. Р. S и др.) и в целом по свойствам мало отличающихся от соответствующих кристаллич. веществ (за исключением *магнитной анизотропии*). Для т.н. слабых Ф., относящихся к классу соединений переходных парамагн. металлов с нормальными элементами (металлами и металлоидами), характерны следующие значения T_c : 28 К для ZrZn₂, 29 К для MnSi, 41 К для Ni₃Al; магнетизм этих веществ определяется коллективизир. электронами. Число изученных неметаллич. Ф. пока значительно меньше, чем металлических; наиб. изученными являются *магнитные диэлектрики* (в частности, *ферриты*), а также *магнитные полупроводники* типа халькогенидов двухвалентного РЗМ европия EuX, где X—O, S, Se, Te (первым из них в 1961 открыт EuO). Синтезировано и изучено большое число Ф.—соединений Eu_{1-x}R_xO типа твёрдых растворов на основе монокис Eu с РЗМ (R—Sm, Gd); в частности, при x=0,015 точка Кюри в Eu_{1-x}Gd_xO и Eu_{1-x}Sm_xO новышается соответственно до 135 и 130 К (по сравнению со значением 69,4 К для x=0).

Особую группу Ф. образуют сильно разбавленные растворы замещения парамагн. атомов, напр. Fe или Co в диамагн. матрице Cu, Au или Pd. В этих веществах атомные магн. моменты распределены неупорядоченно, т.е. при наличии ферромагн. порядка отсутствует атомный порядок. Магн. упорядочение наблюдается также в *магнитных сверхпроводниках*, несмотря на «антагонизм» между ферромагнетизмом и сверхпроводимостью. Среди РЗМ и актиноидных магнетиков большой интерес представляют т.н. кондовские магнетики (см. *Кондо-резонанс, Кондо-эффект*), к-рые в большинстве случаев относятся к антиферромагнетикам; известен, однако, ряд кондовских Ф. на основе церия, в т.ч. Ce₂Bi₃, CeRh₂B₂, CeSi_x при x≤1,85, CeSi_{2-x}Ge_x, CeNi_{1-x}Pt_x, Ce₂La_{1-x}Ge₂.

По величине коэрцитивной силы H_c все Ф. делятся на магнитно-мягкие и магнитно-твёрдые. Первые, обладая малой H_c и значит. магн. проницаемостью; вторые имеют большие значения H_c и намагниченности остаточной M_r . Ф. играют существенную роль в разл. областях совр. техники: *магнитно-мягкие материалы* используются в электротехнике (трансформаторы, генераторы, электромоторы и т. п.), в лабораторной технике связи, радиотехнике и электронике; *магнитно-твёрдые материалы* применяются для изготовления пост. магнитов, в ускорит. технике и т.н.

Лит. см. при ст. *Ферромагнетизм*, а также: 1) Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965; 2) Тейлор К., Дарби М., Физика редкоземельных соединений, пер. с англ., М., 1974; 3) Метфессель З., Маттис Д., Магнитные полупроводники, пер. с англ., М., 1972; 4) Бамбрин В. Г., Борухович А. С., Сивомовалов А. А., Введение в физикохимно ферромагнитных полупроводников, М., 1988; 5) Сверхпроводимость в тройных соединениях, под ред. Э. Фишера, М. Майла, пер. с англ., т. 2. Сверхпроводимость и магнетизм, М., 1985; 6) Ирхин В. Ю., Кашельский М. И., Проблема кондовских магнетиков, «Физ. мет. и металловед.», 1991, № 1, с. 16; 7) Amorphous magnetism, ed. by Н. О. Hooper, de A. M. Graaf, N. Y., 1973; 8) DIGESTS of Internat. 93, April 13—16, 1993, Stockh., Sweden; 9) International Conference on the Physics of Transition Metals, Darmstadt, 20—24, 1992, L., 1993.

С. В. Виносовский.

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМЭНЫ—макроскопич. области ферромагнетика с разл. ориентациями спонтанной однородной намагниченности в одном из возможных направлений, соответствующих минимуму энергии *магнитной анизотропии* одного или неск. типов (естественной кристаллографической, наведённой, анизотропии формы, магнитоупругой, поверхностной), а в общем случае и энергии намагниченности во внеш. магнитном, магнитостатическом и уругром полях.

Представление о Ф. д. впервые было введено П. Вейсом (P. Weiss) в 1907 для того, чтобы согласовать существование спонтанной намагниченности железа с равенством ну-

лю результирующего магн. момента образца в отсутствие внеш. магн. поля H .

В ферромагн. образцах с размерами больше критич. размера однодоменности r_c (см. *Однодоменные частицы*) при $H=0$ и при темп-ре ниже *Кюри точки* T_c минимальной энергии кристалла обычно отвечает неоднородное магн. состояние в виде совокупности большого числа доменов с разными направлениями намагниченности M соседних областей. В монокристаллич. образцах или в крупных кристаллитах докристаллизовавшись (с размерами $g > r_c$) такая совокупность Φ д. формируется в соответствии с имеющимися в ферромагнетике взаимодействиями и представляет собой *магнитную доменную структуру* (ДС). Общая причина её возникновения, впервые указанная Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1938, связана с уменьшением полной энергии образца благодаря уменьшению *магнитоэластической энергии* за счёт дробления магн. полюсов (магн. «зарядов») на поверхности образца.

В ряде случаев (поле H близко к полю *магнитного насыщения* H_n , состояние остаточной намагниченности высококоэрцитивных образцов и др.) в ферромагн. кристалле могут наблюдаться Φ д. одиночные, или изолированные (слабо взаимодействующие друг с другом).

Эксперим. методы исследования ДС основаны: 1) на использовании магн. полей (равных индукции B) в пределах каждого из доменов, приводящих к подемоторным воздействиям на пучки заряд. движущихся частиц или к вращению плоскости поляризации света, проходящего через одородно намагниченные Φ д.; 2) на использовании градиентов магн. полей, всегда существующих на стыках Φ д. и концентрирующихся в местах своей локализации мелкие однодоменные частицы (напр., частицы магнетита); 3) на анализе упругих напряжений, наиб. выраженных в ДС с неколлинеарной ориентацией намагниченности M в соседних Φ д. Исторически первым был развит т. п. метод порошковых фигур (L. Hames, P. A. Thissen, 1931. F. Bitter, 1931), относящийся к группе 2. В дальнейшем для эксперим. исследования ДС были развиты относящиеся к группе 1 магнитооптич. методы (напр., магнитооптич. *Керра эффект* и *Фарадея эффект*), а также разл. методы, основанные на использовании *электронной микроскопии*, *магнитной нейтронографии*, рентг. топографии и др.

Эксперим. исследования ДС, выполненные, как правило, на образцах простейшей формы в виде пластин (плёнок), шайб и параллелепипедов, привели к обнаружению самых разнообразных ДС (в виде прямых полос, «лабиринтов», «сет», «ёлочки» и др.); были обнаружены также изолир. домены в виде спиралей, цилиндров, колец, «капель» и т. п. Конфигурация Φ д. и вид ДС существенно зависят от соотношения интенсивностей разл. взаимодействий в кристалле, от характера анизотропии (числа ОЛН — осей *лёгкого намагничивания*), от ориентации поверхности кристалла относительно кристаллографич. осей, от формы образца, его геом. размеров, величин и направления внеш. магн. поля, величин упругих напряжений и ориентации осей, вдоль к-рых прикладываются упругие силы, от шероховатости кристаллов и темп-ры, а также от предьстории получения данного магн. состояния. Намагниченности соседних доменов ориентированы под вполне определёнными углами по отношению друг к другу. Во мн. случаях эти углы связаны со взаимной ориентацией ОЛН и с ориентацией M в доменах вдоль одного из двух противоположных направлений вдоль к-л. ОЛН. Ориентация M вдоль ОЛН приводит к минимуму энергии анизотропии. Это согласуется часто и с минимумом полной энергии ферромагнетика. В нек-рых случаях (напр., при наличии H , ориентированного под откл. от нуля углом к ОЛН) такого согласования может и не быть, и тогда M в доменах может быть отклонён от ОЛН.

В кристаллах с одной выделенной ОЛН (магнитоодноосные кристаллы, напр. Co, SmCo₅, MnBi и др.) магн. момент энергетически выгодно ориентировать (исключая, может быть, нек-рые случаи с $H \neq 0$) только вдоль двух противоположных направлений, соответствующих

ОЛН. В этом случае векторы M соседних доменов ориентированы в прямо противоположных направлениях (180-градусные доменные соседства). В кристаллах кубич. сингонии, обладающих неск. равноправными осями лёгкого намагничивания (магнито-многоосные кристаллы) — тетра, как в Fe или FeSi (ориентированы вдоль осей типа $[100]$), или четырёхмя, как в Ni или в $Y_2Fe_2O_7$ (ориентированы вдоль осей типа $[111]$), — помимо 180-градусных соседств могут существовать 90-градусные (Fe, FeSi и др.), а также 71- и 109-градусные (Ni, $Y_2Fe_2O_7$ и др.) соседства. Соседние домены отделины друг от друга узкой областью, называемой *доменой стенкой* (см. также *Блоха стенка*) или *доменой границей* (ДГ); в пределах этой области вектор намагниченности M поворачивается от равновесного направления в одном домене к равновесному направлению в соседнем домене. В результате такого поворота увеличивается обменная, анизотропная, а в общем случае и др. энергии ферромагнетика, к-рые в сумме составляют энергию ДГ т. о., появление ДС возможно, есл. возникающее при этом уменьшение магнитоэластической энергии образца по абс. величине превоходит суммарное увеличение энергии образующихся ДГ.

Величина энергии ДГ существенно зависит от характера распределения намагниченности (Блоха стенка и *Нееа стенка*, асимметричные стенки, стенки с перетяжками и др.), а также от полного угла поворота M при переходе от домена к домену. В зависимости от этого угла (типа соседства) различают 180-, 90-, 71- и 109-градусные ДГ. Плотность энергии ДГ γ широкого класса ферромагн. веществ заключена в пределах $1 \div 10$ эрг/см². При этом толщина ДГ δ лежит в пределах $10^{-6} - 10^{-5}$ см. Конкретно для 180-градусной ДГ в Co при комнатной темп-ре имеем $\delta \sim 1.5 \cdot 10^{-6}$ см, $\gamma \sim 4$ эрг/см².

Виды доменных структур в ферромагнетиках. В общем случае форма Φ д. и вид ДС в целом на поверхности и внутри кристалла отличаются друг от друга. В связи с этим различают *поверхностную* (часто замкн. ющую) и *внутреннюю* ДС. Как правило, в достаточно массивных образцах (с размерами L , значительно превосходящими размеры доменов D) поверхностная структура оказывается более сложной, чем внутренняя. В пластинах малых толщин ($L \leq D$) ДС на поверхности и внутри образца может быть одинаковой. В этом случае говорят о *сквозной* ДС.

В магнито-одноосных пластинах (плёнках) с ОЛН параллельной поверхности, как правило, наблюдается т. н. простую под осю вую ДС в виде более или менее регулярных полос (аналогичных рис. 1, а) с векторами M , расположенными в плоскости пластины антипараллельно друг другу. В тонких пластинах такие полосы составляют сквозную ДС, существующую в ферромагн. веществах с широким изменением фактора качества $Q = k/2\pi M_0^2$ (как $Q > 1$, так и $Q < 1$), где k — константа относной осевой анизотропии, M_0 — намагниченность насыщения. С увеличением толщины пластины полосовая ДС может сохраняться (вдали от торцов), но перестаёт быть сквозной.

В тонких пластинах с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, также может существовать полосовая ДС. Однако по мере увеличения толщины пластины L ДГ вблизи поверхности кристалла изгибаются и приобретают волнистый вдоль этой поверхности характер. Дальнейшее увеличение L приводит к постепенному разветвлению ДС при подходе из глубины кристалла к поверхности, что позволяет частично избежать увеличения суммарной площади совокупности ДГ и, следовательно, роста их полной энергии по мере роста L . Обычно разветвление осуществляется путём появления новых Φ д. в виде «клиньев» с вектором M , направленным в сторону, противоположную направлению намагниченности в основных доменах. Затем появляется «клин в клине» и т. д., как показано на рис. 1, б, где представлен снимок ДС на плоскости, параллельной ОЛН (ось C_6 гексагонального кристалла Co); здесь же дана расшифровка данной структуры на указанной поверхности (рис. 1, в), а также на базисной (перпендикулярной к осн C_6) поверхности (рис. 1, з) (см. также рис.

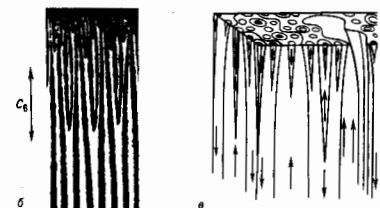
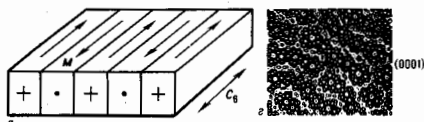


Рис. 1. Возможные типы доменных структур в магнитно-одноосных образцах с поверхностью, параллельной (а, б) и перпендикулярной (с) оси C_2 : а — схема, расшифровывающая наблюдаемые доменные структуры (Шур Я. С., Драгошанский Ю. Н.).

1–4 к ст. *Магнитная доменная структура*. Отмеченное явление изменения ДС при увеличении L существенно зависит от ориентации поверхности пластины относительно кристаллограф. осей. Так, если эта поверхность будет отклоняться на нек-рый угол β от плоскости, в к-рой лежит ОЛН, то наблюдаемая ДС будет усложняться при увеличении β .

В магнитно-многоосных кристаллах наблюдаются сходные закономерности, напр. в монокристаллич. пластинах Fe (магнитно-трёхосных) с плоскостью поверхности, параллельной плоскости $\{101\}$ ($\{101\}$ -пластины), вдали от торцов может наблюдаться 180-градусная ДС (рис. 2, а). Если же поверхность кристалла наклонена к оси типа

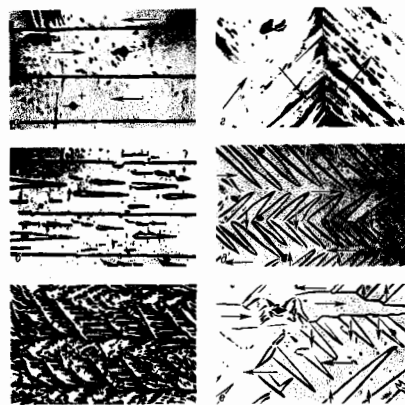


Рис. 2. Наблюдаемые доменные структуры в пластинах Fe 3% Si с поверхностью, оставшейся с осью $\{001\}$, лежащей в плоскости $\{100\}$, углы $\beta=0^\circ$ (а), $2-4^\circ$ (б), $6-10^\circ$ (в), а также с поверхностями, составляющими с осями $\{001\}$ и $\{010\}$ углы $\beta_{001}=\beta_{010}=0^\circ$ (с), $\beta_{001}=0$, $\beta_{010}=3-5^\circ$ (д), $\beta_{001}=2-4^\circ$ и $\beta_{010}=7-12^\circ$ (е). (Вильямс Х., Бозорт Р., Шоки Б., Шур Я. С., Драгошанский Ю. Н.)

$\{010\}$, лежащей в плоскости $\{101\}$ под нек-рым углом β , то ДС становится более сложной. Так, при $\beta \sim 2-4^\circ$ на поверхности пластины в области осевых (полосовых) доменов появляются каплевидные домены (рис. 2, б). При больших β (рис. 2, в) наблюдаемая ДС усложняется настолько, что ДГ основных доменов трудно различимы. Указанные усложнения связаны с необходимостью уменьшения поверхностных магн. «зарядов» за счёт появления дополнит. Ф. д. Эти заряды с неизбежностью возникают из-за невозможности полного замыкания магн. потока при $\beta \neq 0$.

Если образец в форме тонкой магнитно-трёхосной пластины ($C \leq D$) имеет поверхность, совпадающую с кристаллограф. плоскостью $\{100\}$ ($\{100\}$ -пластины), то на этой поверхности вдали от торцов также может наблюдаться одна из простых ДС, напр. 180-градусная ДС типа предельной на рис. 2, а, или 90-градусная ДС (рис. 2, с).

При отклонении поверхности пластины на небольшой угол α ($2-4^\circ$) от плоскости $\{100\}$ (но так, что одна из ОЛН остаётся лежать в плоскости пластины) наблюдаемая ДС, как и в случае магнитно-одноосного кристалла, усложняется и на поверхности видны дополнит. домены в виде «елочек» (рис. 2, д). Если отклонение указанной поверхности происходит так, что поверхность пластины не совпадает ни с одной осью типа $\{100\}$, то наблюдается ДС в виде «стволов» (рис. 2, е). Дальнейший наклон плоскости образца приводит к ещё большему усложнению наблюдаемой ДС.

Вблизи торцов $\{100\}$ - и $\{110\}$ -пластин могут наблюдаться замыкающие домены в виде треугольных призм (рис. 3 и 4). При этом лишь в пластинах с поверхностью типа $\{100\}$ замыкающие домены имеют простую структуру (рис. 3, а). Если размер кристалла L вдоль оси $\{100\}$ увеличивать, то замыкающая структура начнёт ветвиться (рис. 3, б). Указанное ветвление позволяет (как и в пре-

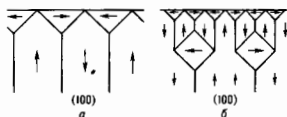


Рис. 3. Схематическое изображение простой доменной структуры (а) и разветвлённой доменной структуры (б) вблизи торца пластины с поверхностью $\{100\}$.

дыющих случаях) избежать увеличения энергии ДГ при увеличении L . Вблизи торцов $\{110\}$ -пластин, перпендикулярных к оси $\{001\}$, лежащей в плоскости образца, также возникают замыкающие призмы. Однако из-за того, что две другие ОЛН наклонены под углом 45° по отношению к поверхности кристалла, структура замыкающих областей является сложной. Схематически вид её представлен на рис. 4, а вблизи одного из торцов пластины; при увеличении L замыкающая ДС $\{110\}$ -пластины также ветвится (рис. 4, б).

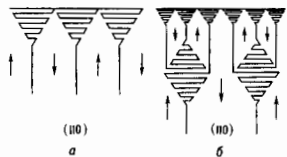


Рис. 4. Схематическое изображение доменной структуры (а) и разветвлённой доменной структуры (б) вблизи торца пластины с поверхностью $\{110\}$.

Равновесные размеры Φ , д. в магнитно-одноосных кристаллах в отсутствие внеш. воздействий определяются минимумом энергии магнитоэстатич. полюсов, связанных с выходом намагниченности в пределах каждого из доменов на поверхность, а также энергией ДГ. При этом чем меньше ширина доменов, тем сильнее дробятся указанные полюса, что приводит к снижению энергии магнитоэстатич. поля. Однако чем меньше ширина доменов D , тем больше число ДГ, и, следовательно, их суммарная энергия растёт. В результате конкуренции этих факторов возникает равновесная ширина D .

В магнитно-многоосных кристаллах в простейших случаях (кристалл ограничен поверхностями $\{100\}$) выход M на поверхность кристалла может быть почти полностью исключён благодаря возникновению замыкающих доменов, т. е. магн. поток может быть замкнут внутри кристалла. Однако намагниченность замыкающих доменов направлена под углом к намагниченности основных доменов.

С существованием таких доменов связана дополнит. энергия *магнитоупругого взаимодействия* $\delta_{\text{муп}}$, к-рая растёт с ростом размеров замыкающих областей (т.с. самым и с ростом ширины основных доменов D).

Уменьшение D и $\delta_{\text{муп}}$ приводит к появлению в кристалле дополнительных ДГ и, следовательно, к росту их суммарной энергии. Т. о., в кубич. кристалле, в рассматриваемой простой ситуации равновесный размер Φ , д. определяется минимумом магнитоупругой энергии и энергии ДГ.

В более сложной ситуации, напр. при отклонении поверхности пластин от кристаллографич. поверхностей $\{100\}$ и $\{110\}$, равновесные размеры Φ , д. определяются минимумом энергии, состоящей из энергии ДГ, магнитоупругой и магнитоэстатич. энергии, а при наличии внеш. магн. поля также из энергии намагниченности в этом поле.

В ряде случаев (напр., соответствующих рис. 1, а, 2, а и др.) ширина полосовых доменов D увеличивается пропорционально \sqrt{L} , где под L следует понимать размер кристалла вдоль ОЛН, по к-рой направлены векторы M в соседних Φ , д. Тогда в ситуации, изображённой на рис. 2, а, D зависит от размера пластины между двумя противоположными торцами; при этом ширина основных Φ , д. может зависеть от толщины пластины d , что связано с зависимостью от d ширины Φ , д. тонкой структуры замыкающих областей.

Влияние внешних воздействий на доменную структуру.

При изменении величины внеш. магн. поля H ДС могут перестраиваться, причём в одном и том же интервале значений H могут существовать, вообще говоря, различные ДС. Большинство этих структур является метастабильными, и их появление связано с конкретным способом получения данного магн. состояния при данных размерах и форме кристалла.

Если в пластинах (плёнках) магнитно-одноосного кристалла с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, и $Q > 1$ при фиксир. толщине в размагниченном состоянии создана лабиринтарная ДС (рис. 5, а), то она остаётся стабильной в нек-ром интервале полей $0 < H < H_1$ (H направлено вдоль ОЛН), хотя её параметры изменяются с изменением H . В более сильных полях ($H_1 < H < H_2$) устойчивой оказывается ДС (в виде решётки *цилиндрических магнитных доменов* (ЦМД) (рис. 5, б), а в полях $H_2 < H < H_3$ — изолированные ЦМД (рис. 5, в), представляющие собой области обратной намагниченности в форме ярямого кругового цилиндра с образующей вдоль ОЛН (рис. 6). Все поля H_i ($i=1, 2, 3$) переходов из одних магн. состояний в другие (или перестройки от одной ДС к другой) зависят от свойств вещества и толщины пластины. Если $H > H_3$, то энергетически выгодным является односторонне намагниченное состояние плёнки. Существование, что все описанные выше Φ , д. могут возникать и в др. интервалах полей, но лишь как метастабильные. Так, изолированные ЦМД могут также возникать и в интервале полей $H_2 > H > H_0$, где H_0 — поле абс. неустойчивости этого домена; в нек-рых др. интервалах полей могут существовать и др. метастабильные ДС, напр. «сотовая» ДС (рис. 5, з), а также

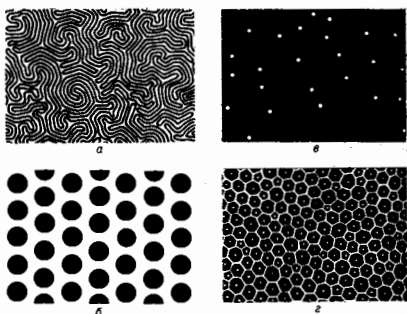
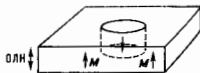


Рис. 5. Наблюдаемые типы доменных структур (ДС) на поверхности, перпендикулярной к оси домого намагничивания магнитно-одноосной пластины с фактором качества $Q > 1$: а — лабиринтарная ДС в размагниченном состоянии; б — решётка цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) (схема); в — изолированные ЦМД; з — «сотовая» ДС (по данным Г. С. Кондратовой).

Рис. 6. Схематическое изображение цилиндрических магнитных доменов.



Φ , д. в виде колец (рис. 7, слева) или спиралей (рис. 7, справа).

Т. о., при увеличении H (начиная с размагниченного состояния) ДС в образце будет существенно изменяться и в поле $H = H_3$, называемом полем на насыщение, будет



Рис. 7. Магнитные домены на пластинках смешанных ферритогранатов с плоскостью поверхности, перпендикулярной к ОЛН: слева — кольцевые домены; справа — спиральные домены (по данным Ю. Л. Губова). В светлых и тёмных областях M имеют противоположные направления, перпендикулярные к плоскости пластины.

изменять. При уменьшении поля (начиная с односторонне-намагниченного или к.-л. др. магн. состояния) намагниченное образца будет уменьшаться, однако соответствующая кривая $M(H)$ (нисходящая ветвь петли гистерезиса — НВПГ), как правило, лежит выше кривой намагничивания (см. *Гистерезис магнитный*); при этом ДС, соответствующие разл. точкам НВПГ, также, вообще говоря, будут разными.

Если намагничивание магнитно-одноосного кристалла происходит под нек-рым углом ϕ к ОЛН, то при каждом ϕ последовательности превращений ДС, а также и сами ДС могут иметь свои особенности. Меняя ϕ на НВПГ в точке $H=0$, соответствующей остаточной намагниченности состоянию, можно получать совершенно разные ДС (лабиринтарные, зигзагообразные, в виде решёток ЦМД, «сот» и др.); то же относится и к др. точкам НВПГ.

В нек-рых случаях [напр., в тонких магн. пластинах (плёнках) с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, и с ДС

в виде полос) при увеличении H вплоть до H_c перестройка ДС может и не происходить, если H приложено вдоль полос в плоскости плёнки с $Q < 1$. Происходит лишь уменьшение периода ДС. Если H для плёнок с $Q < 1$ (напр., пермалловых) приложено перпендикулярно к плоскостям ДГ, то с увеличением H при нек-ром критич. значении происходит скачкообразный поворот всех полос ДС к направлению H .

Перестройка ДС происходит и в случае изменения температуры T . В качестве примера на рис. 5 (з) представлена ДС в виде «сот» с ЦМД в центре каждой ячейки, наблюдаемая на базисной поверхности пластины MnAlGe толщиной 50 мкм после охлаждения образца от $T = T_c$ до комнатной температуры в поле 1 кЭ, параллельном ОЛН.

При изменении H в магнитно-многоосевых кристаллах также происходит перестройка ДС. Так, если пластина магнитно-трёхосного ферромагнетика имеет поверхность типа $\{110\}$, то ряд превращений ДС с увеличением и последующим уменьшением внеш. магн. поля H , направленного под нек-рым углом $\alpha \leq \alpha_c = \arctg \sqrt{2} \approx 55^\circ$ к ОЛН $[001]$, лежащей в плоскости пластины, представлен на рис. 8.

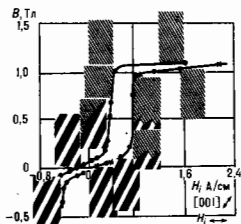


Рис. 8. Поведение доменных структур при намагничивании и перемагничивании кристаллической пластины с плоскостью поверхности $\{110\}$ и с осью $[001]$, лежащей в плоскости пластины и наклонённой к её боковому ребру, вдоль которого приложено внешнее магнитное поле под углом $\alpha = 55^\circ$. H_0 — внутреннее магнитное поле; $x-x$ — кривая намагничивания; $\bullet-\bullet$ — петля гистерезиса (данные Зайковой В. А. и др.).

Видно, что помимо исходной полосовой ДС (основные домены) под углом к полосам начинает прорастать более мелкая (тоже полосовая) ДС. Видимая при этом на поверхности новая ДС составляет лишь замыкающую часть более сложной внутр. структуры. При нек-рых значениях $H = H_c$, зависящих от α , новая ДС покрывает всю поверхность кристалла. Дальнейшее увеличение H приводит к уменьшению ширины носил (периода ДС). При уменьшении H вплоть до таких состояний (соответствующих точкам на НВПГ) вновь формируется полосовая структура основной ДС.

Если $\alpha > \alpha_c$, то процесс перестройки ДС с изменением H идёт аналогично описанному выше, но вторичная (более мелкая) ДС имеет вид зигзагов. По мере увеличения H эта ДС вначале полностью покрывает поверхность, затем начинает измельчаться и расширяться. При уменьшении H , как и в предыдущем случае, постепенно формируется исходная полосовая ДС.

Типичные особенности формирования и изменения ДС в магн. поле в $\{001\}$ -пластинах магнитно-трёхосных кристаллов представлены на рис. 9. Видно, что при уменьшении H (исходя из односторонне намагниченного состояния) у торцов пластины, перпендикулярных к оси типа $[100]$, возникают клиновидные домены, составляющие угол 45° с направлением H , а в них перпендикулярна суммарной намагниченности образца и направлена вдоль ОЛН типа $[100]$, лежащей в плоскости пластины. Такая ориентация M в клиновидных доменах связана с их более низкой энергией в поле по сравнению с M в остальной части

Рис. 9. Формирование доменных структур при перемагничивании пластины с плоскостью, близкой к плоскости $\{100\}$ (по данным Ю. Н. Драгошанского, Я. С. Шура): а — магнитнонасыщенное состояние; б — α — на петле гистерезиса между насыщением и коэрцитивной силой; в — в состоянии коэрцитивной силы; 1, 2, 3 — наклон одной из тетрагональных осей к плоскости пластины 0° , 2° и 6° соответственно.



образца. В этом случае не возникает ирогитрыша и в энергии анизотропии. Однако по мере уменьшения H первый из упомянутых факторов становится малосущественным. В силу этого система образованных клиновидных доменов нерастраивается. Возникают зародыши ДС с обратным полю направлением M , к-рые при дальнейшем уменьшении H растут, и нек-рые из них иррадируются в основные домены. Вблизи торцов при этом образуется замыкающая ДС. Если одна из ОЛН типа $[001]$ наклонена к плоскости поверхности, то появляющиеся клиновидные домены расположены не только около торцов, но и вдали от них, занимая значит. суммарный объём кристалла. При дальнейшем уменьшении поля возникают и развиваются домены с вектором M , противоположным первоначальной намагниченности образца. Аналогичные процессы происходят и при значит. отклонении поверхности образца от плоскости $\{100\}$.

В отличие от магнитно-одноосных кристаллов, в магнитно-многоосных кристаллах перестройка ДС может происходить и под действием растягивающих или сжимающих упругих напряжений.

Динамические эффекты и применение доменных структур. Перестройка ДС наблюдается в квазистатистическом, а при небольших частотах ($\omega \sim 10^2$ Гц в Fe_3Si) и в динамич. режиме изменения внеш. магн. поля; кроме того, в динамич. режиме наблюдается ряд др. явлений. Напр., если в пластине Fe_3Si с плоскостью поверхности $\{110\}$ и с рёбрами полосовой ДС приложить внешнее переменное магн. поле, поляризованное вдоль направления намагниченности одного из доменов и имеющее большую амплитуду (по порядку величины совпадающую с H_0), то при изменении амплитуды H_0 поля H при фиксир. частоте ω (напр., 100 Гц в Fe_3Si) или при изменении ω при фиксированном H_0 число доменов увеличивается — динамическое дробление ДС (Я. С. Шур, В. А. Зайкова, Е. Б. Хан, 1970). При аналогичных условиях иногда в перемещенном поле наблюдают дрейф шеликом всей ДС в одном из направлений, перпендикулярном к ДГ (Драгошанский, Зайкова, Хан, 1974).

Движение ДГ приводит также к т. н. неоднородному ферромагнитному резонансу (резонансу ДГ). Он может возникать лишь при отклонении вектора M от плоскости ДГ, что приводит к появлению магн. «зарядов», а следовательно, и появлению магнитостатич. эзригн, обусловливающей иперционные свойства ДГ (напр., их эфф. массу m^* , составляющую для мн. ферромагн. веществ ок. 10^{-10} г/см³). Обычно ДГ испытывает воздействие квазиупругой возвращающей силы, коэффициент к к-рой может быть оценён по нач. восприимчивости ферромагнетика χ_0 согласно ф-ле $k = M_s^2 / \chi_0 D$, где D — ср. размер домена, M_s — намагнитическое насыщение. Благодаря этой квазиупругой силе ДГ обладает собственной частотой $\omega_0 = (k/m^*)^{1/2}$. Для ферромагнетиков с $D \approx 10^{-4}$ см, $\chi_0 \approx 10$, $M_s \approx 10^3$ Гс имеем $k \approx 10^9$ эрг/см³, что даёт $\omega_0 \approx 3,5 \cdot 10^5$ с⁻¹. Резонанс ДГ стал мощным методом исследования их тонкой структуры, связанной с существова-

нием вертикальных и горизонтальных линий Блоха, а также др. неоднородностей (подробнее см. в ст. *Доменной стенки динамика*). Малые размеры доменов и структурных элементов ДГ (блоховских линий) в сочетании с их высокими подмагничиваниями позволяют использовать эти объекты в устройствах записи информации высокой плотности (ЦМД-устройства и устройства на вертикальных блоховских линиях).

Важная роль Ф. д. и ДС связана также с тем, что наличие неоднородного магн. состояния существенно сказывается на ряде физ. явлений, в числе к-рых распространение и поглощение упругих и *спиновых волн*, ферромагнитный резонанс, *Мессбауэра эффект*, электропроводность и др.; кроме того, наличие ДС влияет на процессы *намагничивания* и определяет генезис формирования таких практически важных характеристик ферромагнетиков, как эл.-магн. потери, *намагниченность остаточная, коэрцитивная сила* и др.

Лит.: Воксовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; Воксовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Тихадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; Филиппов Б. Н., Ташкеев А. П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987; Зайкова В. А., Старцева И. Г., Филиппов Б. Н., Доменная структура и магнитные свойства электрометаллических сплавов, М., 1992. *Б. Н. Филиппов*.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС—резонансное поглощение эл.-магн. энергии *ферромагнетиком*, один из видов *электронного магнитного резонанса* в твердом теле. От *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) Ф. р. отличается тем, что поглощение энергии при Ф. р. на много порядков сильнее и условие резонанса (связь между резонансной частотой перем. поля и величиной пост. магн. поля) существенно зависит от формы образцов. Это отличие вызвано тем, что Ф. р. является коллективным эффектом: элементарные магн. моменты ферромагнетика сильно связаны и поглощение энергии происходит в результате взаимодействия перем. поля с суммарными магн. моментами макроскопич. объемов вещества. Поэтому описание Ф. р. возможно в рамках классич. макроскопич. теории. Термин «Ф. р.» иногда распространяют и на магн. резонанс в ферримагнетиках, поскольку теория Ф. р. применима к одному из типов колебаний намагниченности в ферримагнетиках. Однако резонанс в ферримагнетиках имеет ряд особенностей (см. *Ферримагнитный резонанс*). Однородные колебания намагниченности, происходящие при Ф. р., могут рассматриваться как предельный случай элементарных возбуждений магн. системы ферромагнетика—*спиновых волн* при волновом числе $k \rightarrow 0$.

Ф. р. предсказал в 1912 В. К. Аркадьев исходя из классических, а в 1923 Я. Г. Дорфман исходя из квантовых соображений. В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц получили ур-ние движения намагниченности, являющееся основой классич. теории Ф. р. Важный вклад в эту теорию внес Ч. Киттель (С. Kittel, 1948), выяснивший влияние на условие Ф. р. формы образца и магн. анизотропии. Экспериментально Ф. р. в металлах обнаружил Дж. Гриффитс (J. H. K. Griffiths, 1946), в ферритах—У. Хьюитт (W. H. Hewitt, 1949). Установки (спектрометры) для эксперим. исследования Ф. р. включают в себя генератор СВЧ, резонатор или волновод с исследуемым образцом, детектор с системой индикации и магн. систему. Они принципиально не отличаются от спектрометров ЭПР. Но при исследовании Ф. р., в отличие от ЭПР, обычно не требуется (кроме случая тонких пленок или проволок) высокой чувствительности, а возникает проблема правильного перехода от непосредственно измеряемых коэф. прохождения или отражения к компонентам тензора динамики магн. восприимчивости (см. *Магнитная проницаемость*).

Динамическая магнитная восприимчивость. Ур-ние движения намагниченности M ферромагнетика (Ландау—Лифшица ур-ние) имеет вид:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma [MH_{\text{эф}}] + R, \quad (1)$$

где t —время; $\gamma = |e|g/2mc = g\mu_B$ —*магнитомеханическое отношение* (e —заряд электрона, m —его масса покоя, c —скорость света, g —фактор спектрокопического расщепления, μ_B —магнетон Бора); $H_{\text{эф}}$ —эфф. поле; R —диссипативн. член, учитывающий потери энергии. Если намагниченность обусловлена только спиновыми моментами электронов, то $g = 2,0023$ и $\gamma = 1,7609 \cdot 10^7 \text{ } \text{О}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Эффективное поле

$$H_{\text{эф}} = -\frac{\partial F}{\partial M} + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial M / \partial x_j)} \right], \quad (2)$$

где x_j —декартовы координаты ($j = 1, 2, 3$); F —плотность свободной энергии (в дальнейшем будем называть её энергией), включающая магн. энергию (во внеш. поле и внутреннюю) и энергии взаимодействия магн. подсистем ферромагнетика со всеми др. подсистемами. Классич. теория Ф. р. основывается на решении ур-ния (1) совместно с ур-ниями классич. электродинамики с учётом граничных условий на всех поверхностях раздела сред, входящих в рассматриваемую систему.

Динамика магн. восприимчивость ферромагнетика может быть найдена в результате решения ур-ния (1) при заданных постоянном H_0 и переменном h магн. полях в каждой точке; при этом в учёт ур-ной электродинамики и граничных условий нет необходимости. Сделаем следующие допущения: 1) намагниченность однородна; тогда в нулевой части ур-ния (2) можно принимать во внимание только нерыльч. член; 2) ферромагнетик изотропный и непроводящий, *магнитоупругое взаимодействие* не учитывается; тогда в F входят только магн. энергии $-M(H_0 + h_z)$ и обменная энергия, к-рую при однородной намагниченности можно записать в виде $F_{\text{обм}} = -(1/2)AM^2$, где A —константа обменного взаимодействия; эфф. поле обменного взаимодействия в ур-ние (1) не войдёт и, т. о., $H_{\text{эф}} = H_0 + h_z$; 3) потери энергии не учитываются, т. е. $R = 0$; 4) рассматривается случай малых амплитуд, т. е. $h_z \ll H_0, m_z \ll M_0$, где M_0 —постоянная, m_z —переменная составляющая M .

Решая ур-ие (1) при этих допущениях методом последоват. приближений, в нулевом приближении по малым величинам h_z/H_0 и m_z/M_0 получим $[M_0 H_0] = 0$ (в общем случае было бы $[M_0 H_{\text{эф}}] = 0$). В первом приближении, принимая гармонич. зависимость от времени ($h_z = h \exp i\omega t, m_z = m \exp i\omega t$), полагая линейными ур-ние движения для комплексных амплитуд h и m , решение к-рого имеет вид $m = \chi h$, где χ —тензор динамики магн. восприимчивости:

$$\vec{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad (3)$$

здесь

$$\chi = \frac{\gamma M_0 \omega H_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega a}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

а $\omega_0 = \gamma H_0$. Как видно из выражений (3) и (4), тензор $\vec{\chi}$ обладает антисимметричными недиагональными компонентами $i\chi_a$ и $-i\chi_a$ и характеризуется резонансной зависимостью всех компонент от частоты и пост. поля (рис. 1). Первое свойство приводит к ряду т. н. неэввариантных эффектов в системах, содержащих намагниченность ферромагн. образцы, в частности к *Фарадеев эффект*, а второе свойство обусловливает Ф. р.

Для учёта потерь энергии следует решить ур-ние (1) с диссипативным членом R ; он записывается обычно в одной из следующих форм: в форме, первоначально предложенной Ландау и Лифшицем:

$$R = -\frac{\lambda}{M^2} [M[MH]],$$

в форме Гильберта:

$$R = \frac{\alpha}{M} \left[M \frac{\partial M}{\partial t} \right]$$

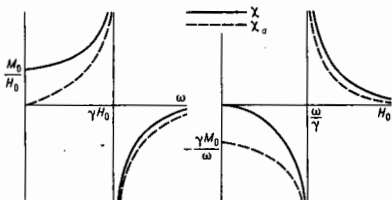


Рис. 1. Частотные и полевые зависимости imaginary компонента тензора магнитной ВЧ-восприимчивости, намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика (без учёта потерь).

или в форме Блоха — Бломберга:

$$R = -\omega_0(M - \chi_0 H),$$

где $\chi_0 = M_0/H_0$. В рассматриваемом линейном приближении и при малых потерях эти формы эквивалентны и входящие в них параметры диссипации связаны соотношениями $\chi'' = \alpha M_0 = \omega_0 M_0/H_0$. С учётом потерь компоненты χ'' становятся комплексными, их вещественные части χ' и χ''_a проходят через нуль, а мнимые χ'' и χ''_a — через максимум вблизи $\omega = \omega_0$. В этой точке

$$\chi'_{\text{рез}} = \frac{1}{2} \chi_0, \chi''_{\text{рез}} = 0, \chi''_{\text{рез}} \approx \chi''_{\text{рез}} = \frac{\chi_0}{2\alpha}.$$

Частотные зависимости компонент тензора магн. проницаемости $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}$ приведены на рис. 2.

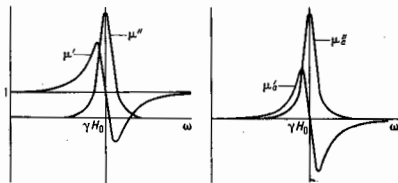


Рис. 2. Частотные зависимости компонент тензора магнитной ВЧ-проницаемости намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика.

Ферромагнитный резонанс в малом эллипсоиде. Для описания Ф. р. в когерентных системах, содержащих ферромагн. образцы, необходимо решать граничные эл.-динамич. задачи при соответствующих значениях компонент $\hat{\mu}$ и диэлектрич. проницаемости $\hat{\epsilon}$. Простейшей из таких задач является задача о Ф. р. в малом (по сравнению с длиной эл.-магн. волны) эллипсоиде, находящемся в заданных внеш. полях: постоянном H_0 и переменном с комплексной амплитудой h_e . Малость образца позволяет ограничиться магнитостатич. приближением, т. е. пренебречь в ур-ниях Максвелла членами $(1/c) \partial(\vec{e}e)/\partial t$ и $(1/c) \partial(\hat{\mu}h)/\partial t$. Тогда внутр. поле H и намагниченность M в ферромагн. эллипсоиде однородны и связаны с внеш. полем H_e соотношением

$$H = H_e - \vec{N}M, \quad (5)$$

где \vec{N} — симметричный тензор размагничивания. В осях координат, совпадающих с осями эллипсоида, он становится диагональным, и его компоненты наз. *размагничивающими факторами*; их сумма $N_x + N_y + N_z = 4\pi$. Выражения (5) справедливы для постоянных и переменных составляющих. Подставляя их в линейные ур-ние движения, мы получим зависимость m от внеш. поля: $m = \vec{\chi}'' h_e$, где $\vec{\chi}''$ — внеш. динамич. восприимчивость. Теи-

зор $\vec{\chi}''$, как и $\vec{\chi}$, несимметричен; в отличие от $\vec{\chi}$, он характеризует не вещество, а образец (точнее, малый эллипсоид) из этого вещества.

Без учёта потерь компоненты $\vec{\chi}''$ имеют полюса при частоте

$$\omega_0 = \gamma [H_{e0} + (N_{11} - N_{33})M_0] \times \\ \times [H_{e0} + (N_{22} - N_{33})M_0] - N_{12}^2 M_0^2]^{1/2}, \quad (6)$$

где N_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) — компоненты тензора \vec{N} в системе координат, в к-рой третья ось (ось z) совпадает с направлением M_0 , а H_{e0} — проекция H_{e0} на эту ось. Если H_{e0} направлено по одной из осей эллипсоида, то $H_{e0} = H_0$, $N_{11} = N_x$, $N_{22} = N_y$, $N_{33} = N_z$, а $N_{12} = 0$. Ф-ла (6) переходит при этом в формулу Киттеля; её частные случаи приведены в табл. Для сферы зависимости $\omega_0(H_{e0})$

Частоты ферромагнитного резонанса в малых образцах

Образец	Направление намагничивания	Размагничивающие факторы			Частоты
		N_x	N_y	N_z	
Тонкая пластина	Касательное	0	4π	0	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} + 4\pi M_0)$
	Нормальное	0	0	4π	$\omega_0/\gamma = H_{e0} - 4\pi M_0$
Тонкий цилиндр	Продольное	2π	2π	0	$\omega_0/\gamma = H_{e0} + 2\pi M_0$
	Поперечное	2π	0	2π	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} - 2\pi M_0)$
Сфера	$4/3$	$4/3$	$4/3$	$4/3$	$\omega_0/\gamma = H_{e0}$

является наиб. простой и не содержит M_0 . Поэтому образцы в виде сферы наиб. широко используются при эксперим. исследовании Ф. р.

При искр-ных условиях в малых образцах возможно возбуждение также неоднородных колебаний намагниченности, напр. *уокеровских колебаний* в эллипсоидах вращения, в частности в сферах и дисках.

С учётом потерь компоненты $\vec{\chi}''$ — диагональные χ''_x и χ''_y и антисимметричные χ''_z — становятся комплексными, их мнимые части имеют максимумы вблизи частоты, определяемой ур-нием (6), к-рая и является частотой Ф. р. в малом эллипсоиде. Ширины ΔH и $\Delta \omega$ резонансных кривых [соответственно $\chi''(H_{e0})$ при $\omega = \text{const}$ или $\chi''(\omega)$ при $H_{e0} = \text{const}$] пропорц. параметрам диссипации λ , α или ω_0 , а макс. значения этих кривых обратно пропорц. им. При малых потерях ($\alpha \ll 1$) $\Delta H = \gamma \Delta \omega \approx 2\alpha \omega_0$, и в частном случае эллипсоида вращения

$$(\chi''_{\text{рез}})'' = (\chi''_{\text{рез}})' = (\chi''_{\text{рез}})' = \chi''_{\text{рез}} = \frac{\gamma M_0}{2\alpha \omega_0},$$

так что имеет место соотношение $\Delta H \chi''_{\text{рез}} = M_0$.

Намагниченными ферромагн. эллипсоид вблизи резонансной частоты может рассматриваться как колебат. система с добротностью $Q_0 = \omega_0/\gamma \Delta H$; в случае эллипсоида вращения $Q_0 = 1/2\alpha$. В образцах из высококачеств. монокристаллов ферро- или ферримагнетиков величины ΔH малы и добротности достигают больших значений. Напр., для феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ со структурой граната (ЖИГ) в трёхсантиметровом диапазоне $\Delta H \approx 0,3$ Э и $Q_0 \approx 10^4$.

Влияние кристаллографии. *магнитной анизотропии* на Ф. р. может быть учтено, если к величине H_{e0} в ур-нии (3) добавить, согласно ур-нию (2), эфф. поле анизотропии:

$$H_{\text{ан}} = -\partial F_{\text{ан}}/\partial M,$$

где $F_{\text{ан}}$ — энергия кристаллографич. магн. анизотропии. В случае монокристалла, образца это приводит к зависимости резонансной частоты или резонансного поля от углов, к-рые образует вектор M_0 с осями кристаллич. решётки образца. Пример такой зависимости приведён на

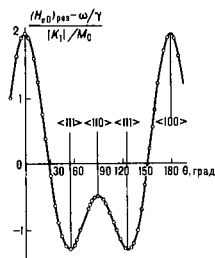


Рис. 3. Угловая зависимость резонансного поля для кубического монокристалла с первой константой анизотропии $K_1 < 0$. θ — угол между внешним постоянным магнитным полем и осью $\langle 100 \rangle$ в плоскости $\langle 110 \rangle$. Точки — эксперимент для сферы из γ_2 Fe $_2$ O $_3$ на частоте 9.3 Гц при комнатной температуре, линия — расчёт при $|K_1|/M_0 \ll H_{ев}$.

рис. 3; поле $H_{рез}$ максимально при ориентации M_0 по оси $\langle 100 \rangle$, являющейся в данном случае осью трудного намагничивания, и минимально, когда M_0 направлена вдоль оси лёгкого намагничивания.

В поликристаллич. образцах разброс направлений кристаллограф. осей в разл. зёрнах приводит к уширению $\Delta H_{ан}$ и сдвигу резонансных кривых но отношению к резонансным кривым изотропных образцов. В предельном случае $|K_1|/M_0 \gg 4\pi M_0$ (где K_1 — первая константа анизотропии), когда колебания намагниченности в разл. зёрнах можно считать независимыми, $\Delta H_{ан}$ оказывается $\sim 2|K_1|/M_0$. Однако для большинства поликристаллич. магн. материалов, используемых в технике СВЧ, выполняется обратное неравенство, и магн. взаимодействие перемешивает намагниченность зёрен приводит к существенно уменьшению $\Delta H_{ан}$.

На Ф. р. оказывает также влияние магнитоупругая анизотропия, обусловленная упругими напряжениями, спонтанными или внешними. Внеш. напряжения приводят к сдвигу резонансных кривых, зависящему от магнитоупругих постоянных веществ. Неоднородные упругие напряжения, в частности вызванные дислокациями, приводят к расширению резонансных кривых. Заметный вклад в ΔH поликристаллов вносит пористость.

Процессы релаксации при ферромагнитном резонансе, к-рые феноменологически учитываются параметрами диссипации λ , а или ω , и определяют величины ΔH и $\chi''_{рез}$, могут быть подразделены на спиин-спиновые и спиин-решёточные. Первые осуществляют передачу энергии от неособенно возбуждаемого при Ф. р. однородного типа колебаний другим, неоднородным колебаниям магн. (спиновой) системы ферромагнетика — спиновым волнам. Вторые приводят к передаче энергии от магн. системы кристаллич. решётке, причём эта передача может происходить непосредственно (прямая спиин-решёточная релаксация) или через др. подсистемы (косвенная спиин-решёточная релаксация). Спиин-спиновые процессы, в свою очередь, делятся на собственные (к-рые могут протекать и в идеальном кристалле) и несобственные (обусловленные дефектами).

Для описания процессов релаксации при Ф. р. необходимо использовать квантовые представления. Собственные процессы спиин-спиновой релаксации трактуются при этом как процессы рождения и уничтожения квазичастиц — магнонов, обусловленные высшими, неквадратичными членами гамильтониана идеального ферромагнетика в представлении вторичного квантования. Наиб. роль играют, вообще говоря, трёхмагнонные процессы слияния и расщепления, вызванные магн. взаимодействием, и четырёхмагнонные процессы рассеяния, обусловленные обменным взаимодействием (рис. 4). Однако в случае релаксации однородных колебаний намагниченности, возбуждаемых при Ф. р., процессы трёхмагнонного слияния и четырёхмагнонного рассеяния запрещены законами сохранения энергии и квазимпульса магнонов. Процесс трёхмагнонного расщепления в ферромагнетике разрешён лишь при низких частотах, в случае сферич. образцов — при

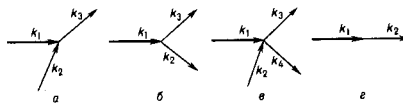


Рис. 4. Элементарные процессы, лежащие в основе процессов релаксации при ферромагнитном резонансе: а — трёхмагнонных процессов слияния; б — трёхмагнонных процессов расщепления; в — четырёхмагнонных процессов рассеяния; г — двумя ионами процессов (в неидеальном кристалле); k_i — волновой вектор магнонов, релаксация которых рассматривается.

$\omega < (2/3)\gamma 4\pi M_0$; вклад его в ΔH не превышает $\sim 0,1 \text{ Э}$. Пренебрежимо малым является вклад в ΔH (для однородных магн. колебаний) и процессов прямой спиин-решёточной релаксации. Сравнительно большие величины ΔH , к-рые наблюдаются в поликристаллич. ферритах и несовершенных образцах монокристаллов, обусловлены несобственными процессами спиин-спиновой релаксации и косвенными спиин-решёточными процессами.

В неидеальных кристаллах закон сохранения квазимпульса может не выполняться при элементарных процессах превращения магнонов, и поэтому могут происходить несобственные двухмагнонные процессы уничтожения магнона однородных колебаний и рождения выродившего с ним (имеющего ту же частоту) магнона с $k \neq 0$ (рис. 4). Такие процессы можно назвать процессами рассеяния магнонов на неоднородностях. Неоднородностями могут являться: «химические» неоднородности — флуктуации распределения ионов по узлам кристалла; умножившиеся выше вариации направлений кристаллограф. осей в поликристаллах; неоднородные упругие напряжения; «геометрические» неоднородности — поры и шероховатости поверхности образцов. Последний вид неоднородностей играет большую роль в случае образцов из совершенных монокристаллов; получение умножившихся выше малых значений ΔH требует тщательной полировки поверхности образцов.

Среди процессов косвенной спиин-решёточной релаксации наиб. роль играют процессы, связанные с носителями заряда (см. ниже), и процессы, обусловленные ионами с сильными спиин-орбитальным взаимодействием и высокой частотой собственной релаксации. К таким ионам относятся редкоземельные ионы, присутствующие в виде малых примесей в ЖИГ, и ионы Fe $^{3+}$ и Fe $^{4+}$, к-рые возникают в ЖИГ и др. ферритах вследствие образования вакансий или замещения части основных ионов Fe $^{3+}$ ионами с др. валентностию. Характерными чертами влияния таких ионов на Ф. р. являются максимумы $H_{рез}$ при нек-рых углах между M_0 и осями кристалла и температурные максимумы ΔH , к-рые возникают при таких темп-рах (обычно в интервале 10—100 К), когда частота релаксации ионов становится равной частоте колебаний (в).

Ф. р. в эллипсоидальных (в частности, сферических) образцах с размерами, превышающими такие, при к-рых хорошо применимо магнитоадиабатич. приближение, иногда паз. магнитоадиабатическим резонансом. Его можно трактовать (рис. 5) как результат связи магнитостатич. колебаниями (частота к-рых не зависит от размера и — в случае сферы — пропорциональна $H_{ев}$) и эл-

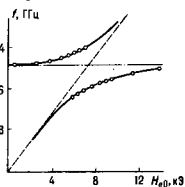


Рис. 5. Зависимость частоты ферромагнитного резонанса в сфере большого ϕ (3,72 мм) диаметра от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховая линия — «классическая» частота γH_0 ; штрих-пунктир — частота элементарных колебаний сферы с $\mu = 1$; кружки — эксперимент на частоте 9.3 Гц.

магн. колебаниями образца с $\mu = 1$ (частота к-рых обратно пропорц. размерам и не зависит от H_{e0}). Для образцов ещё больших размеров и неэллипсоидальной формы, напр. для ферритовых образцов в воловоодах, к-рые используются в ферритовых СВЧ-устройствах, такая трактовка неприменима и необходимо решить соответствующие граничные эл.-динамич. задачи.

Ф. р. может наблюдаться и в неаирированных образцах при наличии ферромагнитных доменов. Если доменная структура является регулярной, т. е. имеется неск. групп доменов с разл. ориентациями пост. намагниченности, напр. две группы с M_{10} и M_{20} , то происходит связанные колебания намагниченности в этих группах и число резонансных частот или полей равно числу групп доменов. Для наблюдения такого резонанса в иск-ром интервале значений поля H_{e0} необходимо, чтобы это поле не приводило к смещению грани доменов. Доменная структура и частота Ф. р. для одного из случаев, когда это условие выполняется, приведены на рис. 6. Тип колебаний с частотой

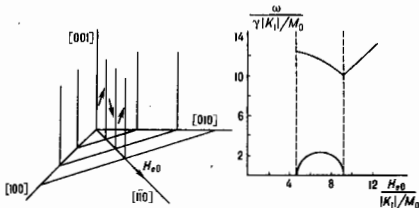


Рис. 6. Доменная структура и частота ферромагнитного резонанса в малой сфере из кубического ферромагнетика при $K_1 < 0$ (K_1 — первая константа анизотропии).

ω , возбуждается перем. магн. полем, перпендикулярным пост. полю H_{e0} , а тип колебаний с частотой $\omega_{||}$ — перем. полем, параллельным H_{e0} .

При иррегулярной доменной структуре, к-рая, как правило, имеет место в поликристаллич. образцах, разброс ориентаций M_0 , размеров и формы доменов приводит к значит. уширению резонансных кривых. В отсутствие внеш. пост. поля поглощение эл.-магн. энергии (т. н. естественный Ф. р.) происходит в широком интервале частот:

$$\gamma \frac{2|K_1|}{M_0} < \omega < \gamma \left(\frac{2|K_1|}{M_0} + 4\pi M_0 \right).$$

При рассмотрении влияния носителей заряда на Ф. р. представляют интерес два предельных случая: $\delta \gg d$ и $\delta \ll d$, где d — намн. размер образца (для плёнки — её толщина, для сферы — диаметр), δ — глубина проникновения эл.-магн. поля в вещество (толщина скин-слоя, см. *Скин-эффект*). В первом случае, к-рый обычно реализуется в ферритах, электропроводность приводит к джоулевым потерям, обусловленным вихревыми токами, к-рые наводятся перем. намагниченностью. В частности, для сферы обусловленное этим эффектом уширение резонансной кривой

$$\Delta H_0 = \frac{4}{45} 4\pi M_0 \sigma'' (k_0 R)^2,$$

где $\sigma'' = 4\pi\sigma/\omega$, σ — уд. проводимость, $k_0 = \omega/c$, а R — радиус сферы. Оценка показывает, что в трёхсантиметровом диапазоне этот вклад в ΔH становится существенным ($\Delta H_0 \approx 1$ Э) при $\sigma'' \approx 0,1$ н радиусе сферы $R \approx 1$ мм.

В ферритах, электропроводность к-рых имеет характер термоактивированных перескоков электронов между равнозначными ионами, напр. Fe^{2+} и Fe^{3+} , существует и др. источник магн. потерь при Ф. р., связанный с электропроводностью. Он похож на упомянутый выше процесс

косвенной спин-решётной релаксации, обусловленный ионами с сильной спин-орбитальной связью. Отличие заключается лишь в том, что теперь под действием колебаний намагниченности происходит не внутриянные, а межюнные переходы электронов; вследствие больших времён релаксации, связанных с этими переходами, температурные максимумы ΔH лежат теперь при более высоких темп-рах.

В другом предельном случае ($\delta \ll d$), характерном для металлов, колебания намагниченности при Ф. р. являются неоднородными, их амплитуды экспоненциально убывают по мере удаления от поверхности ферромагн. металла. В грубом приближении можно считать, что колебания однородны, но происходит только в поверхностном слое толщиной δ . Тогда для расчёта условий резонанса можно использовать Ф.у (6), помня, однако, что входящая в неё величина N_{33} представляет собой размагничивающий фактор для пост. полей, а остальные компоненты тензора размагничивания суть эфф. размагничивающие факторы для тонкой плёнки, прилегающей к поверхности образца.

В действительности при Ф. р. в металле на его поверхности возбуждаются спновые волны, к-рые распространяются в глубь металла и затухают, в осн., на длине δ вследствие магн. потерь и элетрич. потерь, обусловленных проводимостью металла. Теория этого процесса должна учитывать влияние обменного взаимодействия на параметры всех 4 типов волн, к-рые могут распространяться в ферромагн. металле, а также дополнит. (обменные) граничные условия на поверхности металла. В результате может быть вычислен поверхностный импеданс металла Z_s и найдена ширина резонансной линии ΔH , к-рая в данном случае определяется, как ширина кривой $Z_s''(H_0)$ на половине её высоты. Сравнение результатов таких расчётов с экспериментом позволяет найти вклад $\Delta H_{\text{нар}}$ магн. потерь, пропорциональный параметру диссипации в урнии Ландау — Лифшица, и вклад $\Delta H_{\text{обм}}$, обусловленный проводимостью и обменным взаимодействием. В случае преобладания этого вклада и нормального скин-эффекта

$$\Delta H_{\text{обм}} \approx (2\pi/c) \sqrt{2DM_0\sigma''},$$

где D — постоянная неоднородного обмена (или спиновой жёсткости). Такого же порядка оказывается и сдвиг (в сторону меньших полей) $H_{\text{рез}}$. Для более точного определения вклада $\Delta H_{\text{нар}}$ может быть использовано явление антирезонанса, когда $\Delta H_{\text{обм}}$ отсутствует. Вклад $\Delta H_{\text{обм}}$ преобладает, в частности, в сантиметровом диапазоне для монокристаллов Fe, а вклад $\Delta H_{\text{нар}}$ — для монокристаллов Ni.

Применение в технике. Ф. р. часто понимается в широком смысле как совокупность явлений, происходящих в ферро- и ферримангнетиках, находящихся в постоянном (или медленно изменяющемся) магн. поле и несменяемом эл.-магн. поле диапазона СВЧ. При таком определении Ф. р. это явление лежит в основе всех магн. (ферритовых) устройств, используемых в технике СВЧ. Если принять более узкое определение Ф. р. как совокупности явлений, происходящих вблизи резонансных значений частоты и пост. поля, то Ф. р. в поликристаллич. ферритах используется в резонансных вентиллях СВЧ-диапазона, а в монокристаллах — в ферритовых СВЧ-фильтрах. Ф. р. широко применяется для измерения параметров ферро- и ферримангнетиков: констант магн. кристаллографии, анизотропии, магнитоупругих постоянных, а также (с применением несферич. образцов или укороченных типов колебаний в сферах) пост. намагниченности.

Нелинейные явления при ферромагнитном резонансе. Урние движения намагниченности (1) нелинейно, и при достаточно больших амплитудах перем. магн. поля возникают многочисленные нелинейные явления. Они подразделяются на два вида: одномодовые и обусловленные нелинейной связью между разл. типами колебаний (модами). Явления первого вида обусловлены прежде всего тем, что, как следует из урния (1), длина вектора M сохраняется, т. е. конец его при колебаниях движется по поверхности сферы. При этом проекция M_x намагниченности на направление

H_0 и M_0 уменьшается с ростом амплитуды колебаний. Уменьшение M_0 сопровождается уменьшением компонент тензора магн. восприимчивости, т. е. на сцене и ем Ф. р. Уменьшение M_0 при Ф. р. может быть использовано для детектирования колебаний, однако чувствительность таких детекторов оказывается низкой. При отсутствии цилиндрич. симметрии образца (геометрической или кристаллографической) относительно направления H_0 величина M_0 при больших амплитудах колебаний зависит от времени, причём преобладает 2-я гармоника. Этот эффект может быть использован для создания удвоителей частот СВЧ-диапазона.

Второй вид нелинейности — связь между разл. типами колебаний намагнитченности — лежит в основе т. н. параметрического возбуждения спиновых волн. Оно приводит к «преждевременному» насыщению Ф. р. при амплитудах перем. поля, значительно меньших, чем те, при к-рых насыщение должно было бы наступить вследствие упомянутой выше однододовой нелинейности, а также к дополнит. поглощению при величинах пост. поля, меньших, чем резонансные (рис. 7). Эти явления обнаружи-

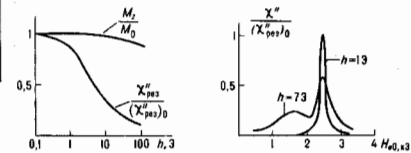


Рис. 7. Ферромагнитный резонанс при больших амплитудах переменного магнитного поля h .

ли в 1952 Н. Бломберген (N. Blombergen) и Р. У. Деймон (R. W. Damon); качественное их объяснение дано в 1955 Ф. У. Андерсон (P. W. Anderson) и Х. Сул (H. Suhl). Нелинейная связь однородных колебаний намагнитченности и спиновых волн приводит к передаче им энергии однородных колебаний. При нек-рой пороговой амплитуде перем. намагнитченности эта энергия превышает потери энергии спиновых волн и наступает нестабильный рост пер-ской пары спиновых волн с взаимнопротивоположными волновыми векторами k и $-k$ и суммой фаз, определяемой фазой перем. поля. Разность фаз пары остаётся случайной, так что возбуждаемые спиновые волны являются лишь частично когерентными.

Пороговая амплитуда перем. поля $h_{пор}$ оказывается наименьшей для нестабильности 1-го порядка (один магнотон однородной прецессии с частотой ω_0 порождает одну пару спиновых волн с частотой $\omega_1 = \omega_0/2$) при Ф. р.:

$$h_{пор\ 1\text{пор}} \approx \Delta H_0 \Delta H_k / 4\pi M_0,$$

где ΔH_0 — ширина резонансной кривой однородных колебаний, а ΔH_k — спиновых волн. Для монокристаллов ЖИГ $h_{пор\ 1\text{пор}} \approx 10^{-4}$ Э. Однако такой процесс разрешён законами сохранения энергии и импульса лишь при достаточно низких частотах, ианр. для сферы при $\omega_0 < (2/3)4\pi M_0$. Если этот процесс при резонансе запрещён, то нестабильность 1-го порядка иаегунает при $H_0 \sim (0,5 - 0,9) H_{рз}$ и порог её оказывается на два порядка выше. В обоих случаях возбуждаются пары волн с $k \sim 10^4$ см $^{-1}$ и углами между k и M_0 $\theta_k \approx 45^\circ$. При резонансе же, если процесс 1-го порядка запрещён, имеет место нестабильность 2-го порядка — два магнотона однородных колебаний возбуждают одну пару спиновых волн. Пороговое поле в этом случае

$$h_{пор\ 2\text{пор}} \approx \Delta H_0 \sqrt{\Delta H_k / \pi M_0}$$

(для монокристаллов ЖИГ $h_{пор\ 2\text{пор}} \approx 10^{-2}$ Э), и возбуждаются пары волн с $k \sim 10^3$ см $^{-1}$ и $\theta_k = 0$.

Рассмотренные процессы аналогичны параметрич. возбуждению в контуре колебаний с частотами $\omega_{n\pm}/2$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) при модуляции одного из параметров контура с час-

тотой ω_n — частотой накачки (см. *Параметрический резонанс*). В рассмотренном случае накачкой являлся перем. намагнитченность, перпендикулярная M_0 , что даёт основание называть такие процессы параметрич. возбуждением при поперечной накачке.

Параметрич. возбуждение спиновых волн может происходить, как показали в 1960 Э. Шлёман (E. Schlömann), Дж. Гри (J. J. Green) и В. Милано (V. Milano), и при продольной (или параллельной) накачке, т. е. под действием перем. магн. поля h , параллельного H_0 (линейный Ф. р. при этом не имеет места). В этом случае возбуждаются пары спиновых волн с $\theta_k = 90^\circ$ и величинами k , изменяющимися в широких пределах при изменении H_0 . Пороговое поле при продольной накачке

$$h_{2\text{пор}} = \omega_n \Delta H_k / 4\pi M_0.$$

Параметрич. возбуждение спиновых волн является вредным эффектом в линейных ферритовых СВЧ-устройствах; оно ограничивает динамич. диапазон этих устройств — приводит к резкому росту потерь при превышении пороговых значений мощности на входе. Но, с др. стороны, оно используется для создания нелинейных ферритовых СВЧ устройств: ограничителей мощности и подавителей слабых сигналов.

Лит.: Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях. Сб. ст., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1952; Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., 1971; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976; Гуревич А. Г., Медков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994. *А. Г. Гуревич*. **ФИДЕР** в радиотехнике и технике СВЧ (англ. feeder, от feed — питать) — линия передачи, передающая линия, электрическое устройство, по к-рому осуществляется направленное распространение (канализация) эл.-магн. колебаний (волн) от источника к потребителю в системах их передачи и распределения.

ФИЗИКА.

Содержание:

1. Предмет и структура физики.....	310
2. Основные этапы развития физики.....	311
3. Фундаментальные физические теории.....	314
4. Современная экспериментальная физика.....	318
5. Основные нерешённые проблемы физики.....	319
6. Связь физики с другими науками и техникой.....	320

1. Предмет и структура физики

Ф. — наука, изучающая простейшие и вместе с тем наиб. общие свойства и законы движения окружающих нас объектов материального мира. Вследствие этой общности не существует явлений природы, не имеющих физ. свойств или сторон. Проникнув Ф. и её законы лежат в основе всего естествознания.

Слово «Ф.» происходит от греч. physis — природа. Первоначально, в эпоху ранней греч. культуры, наука была единой и охватывала всё, что было известно о земных и небесных явлениях. По мере накопления фактич. материала и его науки, обобщение происходило дифференциация знаний и методов исследования и Ф. выделилась из общей науки о природе. Однако границы, отделяющие Ф. от др. естеств. наук, в значит. мере условны и меняются с течением времени.

В своей основе Ф. — эксперим. наука: её законы базируются на фактах, установленных опытным путём. Эти законы представляются собой строго определённых количеств, соотношения и формулируются на матем. языке. Различают эксперим. Ф. (опыты, проводимые для обнаружения новых фактов и для проверки открытых физ. законов) и теоретич. Ф., цель к-рой состоит в формулировке общих законов природы и в объяснении конкретных явлений на основе этих законов, а также в предсказании новых явлений. При

изучении любого явления опыты и теория в равной мере необходимы и взаимосвязаны.

В соответствии с многообразием исследуемых форм движения материи Ф. подразделяется на ряд дисциплин, или разделов, в той или иной мере связанных друг с другом. Деление Ф. на отд. дисциплины не однозначно, его можно проводить, руководствуясь разл. критериями. По изучаемым объектам Ф. делится на Ф. элементарных частиц и физ. полей, Ф. ядра, Ф. атомов и молекул, Ф. твёрдых, жидких и газообразных тел, Ф. плазмы. Др. критерий — изучаемые процессы или формы движения материи. Различают механич. движени. тнловые процессы, эл.-магн. явления, гравитационные, сильные, слабые взаимодействия; соответственно на Ф. выделяют механику материальных точек и твёрдых тел, механику сплошных сред (включая акустику), термодинамику, статистику, физику, электродинамику (включая оптику), теорию тяготения, квантовую механику и квантовую теорию поля. При этом мн. процессы изучаются на разных уровнях: на макроскопич. уровне в феноменологических (описательных) теориях и на микроскопич. уровне в статистич. теориях мн. частиц. Указанные способы подразделения Ф. частично перекрываются вследствие глубокой внутр. взаимосвязи между объектами материального мира и процессами, а к-рых они участвуют. По целям исследования выделяют также прикладную Ф. Особо выделяется теория колебаний и волн, что основано на общности закономерностей колебат. процессов разл. физ. природы и методов их исследования. Здесь рассматриваются механич., акустич., электрич. и оптич. колебания и волны с единой точкой зрения.

Совр. Ф. имеет дело с немногим числом фундам. законов, или фундам. физ. теорий, охватывающих все разделы Ф. Эти теории представляют собой концентрированное наших знаний о характере физ. процессов и явлений; приближённое, но наиб. полное отображение разл. форм движения материи в природе.

2. Основные этапы развития физики

Становление физики (до 17 в.). Физ. явления окружающего мира издавна привлекали внимание людей. Попытки причинного объяснения этих явлений предшествовали созданию Ф. в совр. смысле этого слова. В эпоху греко-римской культуры (6 в. до н.э. — 2 в. н.э.) впервые зародились идеи об атомном строении вещества (Демокрит, Эпикур, Лукреций), была создана геоцентрич. система мира (Птолемей), установлены простейшие законы статики (правило рычага), открыты законы прямолинейного распространения и отражения света, сформулированы начала гидростатики (закон Архимеда), наблюдаются простейшие проявления электрич. и магнетизма.

Общий итог приобретённых знаний был подведён Аристотелем (4 в. до н.э.). Физика Аристотеля включала отд. верные положения, но в то же время отвергла мн. прогрессивные идеи предшественников, в частности атомную гипотезу. Призная значение опыта, Аристотель отдавал предпочтение умозрит. представлениям и не считал опыт кл. критерием достоверности знания. Учение Аристотеля, канонизированное церковью, надолго затормозило развитие науки.

Наука возродилась лишь в 15—16 вв. в борьбе с учением Аристотеля. В сер. 16 в. Н. Коперник (N. Kopernik) выдвинул гелиоцентрическую систему мира и положил начало освобождению естествознания от теологии. Потребности производства, развитие ремёсел, судостроения и артиллерии стимулировали науч. исследования, опирающиеся на опыт. Случаев в 15—16 вв. экстрем. исследования носили в осн. случайный характер. Лишь в 17 в. началось систематич. применение эксперим. метода в Ф., и это привело к созданию первой фундам. физ. теорий — классич. механики Ньютона.

Формирование физики как науки (нач. 17 — кон. 18 вв.). Развитие Ф. как науки в совр. смысле этого слова началось трудами Г. Галилея (G. Galilei; см. пол. 17 в.). Галилей понял, что для открытия законов движения нужно на-

учиться описывать движение математически. Нельзя ограничиваться простым наблюдением за движущимися телами; нужно ставить опыты, чтобы выяснить, как меняются со временем величины, характеризующие движущиеся тела. Галилей показал, что воздействие на данное тело окружающих тел определяет не скорость, как считалось в механике Аристотеля, а ускорение тела. Это утверждение представляло собой первую формулировку закона инерции. Галилей открыл принцип относительности в механике (принцип относительности Галилея), доказал независимость ускорения свободного падения тел от их плотности и массы, с помощью механики обосновал теорию Коперника. Значит, результаты были получены Галилеем и в др. областях Ф. Он изобрёл зрительную трубу и сделал с её помощью ряд астр. открытий (горы на Луне, спутники Юпитера и др.). Количеств. изучение тепловых явлений началось носле изобретения Галилеем первого термометра.

В 1-й пол. 17 в. началось успешное изучение газов. Ученник Галилея Э. Торричелли (E. Torricelli) открыл атм. давление и создал первый барометр. Р. Бойль (R. Boyle) и Э. Марнотт (E. Mariotte) исследовали упругость газов и сформулировали первый газовый закон, носящий их имя. В это же время В. Снелль (W. Snell) и Р. Декарт (R. Descartes) независимо открыли закон преломления света. К этому же времени относится создание микроскопа. Значит, шаг вперёд в изучении эл.-магн. явлений был сделан в самом нач. 17 в. У. Гильбертом (W. Gilbert): он доказал, что Земля является большим магнитом, и первым строго разграничил электрич. и магн. явления.

Осп. достижением Ф. 17 в. было создание классич. механики. Развивая идеи Галилея, Х. Поинген (C. Huygens) и др. предшественников, И. Ньютон (I. Newton) сформулировал все осн. законы классич. механики (опубл. в труде «Матем. начала натуральной философии», 1687). При построении её впервые был воплощён идеал науч. теории, существующий и поныне: задача науки состоит в поисках наиб. общих, количественно формулируемых законов природы.

Наиб. успехов механики Ньютона достигли при объяснении движения небесных тел. Исходя из законов движения планет, установленных И. Кеплером (J. Kepler) на основе наблюдений Т. Браге (T. Brahe) и др., Ньютон открыл закон всемирного тяготения. С помощью этого закона удалось с заметч. точностью рассчитать движение Луны, планет и комет Солнечной системы, объяснить приливы и отливы в океане.

Ньютон придерживался концепции дальнего действия, согласно к-рой взаимодействие тел (частиц) происходит мгновенно непосредственно через пустоту; силы взаимодействия должны определяться экспериментально.

В это же время Поинген и Г. Лейбниц (G. Leibniz) сформулировали закон сохранения кол-ва движения; Поинген создал теорию физ. маятника, построил часы с маятником; Р. Гук (R. Hooke) открыл осн. закон упругости (*закон Гука*). Были заложены основы физ. акустики. М. Мерсенн (M. Merenne) измерил число колебаний звучащей струны и впервые измерил скорость звука в воздухе. Ньютон дал теоретич. вывод ф-лы для скорости света.

Во 2-й пол. 17 в. быстро развивалась геом. оптика применительно к конструированию телескопов и др. оптич. приборов и закладывались основы физ. оптики. Ф. Гримальди (F. Grimaldi) открыл *дифракцию света*, а Ньютон провёл фундам. исследования *дисперсии света*. Эти работы Ньютона можно считать началом оптич. спектроскопии. В 1672 О. К. Рёмер (O. K. Roemer) впервые измерил скорость света. Почт. одновременно возникли и начали развиваться две разл. теории о физ. природе света — корпускулярная и волновая. Согласно корпускулярной теории Ньютона, свет — это поток частиц, движущихся от источника по всем направлениям. Поинген заложил основы волновой теории света, согласно к-рой свет — это поток волн, распространяющихся в особой гипотетич. среде — эфире, пронизающем всё пространство и проникающем внутрь всех тел.

Т. о., в 17 в. в осн. была построена классич. механика и начаты исследования оптич., электрич., магн., тепловых и акустич. явлений.

В 18 в. продолжалось развитие классич. механики, в частности небесной механики. По небольшой аномалии в движении планеты Уран удалось предсказать существование новой планеты — Плутона. Уверенность в справедливости механики Ньютона стала всеобщей. На её основе была создана единая механика картина мира, согласно к-рой всё богатство, всё качество, многообразие мира — результат различий в движении атомов, слогановых тела, движений, подчиняющемся законам Ньютона. Эта картина мн. годы оказывала сильнейшее влияние на развитие Ф. Объяснение физ. явления считалось научным и полным, если это явление можно было свести к действию законов классич. механики.

Важным стимулом для развития механики послужили запросы нарождавшейся промышленности. В работах Л. Эйлера (L. Euler) и др. была разработана динамика абсолютно твёрдого тела. Параллельно с развитием механики частиц и твёрдых тел шло развитие механики жидкостей, газов и деформируемых тел. Трудами Д. Бернулли (D. Bernoulli), Эйлера, Ж. Лагранжа (J. Lagrange) и др. в 1-й пол. 18 в. были заложены основы гидродинамики идеальной жидкости, г. е. несжимаемой жидкости, липнейной вязкости и теплопроводности. В «Аналитич. механике» Лагранжа ур-ния механики представлены в столь обобщённой форме, что в дальнейшем их удалось применить и к немеханическим, в частности эл.-магнитным, процессам. У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton) установил общий интегральный принцип наименьшего действия классич. механики, к-рый оказался применимым во всей Ф.

В др. областях Ф. происходило дальнейшее накопление опытных данных, формулировались простейшие эксперим. законы. Ш. Дюфе (C. DuFay) открыл существование двух видов электричества и определил, что одновременно заряженные тела отталкиваются, а разноименно заряженные — притягиваются. Б. Франклин (B. Franklin) установил закон сохранения электрич. заряда. Г. Кавендиш (H. Cavendish) и Ш. Кулон (C. Coulomb) независимо открыли осн. закон электростатики, определяющий силу взаимодействия неподвижных электрич. зарядов (закон Кулона). Возникло учение об атм. электричестве, Франклин, М. В. Ломоносов и Г. В. Рихман доказали электрич. природу молнии. В оптике продолжалось совершенствование объектива телескопа. Трудами П. Бугера (P. Bouguer) и И. Ламберта (J. Lambert) начала создаваться фотометрия. Были открыты инфракрасные [В. Гершель (W. Herschel), У. Воластон (W. Wollaston)] и ультрафиолетовые [И. Риттер (J. Ritter)] лучи. Заметный прогресс наблюдался в исследовании тепловых явлений: стали различать темп-ру и кол-во теплоты. Это произошло после открытия Дж. Блэком (J. Black) скрытой теплоты плавления и эксперим. доказательства сохранения теплоты в калориметрич. опытах. Была сформулировано понятие теплёмкости, начато исследование теплопроводности и теплового излучения. При этом одновременно утвердились неяривальные взгляды на природу теплоты. Теплоту рассматривали как особого рода неуничтожимую несомую жидкость — теплород, способную претерпеть от нагретых тел к холодным. Корпускулярная теория теплоты, согласно к-рой теплота — это вид внутр. движения частиц, потерпела врем. поражение, несмотря на то, что её поддерживали и развивали такие выдающиеся учёные, как Ньютон, Гук, Бойль, Бернулли, Ломоносов и др.

Классическая физика (19 в.). В нач. 19 в. длит. конкуренция между корпускулярной и волновой теориями света завершилась окончательной, казавшей бы, победой волновой теории. Это произошло после того, как Т. Юнг (T. Young) и одновременно О. Ж. Френель (O. J. Fresnel) с помощью волновых представлений успешно объяснили явления интерференции и дифракции света; объяснить эти явления с помощью корпускулярной теории представлялось невозможным. В то же время было получено решаю-

щее доказательство неспрочности световых волн [Френель, Д. Ф. Араго (D. F. Arago), Юнг], открытой ещё в 18 в. (см. *Поляризация света*). Рассматривая свет как поперечные волны в унургой среде (эфире), Френель нашёл количеств. закон, определяющий интенсивность преломлённых и отражённых световых волн при переходе света из одной среды в другую (Ф-ны Френеля), а также создал теорию *двойного лучепреломления*.

Большое значение для развития Ф. имели открытия Л. Гальвани (L. Galvani) и А. Вольты (A. Volta), позволившие создать достаточно мощные источники пост. тока — гальванич. батареи. Это дало возможность обнаружить и изучить многообразные действия тока. Прежде всего было исследовано хим. действие тока [Г. Дави (H. Davy), М. Фарадей (M. Faraday)]. В В. Петров получил электрич. дугу. Открытие Х. К. Эрстедом (H. C. Ersted) в 1820 действия электрич. тока на магн. стрелку доказало связь между электричеством и магнетизмом. Основываясь на единстве электрич. и магн. явлений, А. Ампер (A. Ampère) пришёл к выводу, что все магн. явления обусловлены движущимися заряж. частицами — электрич. током. Вслед за этим Ампер экспериментально установил закон, определяющий силу взаимодействия между электрич. токами (*Ампера закон*).

В 1831 Фарадей открыл явление эл.-магн. индукции. При попытках объяснения этого явления с помощью концепции дальнодействия выявились значит. затруднения. Фарадей высказал гипотезу (ещё до открытия эл.-магн. индукции), согласно к-рой эл.-магн. взаимодействия осуществляются посредством промежуточного агента — эл.-магн. поля (концепция близкогодействия). Это послужило началом формирования новой науки о свойствах и законах поведения особой формы материи — эл.-магн. поля.

Важнейшее значение для Ф. и всего естествознания имело открытие закона сохранения энергии, связавшего воедино все явления природы. В сер. 19 в. опытным путём была доказана эквивалентность кол-ва теплоты и работы и, т. о., установлено, что теплота представляет собой не какую-то гипотетич. сохраняющуюся субстанцию — теплород, а особую форму энергии. В 40-х гг. 19 в. Р. Ю. Майер (R. J. Meyer), Дж. Джоуль (J. Joule) и Г. Гельмгольц (H. L. Helmholtz) независимо друг от друга открыли закон сохранения и превращения энергии. Закон сохранения энергии стал осн. законом термодинамики — теории тепловых явлений, в к-рой не учитывается молекулярно строение тел; этот закон получил название первого начала *термодинамики*.

Ещё до этого открытия С. Карно (S. Carnot) в труде «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу» (1824) получил результаты, послужившие основой для др. фундам. закона теории теплоты — второго начала термодинамики. Этот закон, сформулированный в работах Р. Ю. Клаузиуса (R. J. Clausius) в 1850 и У. Томсона (W. Thomson, лорд Кельвин) в 1851, является обобщением опытных данных, указывающих на необратимость процессов в природе, и определяет направление возможных энергетич. процессов.

Одновременно с развитием термодинамики развивалась и молекулярно-кинетич. теория тепловых процессов. Это позволило включить тепловые процессы в рамки механич. картины мира и одновременно привело к открытию нового типа законов — статистических, в к-рых все связи между физ. величинами носят среднестатистич. характер, вероятностный характер.

На первом этапе развития кинетич. теории наиб. простой среды — газа — Джоуль, Клаузиус и др. вычислили ср. значения разл. физ. величин: екорости молекул, числа столкновений молекул в секунду, длины свободного пробега и т. д. Была получена зависимость давления газа от числа молекул в единице объёма и ср. кинетич. энергии поступат. движения молекул. Это позволило вскрыть глубокий физ. смысл темп-ры как меры ср. кинетич. энергии молекул. В основе этих представлений лежало предположение о том, что молекулы участвуют в хаотич. тепловом движении.

Второй этап развития молекулярно-кинетич. теории начал Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell). В 1859 он, введя впервые в Ф. понятие вероятности, нашёл закон распределения молекул по скоростям—вероятность того, что скорость молекулы лежит внутри определ. интервала значений (*Максвелла распределение*). После этого возможности молекулярно-кинетич. теории необычайно расширились и привели к созданию статист. механики. Л. Больцман (L. Boltzmann) построил *китетическую теорию газов* и дал статист. обоснование законов термодинамики. Осн. проблема, к-рую в значит. степени удалось решить Больцману, заключалась в согласовании обратимого по времени характера движения отд. молекул с очевидной необратимостью всех макроскопич. процессов. Термодинамич. равновесию системы, по Больцману, соответствует максимум вероятности данного состояния. Необратимость процессов связана со стремлением систем к наиб. вероятному состоянию. Большое значение имела доказанная Больцманом теорема о равномерном распределении ср. кинетич. энергии по степеням свободы.

Статистич. механика получила завершение в 1902 в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs), создавшего метод расчёта функций распределения для любых систем (а не только газов) в состоянии термодинамич. равновесия. Всеобщее признание статистич. механика получила в 20 в. после создания в 1905—06 А. Эйнштейном (A. Einstein) и М. Смолуховским (M. Smoluchowski) на основе молекулярно-кинетич. теории количеств. теории *броуновского движения*, получившей эксперим. подтверждение в опытах Ж. Б. Перрена (J. V. Perrin).

Во 2-й пол. 19 в. длит. процесс изучения эл.-магн. явлений был завершён Максвеллом, написавшим ур-ния для эл.-магн. поля, к-рые объясняли все известные в то время факты с единой точки зрения и позволяли предсказывать новые явления. Эл.-магн. индукцию Максвелл интерпретировал как процесс порождения перем. магн. полем вихревого электрич. тока. Вслед за этим он предсказал обратный эффект—порождение магн. поля перем. электрич. полем («ток смещения»). Важнейшим результатом теории Максвелла был вывод о конечности скорости распространения эл.-магн. взаимодействий (эл.-магн. волн) и равенстве её скорости света. Эксперим. обнаружение эл.-магн. волн Г. Р. Герцем (H. R. Hertz; 1886—89) подтвердило справедливость этого ур-ния. Из теории Максвелла вытекало, что свет имеет эл.-магн. природу. Тем самым оптика стала одним из разделов электродинамики. В кон. 19 в. П. Н. Лебедев обнаружил на опыте и измерил давление света, иррадиационное эл.-магн. теорией Максвелла. В это же время А. С. Попов и Г. Маркони (G. Marconi) впервые использовали эл.-магн. волны для беспроволочной связи.

В 19 в. продолжалась также развитие механики сплошных сред. В 1859 Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhof) и П. Буизен (R. Bunsen) заложили основы спектрального анализа. В акустике была разработана теория упругих колебаний и волн [Гельмгольц, Дж. У. Райли (J. W. Rayleigh) и др.]. Создана техника получения низких темп-р. Были получены в жидком состоянии все газы, кроме гелия, а в нач. 20 в. Х. Каммерлинг-Оннес (H. Kammerling-Onnes) ожилил и гелий; в 1911 им была открыта сверхпроводимость.

К кон. 19 в. Ф. считали почти завершённой. Казалось, что все физ. явления можно свести к механике молекул (или атомов) и эфира. Эфир рассматривался как механич. среда, в к-рой разыгрываются эл.-магн. явления. Лорд Кельвин обращал внимание лишь на два несоблюдаемых факта: отрицат. результат опыта Майкельсона по обнаружению движения Земли относительно эфира и непонятную с точки зрения молекулярно-кинетич. теории зависимость теплоёмкости газов от темп-ры. Однако именно эти факты явились первым указанием на необходимость пресмотра осн. представлений Ф. Для объяснения этих и множества др. фактов, открытых впоследствии, понадобилось создание теории относительности и квантовой механики.

Релятивистская и квантовая физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц (кон. 19—20 вв.). Наступление

новой эпохи в Ф. было подотловено открытием электрона Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson) в кон. 19 в. Выяснилось, что атомы не элементарны, а представляют собой сложные системы, в состав к-рых входят электроны. Важнейшую роль в этом открытии сыграло исследование разрядов в газе.

В кон. 19—нач. 20 вв. Х. А. Лоренцем (H. A. Lorentz) были заложены основы электронной теории, называемой чаще микроскопич. электродинамикой. В этой теории методы статистич. механики были распространены на эле-магн. процессы.

В нач. 20 в. выяснилось, что электродинамика требует коренного пресмотра представлений о пространстве и времени, представлений, лежащих в основе классич. механики Ньютона. В 1905 Эйнштейн создал спец. (частную) теорию относительности—новое учение о пространстве и времени. Эта теория исторически была подготовлена трудами Лоренца и А. Пуанкаре (H. Poincaré).

Опыт показывал, что сформулированный Галилеем принцип относительности, согласно к-рому механич. явления протекают одинаково во всех инерциальных системах отсчёта, справедлив и для эл.-магн. явлений. Поэтому ур-ния Максвелла не должны изменять свою форму (должны быть инвариантными) при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. Однако оказалось, что это справедливо лишь в том случае, если преобразования координат и времени при таком переходе отличны от преобразований Галилея, справедливых в механике Ньютона. Лоренц нашёл эти преобразования (*Лоренца преобразования*), но не смог дать им правильную интерпретацию. Это было сделано Эйнштейном в его спец. теории относительности.

Открытие спец. теории относительности показало ограниченность механич. картины мира. Попытки свести эл.-магн. процессы к механическим в гипотез. среде—эфире—оказались несостоятельными.

В 1916 Эйнштейн распространил принцип относительности на неинерциальные системы отсчёта и построил общую теорию относительности—физ. теорию пространства, времени и тяготения. Эта теория преобразовала ньютоновскую теорию тяготения.

Представление о существовании кванта действия $h \approx 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·с зародилось в рамках статистич. теории равновесного теплового излучения. В кон. 19 в. выяснилось, что распределение энергии теплового излучения по спектру, выведенное из закона классич. статистич. физики о равномерном распределении энергии по степеням свободы, противоречит опыту. Из теории следовало, что вещество должно излучать эл.-магн. волны при любой темп-ре, терять энергию и охлаждаться до ас. нуля, т. е. что тепловое равновесие между веществом и излучением невозможно. Однако повседневный опыт противоречит этому выводу. Выход был найден в 1900 М. Планком (M. Planck), показавшим, что результаты теории согласуются с опытом, если предположить, в противоречии с классич. электродинамикой, что атомы испускают эл.-магн. энергию отд. порциями—квантами. Энергия каждого такого кванта прямо пропорц. частоте, а коэф. пропорциональности является квант действия h , получивший впоследствии название постоянной Планка.

В 1905 Эйнштейн расширил гипотезу Планка, предположив, что излучаемая порция эл.-магн. энергии сохраняет свою индивидуальность—распространяется и поглощается только целиком, т. е. ведёт себя подобно кванту (позднее она была названа фотоном). На основе этой гипотезы Эйнштейн объяснил закономерности *фотоэффекта*, не укладывающиеся в рамки классич. электродинамики.

Т. о., на новом качеств. уровне была возрождена корпускулярная теория света. Свет ведёт себя подобно потоку частиц (корпускул); однако одновременно ему присущи и волновые свойства, к-рые проявляются, в частности, в явлениях дифракции и интерференции. Следовательно, несовместимы с точки зрения классич. Ф. волновые и корпускулярные свойства в равной мере присущи свету.

Квантование излучения приводило к заключению, что энергия внутриатомных движений также может меняться только скачкообразно. Такой вывод был сделан Н. Бором (N. Bhor) в 1913. К этому времени Э. Резерфорд (E. Rutherford; 1911), интерпретируя результаты своих экспериментов по рассеянию α -частиц веществом, открыл атомное ядро и предложил ядерную (планетарную) модель атома. В атоме Резерфорда движение электронов вокруг ядра подобно движению планет вокруг Солнца. Однако, согласно электродинамике Максвелла, такой атом неустойчив: электроны, двигаясь по круговым (или эллиптическим) орбитам, испытывают ускорение, а следовательно, должны непрерывно излучать энергию и в конце концов за время $\sim 10^{-8}$ с упасть на ядро. Чтобы объяснить устойчивость атома и его линейчатый спектр, Бор постулировал, что атомы могут находиться лишь в особых стационарных состояниях, в k -рых электроны не излучают, и только при переходе из одного стационарного состояния в другое атом испускает или поглощает энергию. Дискретность энергии атома была подтверждена в 1913—14 опытами Дж. Франка (J. Franck) и Г. Герца (G. Gertz) по изучению столкновений α -атомами электронов, ускоренных электрич. полем. Для простейшего атома — атома водорода — Бор построил количеств. теорию спектра, согласующуюся с опытом. Однако теория Бора была внутренне противоречива: используя для движения электронов законы механики Ньютона, она в то же время искусственно накладывала на возможные движения электронов чуждые классич. Φ . квантовые ограничения.

Дискретность действия — фундам. факт, требующий радикальной перестройки как законов механики, так и законов электродинамики. Постоянная Планка — универсальная мировая постоянная, играющая роль масштаба явлений природы. Классич. законы справедливы лишь при рассмотрении движения объектов достаточно большой массы, когда величины размерности действия велики по сравнению с h и дискретность действия можно пренебречь.

В 1920-х гг. была построена последовательная, логически завершенная теория движения микрочастиц — квантовая, или волновая, механика — самая глубокая из совр. физ. теорий. В её основу легли идеи квантования Планка — Бора и выдвинутая в 1924 Л. де Бройлем (L. de Broglie) гипотеза, что двойственная корпускулярно-волновая природа свойственна не только эл.-магн. излучению (фотоэлам), но и любым др. видам материи. Все микрочастицы (электроны, протоны, атомы и т. д.) обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами: каждой из них можно поставить в соответствие волну, длина k -рой равна отношению постоянной Планка h к импульсу частицы, а частота — отношению энергии к h . Волны де Бройля описывают свободные частицы. В 1927 впервые наблюдалась дифракция электронов, подтверждающая экспериментально наличие у них волновых свойств. Позднее дифракция наблюдалась и у др. микрочастиц, включая молекулы.

В 1926 Э. Шрёдингер (E. Schrödinger), пытаясь получить дискретные значения энергии в атоме из ур-ния волнового типа, сформулировал осн. ур-ние релятивистской квантовой механики, названное его именем. В. Гейзенберг (W. Heisenberg) и др. построили квантовую механику в др. матем. форме — т. н. матричную механику.

В 1925 Дж. Ю. Уленбек (J. J. Ulenbeck) и С. А. Гаудсмит (S. A. Goudsmit) на основании эксперим. (спектроскопич.) данных открыли существование у электрона собствен. момента кол-ва движения — *спина* (а следовательно, и связанного с ним собствен. спинового, магн. момента). В. Паули (W. Pauli) занисал ур-ние движения релятивистского электрона во внеш. эл.-магн. поле, с учетом взаимодействия магн. момента электрона с магн. полем (*Паули уравнение*). В 1925 Паули сформулировал также т. н. принцип запрета, согласно к-рому в одном квантовом состоянии не может находиться больше одного электрона (*Паули принцип*). Этот принцип сыграл важнейшую роль в построении квантовой теории систем n частиц, в частности он позволил объяснить закономерности заполнения

электронами оболочек и слоёв в многоэлектронных атомах и т. о. дал теоретич. обоснование периодич. системы элементов Менделеева.

Открытие Резерфордом атомного ядра предшествовало открытию радиоактивности, радиоакт. превращений тяжелых атомов [А. Беккерель (H. Becquerel), П. и М. Кюри (P. и M. Curie)], а также изотопов [Ф. Содди (F. Soddy)]. Первые попытки непосредств. исследования строения атомного ядра относятся к 1919, когда Резерфорд, облучая стабильные ядра азота α -частицами, установил превращение их в ядра кислорода. Открытие Дж. Чадвиком (J. Chadwick) нейтрона (1932) привело к созданию совр. протонно-нейтронной модели ядра (Гейзенберг, Д. Д. Иваненко). В 1934 Ф. и И. Жолио-Кюри (F. и I. Joliot-Curie) открыли искусств. радиоактивность.

Создание ускорителей заряд. частиц позволило изучать разл. ядерные реакции. Важнейшим результатом этого этапа в Φ . явилось открытие деления ядра и возможности освобождения ядерной энергии.

Одновременно с Φ . атомного ядра началось быстрое развитие Φ . элементарных частиц. Первые большие успехи в этой области связаны с исследованием космич. лучей. Были открыты *мюоны*, *пи-мезоны*, *K-мезоны*, первые *нейтроны*. После создания ускорителей на высокие энергии началось планомерное изучение элементарных частиц, их свойств и взаимодействий; были экспериментально наблюдаемы (по их взаимодействиям) 2 типа *нейтрино* и открыто большое число новых элементарных частиц, в том числе т. н. *резонансов*, ср. время жизни k -рых составляет всего 10^{-22} — 10^{-24} с. Обнаруженная универсальная взаимопревращаемость элементарных частиц указывала на то, что не все эти частицы элементарны в абс. смысле этого слова, а имеют сложную внутр. структуру. Теория элементарных частиц и их взаимодействий (сильных, эл.-магн. и слабых) составляет предмет квантовой теории поля — совр. интенсивно развивающейся теории.

3. Фундаментальные физические теории

Классическая механика Ньютона. Фундам. значение для всей Φ . имело введение Ньютоном понятия состояния. Первоначально оно было сформулировано для простейшей механич. системы — системы материальных точек. Именно для материальных точек непосредственно справедливы законы Ньютона. Во всех последующих фундам. физ. теориях понятие состояния было одним из осн. Состояние механич. системы полностью определяется координатами и импульсами всех образующих систему тел. Если известны силы взаимодействия тел, определяющие их ускорения, то по значениям координат и импульсов в нач. момент времени ур-ния движения механики Ньютона (второй закон Ньютона) позволяют однозначно установить значения координат и импульсов в любой последующий момент времени. Координаты и импульсы — осн. величины в классич. механике; зная их, можно вычислить значение любой др. механич. величины: энергии, момента кол-ва движения и др. Хотя позднее выяснилось, что ньютоновская механика имеет огранич. область применения, она была и остаётся тем фундаментом, без к-рого построение всего здания совр. Φ . было бы невозможным.

Механика сплошных сред. Газы, жидкости и твёрдые тела в механике сплошных сред рассматриваются как непрерывные среды. Вместо координат и импульсов частиц состояние системы однозначно характеризуется Φ -циями координат (x, y, z) и времени (t): плотностью $\rho(x, y, z, t)$, давлением $p(x, y, z, t)$ и скоростью $v(x, y, z, t)$. Ур-ния механики сплошных сред позволяют установить значения этих Φ -ций в любой последующий момент времени, если известны их значения в нач. момент и граничные условия.

Ур-ние Эйлера, связывающее скорость течения жидкости с давлением, вместе с *неразрывности уравнение*, выражающим закон сохранения вещества, позволяют решать любые задачи динамики идеальной жидкости, то есть жидкости, лишённой вязкости и теплопроводности. В гидродинамике вязкой жидкости учитываются действие

сил трения и влияние теплопроводности, к-рые приводят к диссипации механич. энергии, и механика сплошных сред перестаёт быть «чистой механикой»: становятся существенными тепловые процессы. Лишь после создания термодинамики была сформулирована полная система ур-ний, описывающая механич. процессы в реальных газообразных, жидких и твёрдых телах. Движение электропроводящих жидкостей и газов исследуется в *магнитной гидродинамике*. Колебания упругой среды и распространение в ней волн изучаются в *акустике*.

Термодинамика. Всё содержание термодинамики является в осн. следствием её двух начал: первого начала — закона сохранения энергии — и второго начала, констатирующего необратимость макроскопич. процессов. Они позволяют ввести однозначные ф-ции состояний: *внутреннюю энергию* и *энтропию*. В замкнутых системах внутр. энергия остаётся неизменной, а энтропия сохраняется только при равновесных (обратимых) процессах. При необратимых процессах энтропия возрастает, и её рост наиб. полно отражает напр. параллельность процессов в природе. В термодинамике осн. величинами, задающими состояние системы, — термодинамическими параметрами — являются в простейшем случае давление, объём и темп-ра. Связь между ними даётся термич. ур-нием состояния, а зависимости ср. энергии от объёма и темп-ры — калорич. ур-нием состояния. Простейшее термич. ур-ние состояния — ур-ние состояния идеального газа Клапейрона — Менделеева (см. *Клапейрона уравнение*).

В классич. термодинамике изучают состояния теплового равновесия и равновесные (протекающие бесконечно медленно) процессы. Время явно не входит в осн. ур-ния термодинамики. Вследствие (начиная с 30-х гг. 20 в.) была создана *термодинамика неравновесных процессов*. Состояние в этой теории определяется через плотность, давление, темп-ру, энтропию и др. величины (локальные термодинамич. параметры), рассматриваемые как ф-ции координат и времени. Для них записываются ур-ния переноса массы, энергии, импульса, описывающие эволюцию состояния системы с течением времени (ур-ния *диффузии* и *теплопроводности*, *Наве* — *Стокса уравнения*). Эти ур-ния выражают локальные (т. е. справедливые для данного бесконечно малого элемента объёма) законы сохранения указанных физ. величин.

Статистическая физика, статистическая механика. В классич. статистич. механике вместо задания координат r_i и импульсов p_i частиц системы задается ф-ция распределения частиц по координатам и импульсам, $f(r_1, p_1, \dots, r_N, p_N; t)$, имеющая смысл плотности вероятности обнаружения наблюдаемых значений координат и импульсов в определённых малых интервалах в данный момент времени t . Ф-ция распределения f удовлетворяет ур-нию движения (ур-нию Лиувилля), имеющему вид ур-ния непрерывности в пространстве всех r_i и p_i (в фазовом пространстве). Ур-ние Лиувилля однозначно определяет f в любой последующий момент времени по заданному её значению в нач. момент, если известна энергия взаимодействия между частицами системы. Ф-ция распределения позволяет вычислять ср. значения плотностей вещества, энергии, импульса и их потоков, а также отклонения их от ср. значений — *флуктуации*. Ур-ние, описывающее эволюцию ф-ции распределения для газа, было впервые получено Больцманом (1872) и наз. кинетическим ур-нием Больцмана.

Гиббс получил выражение для ф-ции распределения произвольной системы, находящейся в равновесии с термостатом (капонич. *Гиббса распределение*). Эта ф-ция распределения позволяет по известному выражению энергии как ф-ции координат и импульсов частиц (ф-ции Гамильтона) вычислить все термодинамич. потенциалы, что является предметом статистич. термодинамики.

Процессы, возникающие в системах, выведенных из состояния термодинамич. равновесия, необратимы и изучаются в статистич. теории неравновесных процессов (эта теория вместе с термодинамикой неравновесных процессов образует *кинетич. физику*). В принципе, если ф-ция

распределения известна, можно определить любые макроскопич. величины, характеризующие состояние системы в неравновесном состоянии, и проследить за их изменением в пространстве с течением времени.

Нахождение ф-ции распределения, зависящей от координат и импульсов всех частиц системы, является неразрешимой задачей, т. к. оно эквивалентно решению ур-ний движения для всех частиц. Однако для вычисления физ. величин, характеризующих систему (ср. плотности частиц, энергии и импульса), не требуется знания полной ф-ции распределения. Поэтому используется приближённое статистич. описание с помощью более простых ф-ций распределения: одночастичных, дающих ср. число частиц с определ. значениями координат и импульсов, и двухчастичных, определяющих взаимное влияние (корреляцию) двух частиц. Общий метод получения ур-ний для таких ф-ций был разработан в 40-х гг. 20 в. Н. Н. Боголюбовым, М. Борном (М. Born), Г. С. Гринном (H. Green) и др. Ур-ния для одночастичной ф-ции распределения, построенные к-рым возможно для газов малой плотности, наз. кинетическими. К их числу относится кинетич. ур-ние Больцмана. Разновидности ур-ния Больцмана для ионизованного газа (*плазмы*) — кинетич. ур-ния Л. Д. Ландау и А. А. Власова (30—40-е гг.).

В плазме осн. роль играют эл.-магн. взаимодействия зарядж. частиц, и лишь статистич. теория, как правило, способна дать ответ на любые вопросы, связанные с поведением плазмы. В частности, она позволяет исследовать проблему устойчивости высокотемпературной плазмы во внеш. эл.-магн. поле. Эта задача чрезвычайно актуальна в связи с проблемой осуществления управляемых термоядерных реакций. Существенный вклад в феноменологич. теорию необратимых процессов и термодинамики нелинейных необратимых процессов внёс И. П. Прнгожин (I. Prigogine).

Электродинамика. Состояние эл.-магн. поля в теории Максвелла характеризуется двумя осн. векторами: направляющими электрич. поля E и магн. индукцией B , являющимися ф-циями координат и времени. Эл.-магн. свойства вещества задаются тремя величинами: диэлектрич. проницаемостью ϵ , магн. проницаемостью μ и уд. электропроводностью σ , к-рые должны быть определены экспериментально. Для векторов E и B и связанных с ними вспомогат. векторов электрич. индукции D и напряжённости магн. поля H записывается система линейных дифференц. ур-ний с частными производными — *Максвелла уравнения*. Эти ур-ния описывают эволюцию эл.-магн. поля. По значимым характеристикам поля в нач. момент времени внутри нек-рого объёма и по граничным условиям на поверхности этого объёма можно определить E и B в любой последующий момент времени. Векторы E и B определяют силу, действующую на зарядж. частицу, движущуюся с определ. скоростью в эл.-магн. поле (*Лоренца силу*).

Основатель электронной теории Лоренци сформулировал ур-ния, описывающие элементарные эл.-магн. процессы. Эти ур-ния, называемые *Лоренца — Максвелла уравнениями*, связывают движение отд. зарядж. частиц с создаваемым ими эл.-магн. полем.

Специальная теория относительности. Релятивистская механика. В основе спец. теории относительности — физ. теории о пространстве и времени при отсутствии полей тяготения — лежат два постулата: принцип относительности и независимость скорости света от движения источника. Согласно принципу относительности Эйнштейна, любые физ. явления — механические, оптические, тепловые и т. д. во всех инерциальных системах отсчёта при одинаковых нач. условиях протекают одинаково. Это означает, что равномерное и прямолинейное движение системы не влияет на ход процессов в ней. Все инерциальные системы отсчёта равноправны (не существует выделенной, «абсолютно покоящейся» системы отсчёта, как не существует абс. пространства и времени — исходных представлений Ньютона о пространстве и времени). Согласно второму постулату, скорость света в вакууме во всех инерциальных системах отсчёта одинакова. Из этих двух постулатов вы-

текают ф-лы Лоренца — преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы к другой. Из преобразований Лоренца получаются осн. эффекты спец. теории относительности: существование иррелятивной скорости, совпадающей со скоростью света c в вакууме (c — макс. скорость передачи любых взаимодействий); относительность одновременности (события, одновременные в одной инерциальной системе отсчёта, в общем случае неодновременны в другой); замедление течения времени и сокращение ирродольных (в направлении движения) размеров в быстро движущемся теле: все физ. процессы в теле, движущемся со скоростью v относительно нек-рой инерциальной системы отсчёта, протекают в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз медленнее, чем те же процессы в данной инерциальной системе, и в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз уменьшаются продольные размеры тела. Из равноправия всех инерциальных систем отсчёта следует, что эффекты замедления времени и сокращения размеров тел являются не абсолютными, как считал Лоренц, а относительными, зависящими от системы отсчёта.

Законы механики Ньютона перестают быть справедливыми при больших скоростях движения (т. к. они инвариантны относительно преобразований Галилея, а не Лоренца). Сразу же после создания теории относительности были найдены релятивистские ур-ния движения, обобщающие ур-ния движения механики Ньютона. Эти ур-ния пригодны для описания движения частиц со скоростями, близкими к скорости света. Исключительно важное значение для Ф. получили два следствия релятивистской механики: введение релятивистского импульса $p = mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$ и универсальной связи между энергией ϵ и массой m (см. *Относительности теория*).

При больших скоростях движения любая физ. теория должна удовлетворять требованиям теории относительности, т. е. быть релятивистски-инвариантной. Законы теории относительности определяют преобразования при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой не только координат и времени, но и любой физ. величины. Эта теория относится к принципам инвариантности, или симметрии (см. *Симметрия* в физике), позволяющим обнаруживать новые корреляции между событиями на основе уже найденных корреляций.

Общая теория относительности (теория тяготения). Из четырёх типов фундам. взаимодействий — гравитационных, эл.-магнитных, сильных и слабых — первыми были открыты гравитат. взаимодействия, или силы тяготения. На протяжении более 200 лет никаких изменений в основы теории гравитации, сформулированной Ньютоном, введено не было. Почти все следствия теории находились в полном согласии с опытом.

Во 2-м десятилетии 20 в. классич. теория тяготения была революц. образом преобразована Эйнштейном. Новая теория тяготения была создана путём логич. развития принципа относительности применительно к гравитат. взаимодействиям; она была названа общей теорией относительности. Эйнштейн по-новому интерпретировал установленный Галлеем факт равенства гравитат. и инертной масс (см. *Масса*): это равенство означает, что тяготение одинаковым образом искривляет пути всех тел. Поэтому тяготение можно рассматривать как искривление самого пространства-времени. Теория Эйнштейна вскрыла глубокую связь между геометрией пространства-времени и распределением и движением масс. Компоненты г. и. метрич. тензора, характеризующие метрику *пространства-времени*, одновременно являются потенциалами гравитат. поля, т. е. определяют состояние гравитат. поля. Эволюция состояния описывается нелинейными ур-ниями Эйнштейна для гравитат. поля. В общем виде ур-ния тяготения Эйнштейна не решены. В приближении слабых полей из них вытекает существование гравитат. волн (прямые эксперименты по их обнаружению пока не увенчались успехом).

Гравитат. силы — самые слабые из четырёх фундам. сил в природе. Они примерно в 10^{38} раз слабее эл.-магнитных. В совр. теории элементарных частиц гравитат. силы не

учитываются, т. к. полагают, что они не играют заметной роли. Роль гравитат. сил становится решающей при взаимодействиях тел космич. размеров: они определяют также структуру и эволюцию Вселенной.

Теория тяготения Эйнштейна привела к новым представлениям об эволюции Вселенной. В сер. 20-х гг. А. А. Фридман нашёл нестационарное решение ур-н гравитат. поля, соответствующее расширяющейся Вселенной. Этот вывод был подтверждён наблюдениями Э. Хаббла (E. Hubble), открывший закон *красного смещения* для галактик (означающий, что расстояния между любыми галактиками увеличивается с течением времени). Др. пример предсказания теории — возможность неогранич. сжатия звезд достаточно большой массы (больше 2—3 солнечных масс) с образованием т. н. чёрных дыр. Гравитат. поле чёрной дыры настолько велико, что ни свет, ни частицы не могут покинуть её и дойти до далёкого наблюдателя. Получены эксперим. указания на существование подобных объектов.

Общая теория относительности, как и квантовая механика, — великая теория 20 в. Все предшествующие теории, включая спец. теорию относительности, обычно относят к классиф. Ф. (иногда классической называют всю исквантовую Ф.).

Квантовая механика. Состояние микрообъекта в квантовой механике характеризуется волновой ф-цией ψ . Как показал М. Борн в 1926, волновая ф-ция имеет статистич. смысл: она представляет собой амплитуду вероятности, т. е. квадрат её модуля $|\psi|^2$ есть плотность вероятности нахождения частицы в данном состоянии. В координатном представлении $\psi = \psi(x, y, z, t)$, величина $|\psi|^2 dx dy dz$ определяет вероятность того, что координаты частицы в момент времени t лежат внутри малого интервала $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ около точки с координатами x, y, z . Эволюция состояния с течением времени однозначно определяется с помощью *Шрёдингера уравнения*.

Волновая ф-ция даёт полную характеристику состояния. Зная ψ , можно вычислить вероятность обнаружения определ. значения любой относящейся к частице (или системе частиц) физ. величины и ср. значения всех этих физ. величин. Статистич. распределения по координатам и импульсам не являются независимыми, из чего следует, что координата и импульс частицы не могут иметь одновременно точных значений (принцип неопределённости Гейзенберга; см. *Неопределённости соотношения*). Аналогичное соотношение неопределённости имеется для энергии и времени.

В квантовой механике момент импульса, его проекция, а также энергия при движении в огранич. области пространства могут принимать лишь ряд дискретных значений. Возможные значения физ. величин являются собственными значениями *операторов*, k -рые в квантовой механике ставятся в соответствие каждой физ. величине. Физ. величина принимает определ. значение с вероятностью, равной единице, лишь в том случае, если система находится в состоянии, описываемом собственной ф-цией соответствующего оператора.

С помощью квантовой механики была построена теория атомов, объясняющая их свойства и искрывающая физ. смысл периодич. системы элементов Менделеева. Физ. объяснена хим. связь, в т. ч. полита природа ковалентной хим. связи; заложены основы теории твёрдого тела, построена квантовая теория рассеяния, применяемая для столкновения частиц в тех случаях, когда законы классич. механики оказываются несостоятельными.

Квантовая механика Шрёдингера — Гейзенберга является нерелятивистской. Она применима для описания движения элементарных частиц и их систем со скоростями, много меньшими скорости света, в тех случаях, когда число частиц в системе остаётся неизменным. В 1928 П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) получил квантовое релятивистское ур-ние движения электрона (*Дирака уравнение*), из к-рого естественно вытекало наличие у электрона спина. На основании этого ур-ния Дирак в 1932 предсказал существование позитрона (первой античастицы), в том же

году открытого К. Д. Андерсоном (С. D. Anderson) в космич. лучах.

Квантовая статистика. Подобно тому как на основе классич. законов движения отд. частиц была построена теория поведения большой их совокупности—классич. статистика, на основе квантовых законов движения частиц была построена квантовая статистика. Последняя описывает поведение макроскопич. объектов в том случае, когда классич. механика неприменима для описания движения составляющих их частиц. В этом случае квантовые свойства микробъектов отчётливо проявляются в свойствах обычных макроскопич. тел.

Матем. аппарат квантовой статистики существенно отличается от аппарата классич. статистики, т. к. некие параметры микробъектов могут принимать дискретные значения. Однако содержание самой статистич. теории равновесных состояний не претерпело глубоких изменений. Был выдвинут лишь один новый фундамент. квантово-механич. принцип—принцип тождественности одинаковых частиц. В классич. статистике перестановка двух одинаковых частиц меняет состояние системы; в квантовой статистике при перестановке одинаковых, т. е. имеющих одинаковые физ. свойства, частей состояние системы не меняется. Если частицы имеют целый спин (кратный постоянной Планка $\hbar=2\pi$), то в одном и том же квантовом состоянии может находиться любое число частиц. Системы таких частиц описываются *Бозе—Эйнштейна статистикой*. Для любых частиц с полуцелым спином выполняется принцип Паули (согласно к-рому в данном квантовом состоянии не может находиться более одной частицы), и системы этих частиц описываются *Ферми—Дирака статистикой*.

Особенно большую роль сыграла квантовая статистика в построении Ф. твёрдого тела. *Зональная теория* твёрдого тела позволила объяснить деление твёрдых тел на проводники, полупроводники и диэлектрики, а также их осн. свойства (электропроводность, теплоёмкость и т. д.). Получило объяснение явление *ферромагнетизма* и *антиферромагнетизма*, а в 1957 создана теория *сверхпроводимости*, обнаруженной ещё в 1911. Открытое в 1938 П. Л. Капицей явление *сверхтекучести* жидкого гелия также получило объяснение в рамках квантовой статистики.

Квантовая статистич. теория равновесных процессов построена в столь же законченной форме, как и классическая. Заложены также основы квантовой статистич. теории неравновесных процессов. Ур-ние, описывающее неравновесные процессы в квантовой системе и называемое осн. кинетич. ур-нием, позволяет в принципе проследить за эволюцией во времени вероятности распределения по квантовым состояниям системы.

Квантовая теория поля (КТП). Следующий этап в развитии квантовой теории—распространение квантовых принципов на системы с бесконечным числом степеней свободы (*поля физическое*) и описание процессов с рождением и превращением частиц—привёл к КТП, наиб. полно отражающей фундам. свойства природы—корпускулярно-волновой дуализм.

В КТП частицы описываются с помощью квантовых полей, представляющих собой совокупность операторов рождения и уничтожения частиц в разл. квантовых состояниях. Взаимодействие квантовых полей приводит к разл. процессам испускания, поглощения и превращения частиц. Любой процесс в КТП рассматривается как уничтожение одних частиц в определ. состояниях и появление других в новых состояниях. Напр., испускание фотона атомом при переходе электрона из нек-рого нач. состояния в нек-рое конечное на языке КТП представляет процесс исчезновения электрона в нач. состоянии и рождение электрона в конечном состоянии с одновремен. рождением фотона, происходящий в результате взаимодействия квантовых полей электронов и фотонов.

Первоначально была построена КТП применительно к взаимодействию электронов, позитронов и фотонов—квантовая электродинамика (Дирак, 1929). Взаимодействие между заряж. частицами, согласно квантовой электродинамике, осуществляется путём обмена фотонами, при-

чём электрич. заряд частицы представляет константу, характеризирующую связь поля заряж. частиц с эл.-магн. полем (полем фотонов).

Идеи, положенные в основу квантовой электродинамики, были в 1934 использованы Э. Ферми (E. Fermi) для описания процессов *бета-распада* атомных ядер с помощью нового типа взаимодействия (к-рый, как выяснилось впоследствии, представляет частный случай т. н. слабых взаимодействий). В процессах бета-распада один из нейтронов ядра превращается в протон и одновременно испускает электрон и электронного антинейтрино.

Дальнейшим плодотворным применением идей КТП явилась работа Х. Юкавы (1935), к-рый, развивая идеи И. Е. Тамма и Д. Д. Иваненко, предположил существование взаимодействия между полем нуклонов (протонов и нейтронов) и полем новых частиц—мезонов. Ядерные силы между нуклонами, согласно этой гипотезе, возникают в результате обмена нуклонов мезонами, а короткодействующий характер ядерных сил объясняется наличием у мезонов сравнительно большой массы покоя. Мезоны с предсказанными свойствами (пионы) были обнаружены в 1947, а взаимодействие их с нуклонами оказалось частным проявлением т. н. *сильных взаимодействий*.

КТП является, т. о., основой для описания фундам. взаимодействий природы: эл.-магнитных, сильных и слабых. Наряду с этим методы КТП нашли широкое применение и в теории твёрдого тела, теории плазмы, теории ядра, поскольку мн. процессы в этих средах связаны с испусканием и поглощением разл. род. элементарных возбуждений—*квазичастиц* (фононов, спиновых волн и др.).

Очень важную роль играет состояние поля с наименьшей энергией, к-рое наз. вакуумным (см. *Вакуум*). Число частиц, напр. фотонов, в вакуумном состоянии поля равно нулю. Однако существуют нулевые колебания поля (флуктуация характера, энергия к-рых бесконечна, т. к. число степеней свободы поля бесконечно велико). Взаимодействие заряж. частиц с флуктуирующим вакуумным полем приводит к эффектам, наблюдаемым экспериментально: *лэмбовскому сдвигу* уровней, аномальному значению собственного (спинового) магн. момента электрона и др.

Из-за бесконечного числа степеней свободы у поля взаимодействие частиц—квантов поля—приводит к ур-ниям, неразрешимым точно. Однако в теории эл.-магн. взаимодействий любую задачу можно решить приближённо, т. к. взаимодействие можно рассматривать как малое возмущение свободного состояния частиц (вследствие малости безразмерной константы $\alpha=e^2/\hbar c \approx 1/137$, характеризующей интенсивность эл.-магн. взаимодействий).

Осн. процесс в квантовой электродинамике—испускание свободным электроном (или позитроном) фотона с последующим его поглощением другим или тем же электроном. Время этого процесса—характерное время эл.-магн. процессов— $\sim 10^{-21}$ с. Этот процесс наз. виртуальным. В классич. Ф. такой процесс невозможен, т. к. противоречит закону сохранения энергии. Согласно квантовой теории, этот процесс протекать может, т. к., согласно соотношению неопределённости для энергии и времени, неопределённость в энергии пропорц. постоянной Планка, делённой на длительность процесса. Фотон, испускаемый при виртуальном процессе, также наз. виртуальным.

Теория всех эффектов в квантовой электродинамике находится в полном согласии с опытом. Тем не менее положение в этой теории нельзя считать полностью удовлетворительным, т. к. для нек-рых физ. величин (массы, электрич. заряда) при вычислениях по теории возмущений получаются бесконечные выражения (расходящиеся). Их исключают, используя технику т. н. перенормировок, позволяющую выделять из бесконечно больших величин конечные составляющие, учёт к-рых приводит к количеств. согласию с экспериментом.

В кон. 60-х гг. С. Вайнберг (S. Weinberg), Ш. Глаشو (S. Glashow) и А. Салам (A. Salam) построили перенормированную теорию слабых взаимодействий на основе т. н. калибровочных теорий, в основе к-рых лежит принцип

локальной калибровочной симметрии. Они создали объединенную модель слабых и эл.-магн. взаимодействий (модель эл.-слабых взаимодействий), согласно к-рой, наряду с фотоном — переносчиком эл.-магн. взаимодействий — должны существовать переносчики слабых взаимодействий — промежуточные векторные бозоны с массами в неск. десятков протонных масс. Наряду с зарж. (W^+ и W^-) бозонами должны существовать и нейтральные (Z^0). В 1973 впервые экспериментально наблюдались процессы, к-рые можно объяснить существованием нейтральных бозонов (нейтральные токи), а в 1983 все промежуточные бозоны были открыты экспериментально. Эти открытия были сделаны на ускорителях со встречными протон-антипротонными пучками, а также на ускорителях со встречными электрон-позитронными пучками.

Теория сильных взаимодействий получила интенсивное развитие после успехов, достигнутых в систематике сильно взаимодействующих частиц (адронов). Эта систематика позволила предсказать существование неск. элементарных частиц, впоследствии открытых экспериментально. Систематику адронов оказалось возможным сделать наглядной, если предположить, что все адроны «строены» из небольшого числа (в первую очередь, варианты — из трёх) фундам. частиц — кварков и соответствующих антикварков — с дробными электрич. зарядами. Открытие в 1975—76 нового класса частиц (J/ψ -мезонов) потребовало введения ещё одного кварка (s -кварка).

В 70-х гг. построена калибровочная теория межкварковых сильных взаимодействий — *квантовая хромодинамика*. Эти взаимодействия осуществляются посредством 8 безмассовых частиц — глюонов. Глюоны взаимодействуют между собой, и поэтому поле сильных взаимодействий нелинейно. Построение квантовой хромодинамики оказалось возможным после введения нового квантового числа — т. н. цвета. Кварки и глюоны в свободном виде не существуют, но их реальность косвенно доказана в экспериментах по рассеянию электронов и нейтринно высоких энергий на нуклонах.

Несмотря на то что нелинейные ур-ния, описывающие сильные взаимодействия кварков, известны, их удаётся приближённо решать только при малых расстояниях между кварками, когда взаимодействие относительно мало. Вычисление же энергии взаимодействия нуклонов в рамках квантовой хромодинамики — пока далёкая от решения задача.

Принципы симметрии и законы сохранения. Фундам. физ. теории позволяют по нач. состоянию объекта определить его поведение в будущем. Принципы симметрии, или инвариантности, носят более общий характер, им подчинены все физ. теории. *Симметрия* законов Ф. относительно некого преобразования означает, что эти законы не меняются при проведении данного преобразования. Поэтому принципы симметрии можно установить на основании известных физ. законов. С др. стороны, если теория к.-л. физ. явления ещё не создана, открытия на опыте симметрии играют эвристич. роль при построении теории. Отсюда особая важность экспериментально установленных симметрий сильно взаимодействующих элементарных частиц — адронов. Существуют общие симметрии, справедливые для всех физ. законов, для всех видов взаимодействий, и приближённые симметрии, область выполнения к-рых ограничена определ. кругом взаимодействий или даже одним видом взаимодействий. Т. о., существует определ. иерархия принципов симметрии.

Симметрии делятся на пространственно-временные, или геометрические, и внутренние симметрии, описывающие специф. свойства элементарных частиц.

С симметриями связаны законы сохранения. Для непрерывных преобразований эта связь была установлена на основе самых общих предположений о матем. аппарате теории (см. *Нетер теорема*).

Справедливыми для всех типов взаимодействий являются симметрии законов Ф. относительно следующих непрерывных пространственно-временных преобразований: сдвига и поворота физ. системы как целого в пространстве,

сдвига во времени (изменение начала отсчёта времени). Инвариантность (неизменность) всех физ. законов относительно этих преобразований означает соответственно однородность и изотропность пространства и однородность времени. С этими симметриями связаны соответственно законы сохранения импульса, момента импульса и энергии. К общим симметриям относится также инвариантность по отношению к преобразованиям Лоренца и к т. н. калибровочным преобразованиям (1-го рода) — умножению волновой ф-ции на пост. фазовый множитель, не меняющий квадрата её модуля (последняя симметрия связана с законами сохранения электрич., барионного и лептонного зарядов), и принцип локальной калибровочной симметрии.

Существуют также симметрии, отвечающие дискретным преобразованиям: изменению знака времени (*обращению времени*), *пространственной инверсии* (т. н. зеркальная симметрия природы), *зарядовому сопряжению* (замене всех существующих в к.-л. процессе частиц на соответствующие античастицы). Фундам. законы природы, описывающие микропроцессы, обратимы во времени (о единств. исключении см. ниже); необратимость в макромире имеет статистич. происхождение и связана с неравновесным состоянием Вселенной. Зеркальной симметрии в квантовой теории соответствует сохранение квантового числа — *пространственной чётности*.

Симметрии относительно пространственной инверсии и зарядового сопряжения не носят абс. характера: в процессах слабого взаимодействия они нарушаются (экспериментально подтверждено в 1956 опытами В. Цзяньсюн с сотрудниками). При этом сохраняется симметрия по отношению к *комбинированной инверсии* — одновременно, проведении зеркального отражения и замены всех частиц на античастицы. Однако в 1964 при исследованиях распада т. н. долгоживущего нейтрального К-мезона было обнаружено нарушение симметрии и при комбинированной инверсии. Т. к. в совр. квантовой теории любой процесс должен быть инвариантен по отношению к одному, проведению всех трёх перечисленных дискретных преобразований (*теорема CPT*), то нарушение симметрии при комбинированной инверсии в распадае K_L^0 означает, что в этом распаде нарушается также симметрия по отношению к обращению времени. Причина этого нарушения не выяснена.

Сильные взаимодействия обладают ещё рядом дополнительных симметрий, в частности *изотопической инвариантностью* и более широкой симметрией — т. н. $SU(3)$ -симметрией (см. *Сильное взаимодействие*). На основе этих симметрий М. Гелл-Манн (M. Gell-Mann) и К. Нишиджима (K. Nishijima) создали систематику адронов, позволяющую предсказать существование неск. элементарных частиц, открытых позднее экспериментально, и ввести кварковую модель строения адронов (см. выше).

Большим достижением явл. установление кварк-лептонной симметрии, согласно к-рой в природе встречается 6 лептонов (частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях), а все сильно взаимодействующие частицы состоят из 6 кварков. Эти частицы делят на 3 поколения по паре лептонов и кварков в каждом поколении. Массы частиц возрастают от поколения к поколению. Стабильное вещество Вселенной, все атомы построены из частиц первого поколения: электронов, u - и d -кварков.

Успехи в классификации адронов на основе принципов симметрии и иерархии этих принципов очень велики, хотя причины существования приближённых симметрий неизвестны.

4. Современная экспериментальная физика

Ещё в нач. 20 в. мн. фундам. открытия (атомного ядра, радиоактивности и др.) были сделаны с помощью сравнительно простой аппаратуры. В дальнейшем эксперимент стал быстро усложняться и эксперим. установки стали сравнимы по масштабу с промышл. предприятиями. Совр. эксперим. исследования в области ядра и элементарных

частиц, радиоастрономии, квантовой электроники и Ф. твёрдого тела требуют небывалых масштабов и затрат средств, к-рые зачастую доступны лишь крупным государствам или даже группе государств с развитой экономикой.

Огромную роль в развитии ядерной Ф. и связанной с ней Ф. элементарных частиц сыграли два обстоятельства. Во-первых, разработка методов наблюдения и регистрации отд. актов превращений элементарных частиц, вызванных их столкновениями друг с другом и с атомными ядрами. Во-вторых, создание *искусственных заряженных частиц* — положительное начало развитию Ф. высоких энергий. Особую роль играют ускорители на встречных пучках, к-рые позволили повысить эфф. энергию столкновения частиц.

Были созданы высокоэффективные счётчики заряж. частиц, основанные на разл. принципах: газоразрядные, синцинтилляционные, черенковские и др. Фотоумножители позволяют регистрировать единичные фотоны. Наиб. полную и точную информацию о событиях микромира получают с помощью камеры Вильсона, пузырьковой и скрепы камер, в к-рых можно непосредственно наблюдать и сделать (треки) иррегулярных заряж. частиц. При исследовании частиц высоких энергий особенно эффективны два последних типа камер (наряду с регистрирующей частиц в толстослойных фотоумножителях), т. е. из-за большой плотности среды в этих детекторах пробег частиц невелик и уდება проследить цепочку превращений частиц. Получаемая от регистрирующих устройств информация обрабатывается с помощью ЭВМ. В искровых камерах регистрация и анализ треков частиц осуществляются автоматически с использованием вычислит. машин непосредственно в экспере. установках.

Значение ускорителей заряж. частиц определяется следующими обстоятельствами. Чем больше энергия (импульс) частицы, тем меньше, согласно принципу неопределённости, размеры объектов или их деталей, к-рые можно различить при столкновениях частицы с объектом. К 1995 эти мин. размеры составляют 10^{-16} см. Изучая рассеяние электронов высокой энергии на протонах и нейтронах, удалось обнаружить элементы внутр. структуры нуклонов — распределение электрич. зарядов и магн. момента внутри этих частиц (т. н. *формфакторы*). Рассеяние электронов сверхвысоких энергий на нуклонах указывает на существование внутри нуклонов неск. отд. образований сверхмалых размеров, названных *партонами*. Впоследствии эти образования были отождествлены с кварками.

Др. причина интереса к частицам высоких энергий — рождение при их столкновениях с мишенью новых частиц всё большей массы. Открыто неск. десятков стабильных и ядерно-стабильных частиц и более двухсот *резонансов*, причём подавляющее число частиц и их античастиц было открыто на ускорителях. Кроме того, исследование рассеяния частиц сверхвысоких энергий способствовало выяснению природы сильных и слабых взаимодействий.

Исследования самые разл. типы ядерных реакций. На ускорителе Объединённого ин-та ядерных исследований в Дубне впервые осуществлено столкновение релятивистских ядер. На ускорителе в Серпухове получены ядра антипротония и антигелия и открыт рост полного сечения взаимодействия адронов очень высоких энергий при их рассеянии друг на друге («сервуховский эффект»). Успешно идёт синтез трансураниевых элементов.

Развитие радиофизики получило новое направление после создания радиолокаторов во время 2-й мировой войны. Радиолокаторы нашли широкое применение в авиации, морском транспорте, в космонавтике. Была осуществлена локация небесных тел: Луны, Венеры и др. планет, а также Солнца. Совершенствовались радиолокатор. приборы привели к революции в старшей из наук — астрономии. Были сооружены гигантские радиотелескопы, улавливающие излучения космич. тел со спектральной плотностью потока энергии $\sim 10^{-26}$ эрг/(см² · с · Гц). Информация о космич. объектах неизмеримо возросла. Удалось открыть радиозвёзды и радиогалактики с мощным излучением в радиодиапазоне. В 1963 были открыты инанб. удалённые от нас

квазизвёздные объекты — *квазары*. Их светимость в сотни раз превышает светимость ярчайших галактик. Разрешающая способность совр. радиотелескопов, использующих передаточные антенны, управляемые ЭВМ, достигает угл. секунды (для излучения с длиной волны в неск. см).

Исследование радиоизлучения помогло установить источники первичных космич. лучей: протонов, более тяжёлых атомных ядер и электронов. Этими источниками оказались вспышки *сверхновых звёзд*. Были открыты реликтовое излучение, возникшее на ранней стадии эволюции Вселенной (см. *Микроновое фоновое излучение*).

В 1967 были открыты *пульсары* — быстро вращающиеся *нейтронные звёзды*. Эти звёзды создают направленные излучения в радио- и видимом диапазонах, интенсивность к-рого периодически меняется из-за вращения звёзд.

Большую роль в изучении околоземного космич. пространства и далёкого космоса сыграли космич. станции. Они позволили открыть радиаци. пояс Земли, обнаружить космич. источники рентг. излучения и всплески γ -излучения (эти виды излучения поглощаются атмосферой Земли и не доходят до поверхности).

Всё большее значение приобретает исследование структуры твёрдых и жидких тел, полимеров, структуры их поверхности. Совершенствуются дифракц. методы исследования строения веществ — *рентгеновский структурный анализ*, с помощью к-рого в нач. 20 в. была впервые доказана строгая упорядоченность расположения атомов (ионов) в кристаллах, *нейтроннография* и *электронография*. Выяснено влияние дислокаций и др. дефектов кристаллич. решёток на прочность и пластичность материалов. Важную роль в этих исследованиях сыграло применение *электронных микроскопов* большой разрешающей силы. В 1982 созданы туннельные микроскопы, позволяющие «увидеть» отд. атомы и использующиеся для изучения структуры поверхности, происходящих на ней хим. процессов, а также для обработки поверхности (см. *Сканирующий туннельный микроскоп*). Для исследования структуры вещества и установления распределения электронной плотности в веществе применяется *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, *Мёссбауэра эффект* и др. резонансные методы. Совершенствуется исследование структуры атомов, молекул, органич. и неорганич. веществ по их спектрам в широком диапазоне частот.

Фантастич. точности достигают измерения амплитуды колебаний микроскопич. тел. С помощью радиотехн. и оптич. датчиков можно регистрировать механич. колебания с амплитудой $\sim 10^{-14}$ см. Планируется создание датчиков для регистрации колебаний с амплитудой 10^{-16} — 10^{-19} см.

5. Основные нерешённые проблемы физики

Физика элементарных частиц. Наиб. фундам. проблемой Ф. остаётся исследование материи на самом глубоком уровне. Накоплен огромный эксперим. материал по взаимодействиям и превращениям элементарных частиц. Произвести же теоретич. обобщение всего этого материала с единой точки зрения пока не удаётся. Остаётся нерешённой проблема определения спектра масс элементарных частиц. Возможно, для решения проблемы спектра масс и устранения бесконечностей в квантовой теории поля необходимо введение искр-рой *фундаментальной длины*, к-рая ограничивала бы применение обычных представлений о пространстве-времени как о непрерывной сущности. До расстояний $\sim 10^{15}$ см и соответственно времён $\sim 10^{25}$ с обычные пространственно-временные соотношения, по-видимому, справедливы. Но на меньших расстояниях, возможно, это и не так. Делаются попытки введения фундам. длины в разл. вариантах квантования пространства-времени. Эти попытки пока не привели к осязаемым результатам.

Развиваются квантовые теории, объединяющие др. взаимодействия, кроме эл.-магнитного и слабого. Однако единая теория эл.-слабого и сильного взаимодействия (т. н. *Великое объединение*) пока не получила подтверждения.

Предсказанный ею распад протона за время $\sim 10^{32}$ лет экспериментально не обнаружен.

В ещё более грандиозном обобщении, названном суперсимметрией, делается попытка объединить все 4 фундам. взаимодействия, т. е. включить гравитацию в рамки единой теории сил и построить обобщённую теорию гравитации — *супергравитацию*. Эта теория предсказывает существование множества новых элементарных частиц, но ни одна из них пока не обнаружена экспериментально.

Интенсивно развивается *струнная теория*, в к-рой точечные объекты квантовой теории поля заменяются линейными протяжёнными объектами — *струнами*.

Физика ядра. Открытие нейтрона в 1932 привело к созданию протонно-нейтронной модели ядра. К наст. времени достигнут большой прогресс в понимании структуры атомных ядер, построены разл. приближённые *ядерные модели*. Однако последов. теории атомного ядра (подобной теории атома), позволяющей рассчитать, в частности, энергию связи нуклонов в ядре (её определяют по дефекту масс) и энергет. уровни ядра, пока нет.

В 1939—45 была впервые освобождена ядерная энергия с помощью цепной реакции деления ядер урана и создана атомная бомба. В 1955 в СССР была построена первая атомная электростанция (г. Обнинск). В 1952 была осуществлена реакция термоядерного синтеза и создана водородная бомба. Одна из важнейших задач, к-рая стоит перед человечеством, — создание управляемого термоядерного синтеза, к-рое позволило бы во многом решить энергетич. проблемы. В большом масштабе ведутся эксперим. и теоретич. работы по созданию горячей дейтерий-тритиевой плазмы, необходимой для термоядерной реакции, отеч. установки типа *токамак* являются, по-видимому, самыми перспективными в этом направлении.

Квантовая электроника. В 50-х гг. возник новый раздел радиопроизводства: были осуществлены генерация и усиление эл.-магн. волн с помощью квантовых систем. А. М. Прохоровым и Н. Г. Басовым и независимо Ч. Таунсом (С. Townes) был создан микроволновый квантовый генератор (лазер), в к-ром использовалось явление вынужденного излучения, открытое ещё в 1917 Эйнштейном. В нач. 60-х гг. был создан *лазер* — квантовый генератор эл.-магн. волн в видимом диапазоне.

Квантовые генераторы дают эл.-магн. излучение, уникальное по своим свойствам. Излучение лазера когерентно и может достигать в узком спектральном интервале огромной мощности — до 10^{17} Вт/см², причём расходимость светового пучка очень мала. Напряжённость эл.эстр. поля излучения лазера может превышать напряжённость внутриатомного поля.

С созданием лазеров появился и начал быстро развиваться новый раздел оптики — *нелинейная оптика*. В сильном лазерном излучении становятся существенными нелинейные эффекты взаимодействия эл.-магн. волны со средой. Эти эффекты — перестройка частоты излучения, самофокусировка и др. — представляют большой теоретич. и практич. интерес.

Почти строгая монохроматичность лазерного излучения позволила получить объёмное изображение объектов с помощью интерференции волн (см. *Голография*).

Лазерное излучение применяют для испарения и сварки металлов в вакууме, для разделения изотопов и т. д. Лазеры широко используются в микрохирургии глаза и др. областях медицины. Перспективно, по-видимому, применение лазеров для нагрева вещества до темп-р. при к-рых возможно осуществление термоядерных реакций (см. *Лазерный термоядерный синтез*). Созданы первые *рентгеновские лазеры*, и ставится задача создания гамма-лазеров.

Физика твёрдого тела. С нач. 30-х гг. стали закладываться основы квантовой теории твёрдого тела; квантовые свойства твёрдых тел в наст. время широко используются на практике.

Открытие возможности управления эл.эстр. проводимостью полупроводников вызвало революцию в радиопроизводстве: электронные лампы в осн. заменены полупроводниковыми приборами. Резко уменьшились в размерах

и стали надёжнее радиотехн. устройства и вычислит. машины. В интегральных системах вместо обычных радиодеталей и соединений используются тонкие слои молекул определ. сорта, вводимые внутрь кристалла полупроводника или напыляемые на его поверхность.

Крупные успехи достигнуты в исследовании магнетизма. В частности, открыты ферриты — вещества, обладающие одновременно свойствами ферромагнетиков и полупроводников, развиваются исследования сегнетоэлектриков, фазовых переходов вещества и др.

Большое значение как для самой науки, так и для практич. применения имеет исследование вещества в экстремальных условиях: при очень низких или очень высоких темп-рах, сверхвысоком давлении, сверхкритич. магн. полях и т. д. (см. *Низкие температуры, Экстремальное состояние вещества*).

Получены указания на то, что твёрдый вольфрам при низких темп-рах и сверхкритич. давлениях приобретает электропроводность, т. е. металлич. явления приобретает вольфрам и др. вещества в таких условиях — одна из важных задач Ф. Всё большее применение находят сверхпроводящие магниты, такие магниты уже используются для создания мощного магн. поля в ускорителях заряж. частиц.

В 1986 открыта высокотемпературная сверхпроводимость с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние ок. 100 К, т. е. выше темп-ры кипения жидкого азота при атм. давлении. Теория этого явления ещё не построена, однако появились надежды получить сверхпроводимость при комнатной темп-ре, что, возможно, позволит решить проблему передачи электроэнергии на большие расстояния практически без потерь.

Высокий и сверхвысокий вакуум создаётся в электронных приборах и ускорителях, чтобы избежать пеллажа, потерь при столкновении ускоренных частиц с частицами остаточного газа. Исследование свойств поверхностей в вакууме приобрело большое значение в связи с освоением космич. пространства, в к-ром реализуются условия глубокого вакуума.

Важная проблема Ф. — изучение структуры и свойств ноллимеров, в частности биополимеров, к к-рым относятся белки. Основными аргументами для биофизики явилось открытие в 1953 Дж. Уотсоном (J. Watson) и Ф. Криком (F. Crick) структуры ДНК — носителя наследств. кода. Применение физ. методов для исследования жизнедеятельности организмов позволило разрешить многие проблемы биофизики, поставить и рассмотреть молекулярные и информат. вопросы *эволюции биологической*.

Разумеется, проблемы совр. Ф. не сводятся к перечисленным; свои проблемы имеются во всех разделах Ф., и общее число их столь велико, что они не могут быть здесь перечислены.

6. Связь физики с другими науками и техникой

Физика и философия. Вследствие общности и широты своих законов Ф. всегда оказывала воздействие на развитие философии и сама находилась под её влиянием. Ф. лежит в основе научного мировоззрения, сущность к-рого в том, что существуют законы природы, никогда не нарушаемые в рамках своей применимости. Закон же, в самом общем смысле, есть необходимая связь между настоящим состоянием мира или любой его части и состоянием, непосредственно следующим за ним.

Особенно важна правильная философская ориентация в кризисные моменты развития Ф., когда старые представления подвергаются коренному пересмотру. Лишь понимание соотношения между абс. и относит. истинами позволяет в рамках принципа соответствия правильно оценить сущность революц. преобразований в Ф. и принимать лишь те из них, к-рые не приводят к крушению физ. теорий, а обогащают и углубляют представления о материи.

Физика и математика. Ф. — количеств. наука. Осн. её законы формулируются на матем. языке, гл. обр. с по-

мощью дифференциальных уравнений. Следовательно, Ф. немаловажна была математикой. С др. стороны, новые идеи и методы в математике возникают в первую очередь под влиянием Ф. Анализ бесконечно малых был создан Ньютоном (одновременно с Лейбницем) при формулировке им осн. законов механики. Создание теории лог.-матр. поля привело к развитию векторного анализа. Развитие таких разделов математики, как тензорное исчисление, теория поверхностей Римана, теория групп и др., стимулировалось новыми физ. теориями: общей теорией относительности и квантовой механикой. Развитие квантовой теории поля ставит новые проблемы функционального анализа.

Физика и другие естественные науки. Тесная связь Ф. с др. отраслями естествознания привела к тому, что Ф. глубочайшими корнями ушла в астрономию, геологию, химию, биологию и др. естеств. науки. Образовался ряд пограничных дисциплин: астрофизика, геофизика, хим. физика, биофизика, молекулярная биология и др.

Физ. методы исследования получили решающее значение для всех естеств. наук. Электронный и туннельный микроскопы на неск. порядков превыдели границы оптич. методов исследований и дали возможность наблюдать отд. атомы и молекулы. С помощью рентг. структурного анализа изучена и продолжает изучаться структура сложнейших биол. молекул и живых тканей. Революция в биологии, связанная с возникновением молекулярной биологии и генетики, была бы невозможна без Ф.

Искусств. радиоакт. изотопы («меченые атомы») сыграли неосомимую роль для исследования обмена веществ в живых организмах. Мн. проблемы биологии, физиологии и медицины были решены с их помощью. Законы квантовой механики лежат в основе теории хим. связи. С помощью физ. методов удается осуществлять хим. реакции, не идущие в обычных условиях. «Меченые атомы» позволяют проследить кинетику хим. реакций. Создана методика измерения скорости протекания быстрых хим. реакций с помощью пучков мюонов, полученных на ускорителях. Для решения нек-рых физ.-хим. вопросов используют структурные аналоги атома водорода — *позитроний* и *мюоний*, свойства к-рых были установлены физиками.

Развитие физ. электроники позволило наблюдать процессы, протекающие в миллиардные доли секунды, привело к революции в астрономии — созданию радиоастрономии.

Идеи ядерной Ф. становятся неотъемлемой частью геол. концепций. С их помощью, в частности, измеряют возраст минералов Земли.

Физика и техника. Ф. образует фундамент осн. направлений техники. Строит. техника, гидротехника, электротехника и энергетика, радиотехника, светотехника, значит. часть военной техники, электроника выросли на основе Ф. Благодаря сознат. использованию законов Ф. техника из области случайных находок стала на путь целенаправленного развития. Совр. Ф. вносит решающий вклад в развитие научно-техн. революции, начавшейся ок. 40 лет назад. Научно-техн. революция коренным образом изменила роль науки в жизни общества. Наука стала его пер. средством. производит. силой. Возникновение этапы АЭС произвело революцию в энергетике.

В свою очередь развитие техники оказывает существенное влияние на совершенствование эксприм. Ф. Без развития электротехники, радиотехники, технологии произ-ва очень прочных и лишенных примесей материалов было бы невозможно создание таких устройств, как ускорители элементарных частиц, огромные пылеуловители и искровые камеры, полупроводниковые приборы и т. д.

Лит.: История науки. Кудрявцев П. С., История физики, т. 1—3, М., 1956—71; Лауэ М., История физики, пер. с нем., М., 1956; Льюэн Д., История физики, пер. с итал., М., 1970. **Курсы физики.** Фейнман Р., Лейтон Р., Зендс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., т. 1—9, М., 1965—67; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; их же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Берестецкий В. В., Лифшиц Е. М., Питавский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; их же, Гидродинамика,

4 изд., М., 1988; их же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; их же, Электродинамика сплошной среды, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питавский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Сивягин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 1—5, М., 1979—86; Берклиевский курс физики, пер. с англ., т. 1—5, М., 1971—74; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Кириков А. К., Кириков И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Калашников С. Г., Электричество, 5 изд., М., 1985; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980. *А. М. Прохоров.*

ФИЗИОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА (биоакустика, психофизиологическая акустика) — раздел акустики, изучающий устройство и действие звукоусловно-рефлекторных и звукообразующих органов у человека и животных. Методы Ф. а. могут быть как физическими — аппаратный анализ звуков биол. происхождения, изучение прохождения звуков из среды к рецепторным клеткам (напр., у наземных млекопитающих через наружное и среднее ухо к кортиеvu органу внутр. уха) или от звукоизлучающих структур в среду (напр., от гортани через ротовую полость в воздух), так и психофизиологическими — исследование реакций человека и животных на звук, регистрация соответствующих биоэлектрич. потенциалов.

Изучение ответных двигательных или других условных реакций человека на звук, а также его речевого отсчета выявляет интегральные свойства слуха человека и позволяет измерять абс. и дифференц. пороги слуха, оценивать субъективные качества звука — его громкость, высоту, тембр и т. п., способности человека обнаруживать на фоне помех и распознавать разл. акустич. сигналы. Исследование у человека и животных условно-рефлекторных реакций на звук (напр., изменение частоты дыхания и пульса, электрич. потенциала кожи и т. д.) позволяет измерять пороги слуха и оценивать способности человека и животных обнаруживать и различать на слух звуковые сигналы по их физ. характеристикам, таким, как интенсивность, спектральная и временная структура и т. п.

Исследование биоэлектрич. потенциалов выявляет способность отд. нейронов (нервных клеток) слуховой системы и их совокупности перерабатывать информацию, содержащуюся в акустич. сигналах (перекодирование параметров звуковых колебаний в последовательность нервных импульсов, выделение характерных признаков опознавания звуков, сравнение данного слухового образа с хранящимся в памяти эталоном и т. д.). Установлены взаимосвязи между реакциями нейронов и реакциями слуховой системы в целом — одна из важнейших задач Ф. а.

Физ. анализ органов звукоулавливания у человека важен для решения задач синтеза речи, создания устройств общения человека с машиной и для разработки устройств автоматич. распознавания речи. Исследование звукоулавливающих структур у животных существенно для понимания акустич. принципов эхолокации, ориентации, коммуникации в животном мире. Наряду с непосредств. изучением органов приема и излучения звука в Ф. а. широко применяются методы механич., электрич. и матем. моделирования.

Лит.: Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; Абрамetsьянц Э. Ш., Константинов А. И., Эхолокация в природе, 2 изд., Л., 1974; Физология сенсорных систем, ч. 2, Л., 1972; Белькович В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976.

Н. А. Дубровский.

ФИЗИОЛОГИЧЕСКАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучают процессы зрения с объединенных позиций физики, физиологии и психологии. В задачи Ф. о. входят исследование оптич. системы глаза, строения и работы сетчатки, проводящих нервных путей, механизмов движения глаз, изучение таких физич. зрения, как светоощущение, цветоощущение (см. *Колориметрия*, *Цвет*, *Цветовая адаптация*), восприятие глазом движения и пространства (стереоскопическое зрение) и изучение др. физич. зрительного аппарата: инерции зрения, возникновения послеобразов, фосфенов, восприятия вращающегося поля поляризованного света и др. Результаты исследований Ф. о. используются в медицине и технике для диагностики и лечения органов зрения, для разработки очков, зрительных прибо-

ров, осветительных устройств, новых систем цветного и стереоскопич. кино и телевидения и др.

Лит.: Кравков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.—Л., 1950; Валуев Н. А., Физика зрения, М., 1983. Н. А. Валуев.

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ—см. *Фундаментальные физические константы*.

ФИЗЬ ОПЫТ по определению скорости света в движущихся средах (тисах), осуществленный в 1851 А. И. Л. Физо (А. Н. L. Fizeau), показал, что свет частично увлекается движущейся средой. Фазовая скорость света $V_{\text{фаз}}$ в такой среде оказалась равной $V_{\text{фаз}} = c' \pm \alpha u$, где $c' = c/n$ —скорость света в неподвижной среде, n —показатель преломления среды, u —скорость движения среды относительно наблюдателя, находящегося в лаб. системе координат, α —коэф. увлечения света движущейся средой, а знаки «+» и «-» соответствуют одинаковым и противоположным направлениям распространения света и движения среды. Ф. о. подтвердил полученную в 1818 О. Ж. Френелем (А. J. Fresnel) теоретич. ф-лу: $\alpha = 1 - 1/n^2$. Такое же выражение для коэф. увлечения получается из ур-ний Максвелла для движущихся сред (см. *Оптика движущихся сред*) и из релятивистской ф-лы сложения скоростей (см. *Относительности теория*), если в ней ограничиться членами первого порядка по u/c :

$$V_{\text{фаз}} = \frac{c' \pm u}{1 \pm c'u/c^2} \approx \frac{c'}{n} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \pm u$$

Учёт дисперсии (зависимости n от длины волны λ света) даёт дополнит. слагаемое $(\lambda/n) dn/d\lambda$ в величину $\alpha = 1 - 1/n^2$, что теоретически было получено Х. Лоренцом (H. Lorentz) и в 1914 экспериментально подтверждено П. Зеemanом (P. Zeeman). Таким образом, Ф. о. сыграл важную роль при построении *электродинамики движущихся сред* и явился одним из эксперим. обоснований частной (специальной) теории относительности А. Эйнштейна.

Принципиальная схема Ф. о. приведена на рис. Луч от источника L разделяется полупрозрачной пластинкой на два луча, один из к-рых, отражаясь от зеркала S , проходит через текущую в трубах T воду по направлению её движения, а другой—против её движения. После этого оба луча попадают в интерферометр I , где и наблюдается интерференц. картина. Измерения производились сначала при неподвижной воде,

а затем—при движущейся. По смещению интерференц. полос определялась разность времён прохождения лучей в движущейся среде, а следовательно, и величина α .

Согласно электронной теории Лоренца, эффект увлечения света движущейся средой обусловлен следующим: индуцированные проходящей волной диполи среды дают вторичное излучение, к-рое при движении среды увлечается вместе с диполями. Значение α при этом должно определяться отношением поляризац. тока $\partial P/\partial t = [(e-1)/4\pi] \times \partial E/\partial t$ к току смещения $\partial D/\partial t = e\partial E/\partial t$ (здесь P, E, D —векторы поляризацнн, напряженности электрич. поля, электрич. индукции, ϵ —диэлектрич. проницаемость среды):

$$\alpha = (\partial P/\partial t)/(\partial D/\partial t) \approx (e-1)\epsilon = 1 - 1/n^2$$

(т. е. $e = n^2$).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Беккер Р., Теория электричества, [пер. с нем.], т. 2. Электронная теория, 2 изд., Л.—М., 1941; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976, с. 179. Н. Я. Шнейдеров.

ФИКА ЗАКОНЫ—осн. феноменологич. законы *диффузии*. Сформулированы в 1855 А. Фиком (A. Fick) по аналогии с *теплопроводности уравнением*. Первый Ф. з. устанавливает для стационарной диффузии пропорциональ-

ность плотности потока j диффундирующих частиц градиенту их концентрации c :

$$j = -D \partial c/\partial x,$$

где D —коэф. диффузии, x —координата. Второй Ф. з. описывает нестационарный случай, он следует из первого Ф. з. при учёте изменения концентрации диффундирующих частиц со временем t :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 c.$$

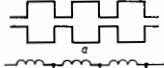
При $D = \text{const}$ второй Ф. з. представляет собой ур-ние *диффузии*:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 c.$$

ФИЛЬТР АКУСТИЧЕСКИЙ—устройство для выделения из сложного звука звуков опред. полосы частот. Является акустич. аналогом электрич. фильтра. Простейший Ф. а.—резонатор Гельмгольца (см. *Резонатор акустический*). Ф. а., пропускающие все частоты не выше нек-рой заданной $f_{\text{пр}}$, наз. низкочастотными; высокочастотные Ф. а. пропускают все частоты выше заданной. Ф. а., пропускающие более или менее узкий диапазон частот между двумя заданными частотами, наз. полосовыми.

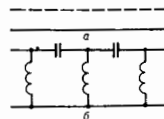
Низкочастотный Ф. а. (рис. 1, а) представляет собой совокупность одинаковых полостей объёмом V , соединённых узкими трубками длиной l и сечением S (электрич. аналог—рис. 1, б). В первом приближении можно считать, что вся кинетич. энергия системы сосредоточена в воздухе, движущемся в трубках, а потенциальная связана с упругой деформацией воздуха в полостях. Верх. граница пропускания этого Ф. а. $f_{\text{пр}} = (c/n)\sqrt{S/lV}$, где c —скорость звука.

Рис. 1. Схемы низкочастотного акустического фильтра (а) и его электрического аналога (б).



Высокочастотный Ф. а. (рис. 2, а) состоит из узкой трубы с просверлёнными в ней на одинаковом расстоянии отверстиями (электрич. аналог—рис. 2, б). В этой системе кинетич. энергия сосредоточена в воздухе, движущемся

Рис. 2. Схемы высокочастотного акустического фильтра (а) и его электрического аналога (б).

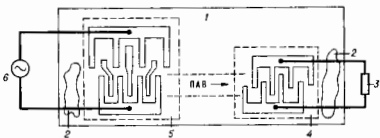


вблизи отверстий, а потенциальная связана с воздухом в трубе. Под действием низкочастотных колебаний воздух в отверстиях интенсивно колеблется, поэтому для этих составляющих происходит «короткое замыкание» и они не входят по трубе. На высоких частотах колебаний воздуха в отверстиях не происходит и высокочастотные составляющие свободно проходят по трубе. Комбинацией низкочастотного и высокочастотного Ф. а. можно получить полосовую Ф. а.

Ф. а. широко применяется в технике для снижения шума, создаваемого потоком обработанного газа в реактивных двигателях и двигателях внутр. сгорания (напр., автомобильных глушителей). В архитектурной акустике они используются для уменьшения передачи шума по вентиляц. каналам и трубам. Осн. свойством Ф. а.—способностью выделять носу частот из сложного звука—обладают плоскостепенные пластинки; они наз. интерференц. Ф. а.

Лит.: Ржевский С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Тартаковский Б. Д., Ультразвуковые интерференционные фильтры с изменяемыми частотами пропускания, «Акуст. ж.», 1957, т. 3, в. 2, с. 183.

ФИЛЬТР НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ БОЛНАХ (фильтр на ПАВ) — фильтр электрический, в к-ром для разделения эл.-магн. колебаний разл. частоты их преобразуют в акустич. колебания и обратно, разделяя при этом акустич. колебания разл. частоты. Простейший Ф на ПАВ (рис.) состоит из двух (входного и выходного) встреч-



Схематическое изображение фильтра на поверхностных акустических волнах: 1 — звукопровод; 2 — акустический поглотитель; 3 — нагрузка; 4 — анодированный встречно-штыревой преобразователь (выходной); 5 — встречно-штыревой преобразователь с ёмкостным «взвешиванием» электродов (входной); 6 — генератор электромагнитных волн.

но-штыревых преобразователей (ВШП), расположенных на отнорудированной поверхности звукопровода из пьезоэлектрич. материала (в осн. кварца, ниобата лития, танталата лития, германата висмута). Разделение акустич. колебаний разл. частоты (частотная фильтрация) осуществляется с помощью ВШП, в к-ром заданная частотная характеристика реализуется за счёт избирательного приёма ПАВ. Избирательность таких фильтров определяется коэф-том металлиз. электродов (штырей) ВШП, либо законом изменения их длины в направлении, перпендикулярном распространению ПАВ, либо величиной ёмкости, создаваемой между контактными площадками и металлиз. электродами ВШП (т. н. ВШП с ёмкостным «взвешиванием» электродов).

Ф. на ПАВ отличаются простотой устройства, технологичностью, воспроизводимостью характеристик, что обеспечивает возможность их массового произ-ва. Ф. на ПАВ используются в качестве нословых, заграждающих и согласованных фильтров (табл.).

Таблица 1. Типичные характеристики фильтров на поверхностных акустических волнах

Тип фильтров на ПАВ	Средняя частота, МГц	Полоса частот, МГц	Вносимые потери, дБ	Затухание сигнала в нослове заграждения, дБ
Полосовые	5—2000	0,01—500	0,5—30	40—70
Заграждающие	20—1500	0,01—10	0,5—40	50—80
Согласованные				
дисперсионные	50—1500	10—700	20—50	20—50
кодовые	5—1800	10—500	20—60	20—40

Лит.: Гуляев Ю. В., Кмита А. М., Багдасарян А. С., Преобразователи поверхностных акустических волн с ёмкостным взвешиванием электродов, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, М., 1980; Морозов А. И., Проколов В. В., Станковский Б. А., Пьезоэлектрические преобразователи для радиозлектронных устройств, М., 1981. А. С. Багдасарян

ФИЛЬТРАЦИЯ — движение жидкости или газа сквозь пористую среду. Ф. воды, нефти, газа в грунтах имеет большое значение в строительстве гидротехн. сооружений, в медиации, водоснабжении, при добыче нефти и газа. Ф. используется в фильтрах из пористых веществ, приме-

няемых для очистки жидкостей и газов, разделения жидких неоднородных систем, как в лаб., так и в промышл. условиях (в хим., пищевой, нефтесерабатывающей и др. областях промышленности). Для Ф. как процесса, иродимого в промышл. и лаб. условиях, применяется также термин «фильтрование».

Расход жидкости или газа при Ф. (фильтрац. расход) обычно определяется зависимостью $Q = kSh_v/L$, а скорость Ф. W — т. н. законом Дарси: $W = k/L$, где k — эмпирич. коэф. Ф.; S — полная площадь поперечного сечения фильтра; h_v — напор, теряемый по длине пути Ф. L ; $h_v/L = I$ — напорный градиент или гидравлич. уклон, показывающий величину падения напора на единицу длины пути Ф. Скорость Ф. меньше действует. скорости жидкости или газа в порах, т. к. движение происходит только через ту часть площади сечения S , к-рая занята норами. Закон Дарси справедлив при ламинарном течении в порах фильтрующей среды, что большей частью и имеет место в действительности (песчаные, глинистые и т. п. грунты, бетон). При Ф. в крупнозернистых материалах, напр. в каменной наброске, где имеет место турбулентное течение, скорость Ф. определяется др. зависимостями, напр. $W = k'I^n$, где k' и n — фильтрац. характеристики грунта, причём первая аналогична коэф. Ф., а вторая меняется от 1 до 1/2.

Лит.: Полубарянова-Кочина П. Я., Теория движения грунтовых вод, 2 изд., М., 1977; Аравин В. И., Нумеров С. Н., Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде, М., 1953; Богомолов Г. В., Гидрогеология с основами инженерной геологии, 3 изд., М., 1975.

ФИЛЬТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ — устройства, предназначенные для разделения электрич. колебаний разл. частот. Из спектра поданных на вход электрич. колебаний Ф. э. выделяют (пропускают на выход) составляющие, расположенные в заданной области частот, и подавляют (ослабляют) все остальные составляющие. Область частот, в к-рой лежат составляющие, пропускаемые (задерживаемые) Ф. э., наз. полосой пропускания (полосой задерживания). Фильтрующие свойства Ф. э. количественно определяются относит. величиной вносимых ими затуханий (ослаблений) в составляющие спектра электрич. колебаний: чем больше различие ослаблений в нослове задерживания и нослове пропускания, тем сильнее выражены их фильтрующие свойства. По виду частотной характеристики (зависимости затухания от частоты) различают Ф. э.: низкочастотные (ФНЧ), пропускающие колебания с частотами не выше некой-рй граничной f_g и задерживающие колебания с частотами выше f_g ; верхнечастотные (ФВЧ), к-рые, наоборот, пропускают колебания с частотами выше некой-рй f_g и подавляют колебания ниже этой граничной; нослосно-пропускающие (ППФ), или нослосовые, пропускающие колебания только в конечном интервале частот от f_n до f_v ; нослосно-задерживающие (ПЗФ), иначе режётся т. н. фильтры, обратные ППФ по своим частотным характеристикам.

Ф. э. используются в системах многоканальной связи, радиоустройствах, устройствах автоматики, телемеханики, радионезрит. техники и т. д., —езде, где передаются электрич. сигналы при наличии др. (мешающих) сигналов и шумов, отличающихся от первых по частотному составу; они применяются также в *выпрямителях* тока для сглаживания пульсаций выпрямленного тока.

Конструкция Ф. э., технология их изготовления, а также принцип действия определяются ирежде всего рабочим диапазоном частот и требуемым видом частотной характеристики. В диапазоне от единиц кГц до десятков МГц (в отл. случаях — до единиц кВ) получили распространение LC-фильтры (рис. 1, а, в, г), содержащие дискретные элементы — катушки индуктивности и электрич. конденсаторы; в диапазоне от долей Гц до сотен кГц наб. часто используются массивные или активные RC-фильтры (рис. 1, б), выполненные на основе резисторов и конденсаторов (активных), кроме того, содержит *усилитель электрических колебаний*. Действие LC- и RC-фильтров основано на зависимости от частоты реактивного сопротивления (ём-

костного и индуктивного) от частоты перем. тока. Для фильтрации сигналов, частота к-рых составляет доли Гц, служат электротепловые фильтры (ЭТФ), представляющие

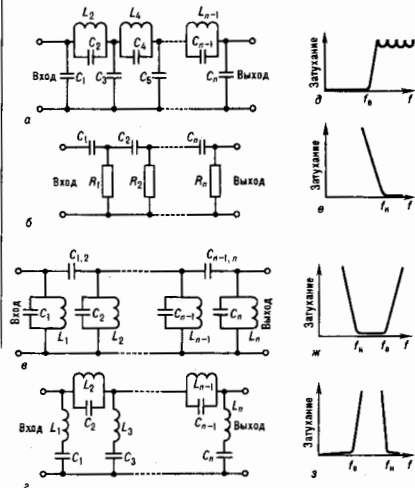


Рис. 1. Принципиальные схемы некоторых электрических фильтров на катушках индуктивности, конденсаторах и резисторах: нижних частот (а), верхних частот (б), полосу-пропускающего (в), режекторного (г) и их частотные характеристики; L_1, L_2, \dots, L_n — катушки индуктивности, C_1, C_2, \dots, C_n — конденсаторы, R_1, R_2, \dots, R_n — резисторы, f — частота, f_n и f_{n-1} — граничные частоты.

собой стержень с источником тепла и термоэлектрич. преобразователем; введение в ЭТФ усилителей с обратной связью позволяет реализовать электротепловые ФВЧ и ППФ. Существуют также эл.-механич. фильтры, выполненные на основе дисковых, цилиндрич., пластинчатых, гайтельных и камертонных резонаторов. В таких Ф. э. используется явление механич. резонанса; применяются в диапазоне от неск. кГц до 1 МГц. Высокими фильтрующими свойствами обладают ньеозлектрич. ППФ и ПЗФ, материалом для изготовления к-рых служит пьезокарди или пьезокерамика (см. также Пьезоэлектрики). Таковы, напр., пьезокарцевые фильтры на дискретных элементах — кварцевых резонаторах в сочетании с катушками индуктивности и конденсаторами; монолитные многорезонаторные пьезокарцевые фильтры. Связь между резонаторами в последних осуществляется посредством акустич. волн — объемных (для фильтров, применяемых в диапазоне частот от неск. МГц до десятков МГц) либо поверхностных (в диапазоне от неск. МГц до 1—2 ГГц). Особую группу Ф. э. составляют цифровые фильтры (рис. 2), часто выполняемые на интегральных схемах. В технике сверх-высоких частот Ф. э. изготавливают на основе отрезков линий передачи (коаксиальных кабелей, плосковых линий, металлич. радиоволноводов и др.), являющихся по существу распределенными колебательными системами (см. Система с распределенными параметрами). В диапазоне частот 100 МГц — 10 ГГц применяют гребенчатые, шпильные, встречно-стержневые, ступенчатые и др. Ф. э. из нолосковых резонаторов (рис. 3). В диапазоне от неск. ГГц до неск. десятков ГГц распространены волноводные Ф. э., представляющие собой волноводную секцию с повышен-

ной критич. частотой (волноводные ФВЧ) либо секцию, содержащую резонансные диафрагмы или объемные резонаторы (волноводные ППФ).

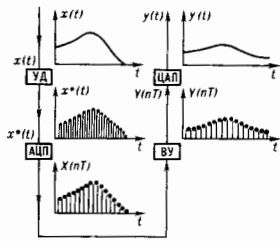


Рис. 2. Структурная схема и временные диаграммы цифрового фильтра: УД — устройство дискретизации, преобразующее аналоговый сигнал $x(t)$ в последовательность импульсов (решетчатую функцию) $x^*(t)$; ЦАП — аналого-цифровой преобразователь, с помощью которого мгновенные значения аналогового сигнала заменяются ближайшими дискретными уровнями $X(nT)$, где $n=0, 1, 2, \dots$, T — период следования импульсов; ВУ — вычислительное устройство, преобразующее последовательность чисел (уровней) $X(nT)$ в выходную функцию $Y(nT)$; ЦАП — цифроаналоговый преобразователь, в котором $Y(nT)$ преобразуется в выходной аналоговый сигнал $y(t)$.

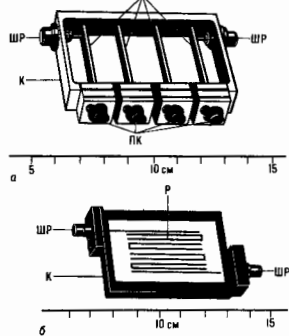


Рис. 3. Электрические фильтры — гребенчатый (а) и шпильный (б); ШР — штенсельный резань, Р — резонаторы, ПК — полостные конденсаторы, К — корпус (со снятой крышкой).

Лит.: Белецкий А. Ф., Теоретические основы электропроводной связи, ч. 3, М., 1959; его же, Основы теории линейных электрических цепей, М., 1967; Алексеев Л. В., Звонимский А. Е., Лоткова Е. Д., Электрические фильтры метрового и дециметрового диапазонов, М., 1976. А. Е. Звонимский.

ФИРЦА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — преобразование одной из двух форм, в к-рых записываются релятивистски-инвариантные четырехформенные взаимодействия (см. Слабое взаимодействие), в другую (правильнее было бы говорить «Паули преобразование», поскольку, по свидетельству Фирца, соответствующие вычисления были подарены ему вопреки воле из В. Паули).

Четырехформенное взаимодействие общего вида может быть записано в форме

$$I_4 = (\Phi \cdot \Psi)(\bar{\Phi} \Psi),$$

где $k=S, V, T, A, P$ и по входящим в V, T, A теоретическим индексам подразумевается суммирование. Здесь $\Psi, \Phi, \bar{\Phi}, \bar{\Psi}$ — дираковские спиноры ($\bar{\Phi} = \Phi^\dagger \gamma_0$), величины O_k представляют набор из 16 независимых комбинаций произведений γ -матриц: скалярной $O_S=1$, векторной $O_V = \gamma_\alpha$ (4 компонента), тензорной $O_T = (1/\sqrt{2})\sigma_{\alpha\beta}$ [где $\sigma_{\alpha\beta} = (1/2)(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$], насчитывает 12 компонент, шесть из k -рых независимы, псевдоскалярной, или аксиальной, $O_A = \gamma_5 \gamma_4$ (4 компонента) и псевдоскалярной $O_P = \gamma_5$ (одна матрица $\gamma_5 = \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$, см. Дирака матрицы).

Выборное представление нарушает, однако, симметрию четырёхфермионного взаимодействия в том смысле, что оно соединяет Φ в пару с Ψ , а $\bar{\Phi}$ в пару с $\bar{\Psi}$. С равным правом можно было бы соединить Φ в пару с Ψ , а $\bar{\Phi}$ в пару с $\bar{\Psi}$; тогда мы пришли бы к другим инвариантам:

$$I_i = (\bar{\Phi} O \Psi)(\bar{\Psi} O \Phi).$$

В силу полноты системы 16 матриц ($1, \gamma_\alpha, \sigma_{\alpha\beta}, \gamma_5 \gamma_\alpha, \gamma_5$) новые инварианты I_i должны линейно выражаться через «старые» инварианты I_k :

$$I_i = \sum_{k=1}^5 C_{ik} I_k.$$

Эти соотношения и называют Φ, Ψ коэффициентами C_{ik} образуют матрицу Фирца:

$$C_{ik} = \begin{matrix} & k \rightarrow \\ i \downarrow & \begin{pmatrix} 1/4 & 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 \\ 1 & -1/2 & 0 & -1/2 & -1 \\ -3/2 & 0 & -1/2 & 0 & -3/2 \\ -1 & -1/2 & 0 & -1/2 & 1 \\ 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 & 1/4 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Мы выписали её для коммьютирующих спиноров (ϵ -чисел). Для q -чисел все её элементы меняют знак. Легко видеть, что квадрат матрицы Фирца равен единице $\sum C_{ik} C_{kl} = \delta_{ij}$.

I_k выражаются через I_i , так же, как и I_i через I_k .

Введение комбинаций

$$3(I_S + I_P) - I_T, \quad 2(I_S - I_P) + I_V - I_A$$

и матрица Фирца диагоналізується; при этом двум первым комбинациям отвечают собственные значения $+1$, а трём последним -1 (для q -чисел — наоборот).

Лит.: Fierz M., Zur Fermischen Theorie der β -Zerfalls, «Z. Phys.», 1937, Bd 104, S. 553; Ожухин Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990. Б. В. Медведев.

ФИЛККЕР-ШУМ (шум $1/f$) — флукуционный процесс, спектральная плотность k -рого $S(f)$ при низких частотах f растёт с понижением частоты по закону, близкому к $1/f^2$, в k -ром показателе у близок к 1 (см. Флукутации электрические). Впервые шум $1/f$ обнаружен в 1925 Дж. Джонсоном (J. V. Johnson) при измерении флукуций тока термоэлектронной эмиссии. Впоследствии был обнаружен также в угольных резисторах, разл. плёночных проводниках, в т. ч. в сплошных металлах, плёнках, в полупроводниках и др. структурах. Особенно велик в островковых плёнках, в гранулированных проводниках, в плохих контактах к высокоомным резисторам. Показатель у обычно находится в пределах от 0,8 до 1,2, может изменяться с темп-рой, но чаще всего близок к 1. Как правило, спектральная плотность шума $1/f$ растёт с понижением частоты вплоть до мнн. частоты, до k -рой проводится измерения (достигнув частота $3 \cdot 10^{-7}$ Гц). Переход k не зависящей от f спектральной плотности не наблюдается.

Шум $1/f$ относится к токовым шумам. Спектральная плотность в однородных проводниках пропорциональна квадрату напряжения (или тока). Этот факт, а также спец.

опыты указывают на то, что токовый шум $1/f$ вызван флукуциями сопротивления, k -рые имеют место и в равновесном состоянии, пропускание тока лишь проявляет их. Радиус корреляции флукуций, создающих шум $1/f$, настолько мал, что измерить его не удалось: во всех опытах, в k -рых его пытались измерить, найдено лишь ограничение сверху для него. В частности, флукуции сопротивления соседних транзисторов интегральной схемы, находящихся на расстоянии неск. десятков микрон, не коррелированы. Поэтому спектральная плотность относительных флукуций сопротивления однородных проводников (или напряжения на их контактах) обратно пропорц. объёму проводника. В сильно неоднородных проводниках, в k -рых проводимость носит перколяционный характер (спротивление определяется участками, занимающими относительно малый объём), спектральная плотность должна быть большой, что и наблюдается на опыте.

Шум $1/f$ связывают с наличием в реальных твёрдых телах той или иной неупорядоченности и связанного с ней чрезвычайно широкого спектра (иерархии) времён релаксации τ . Такой широкий спектр τ и требуемая для получения закона $S(f) \propto 1/f$ ф-ция распределения τ возникают, если τ экспоненциально зависит от параметра (энергии активации в случае активц. переходов между состояниями системы, туннельного показателя в случае туннельных переходов), ф-ция распределения k -рого более или менее постоянна в широких пределах изменения этого параметра. То, что шум $1/f$ обусловлен суперпозицией процессов с разл. временами релаксации, продемонстрировано на опыте: в субмикронных МДП-транзисторах (см. Полевой транзистор), в k -рых имеется одна активная ловушка для носителей тока (или две ловушки), спектральная плотность флукуций сопротивления канала имеет лоренцевский профиль с одним τ (или соответственно два таких профиля с двумя различными τ), но при увеличении размеров транзистора и числа ловушек спектральная плотность приближается к $1/f$. Магн. шум (флукутации намагниченности) со спектральной плотностью $\sim 1/f$, наблюдаемый в *спиновых стёклах* и аморфных ферромагнетиках (см. Аморфные магнетиты), соответствует наличию в них (и известной из др. опытов) обширной иерархии высот барьеров (энергий активации), разделяющих метастабильные состояния, между k -рыми каждая такая система совершает переходы в процессе релаксации и теплового движения. В тех случаях, когда механизм шума $1/f$ понятен (как в спиновых стёклах и неупорядоченных средах с двухуровневыми туннельными системами), мнн. его частота (обратное наибольшее τ) столь мала (напр., меньше обратного времени существования Вселенной), что попытки её измерения не имеют смысла. Механизм шума $1/f$ в объёме полупроводников пока достоверно не установлен, хотя в литературе предложен ряд теорий.

Шум $1/f$ является серьёзной помехой во мн. электронных приборах: в усилителях низких частот, в стандартах частоты и др.

Лит.: Коган Ш. М., Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твёрдых телах, «ФУНД», 1985, т. 145, в. 2, с. 285; Weissman M. B., $1/f$ noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter, «Rev. Mod. Phys.», 1988, в. 60, № 2, с. 537.

Ш. М. Коган.

ФЛОКЕ ТЕОРЕМА — аналог *Блоха теоремы* для одномерного случая; доказана в 1883 Г. Флоке (G. Floquet).

ФЛУКТОН — гипотеза. флукутации плотности вещества атомного ядра, когда нуклоны сближаются на расстояние, меньшее их собств. размера. Ф. были предложены Д. И. Блохинцевым в 1957 для объяснения эффекта интенсивного квазиупругого выбивания быстрыми протонами с импульсом 680 МэВ высокоэнергетич. ядер дейтерия и трития из тяжёлых и средних ядерных мишеней (эффект обнаружен группой М. Г. Мещерякова в том же году). Для объяснения большой передачи импульса (~ 900 МэВ) двум нуклонам, образующим дейтрон, необходимо было предположить, что эти нуклоны в ядре сблизились на расстоянии меньшего размера нуклона [$\sim 0,8$ ферми или

(250 МэВ)⁻¹ в системе единиц $\hbar=c=1$ и когерентно взаимодействуют с нелетающим протоном.

После открытия кварковой структуры нуклонов это когерентное образование было интерпретировано как *многокварковая состояние*. Гипотеза о Ф. позволила трактовать *кумулятивные процессы* как процессы, происходящие за счёт взаимодействия нелетающей частицы с Ф. ядра.

В зависимости от характера кварковой структуры Ф. его можно рассматривать либо как малонуклонную корреляцию, если кварковая структура Ф. целиком определяется кварковой структурой образующих его нуклонов, либо как многокварковое образование, если кварковая структура Ф. не сводится к нуклонной в указанном выше смысле. Существующие эксперим. данные указывают на предпочтительность второй точки зрения. Наиб. важным из них является отношение выходов кумулятивных мезонов K^+ и K^- . Это отношение чувствительно к различию в распределении валентных и морских кварков в ядре и в нуклоне (см. *Партоны*), т. к. в состав K^+ входит валентный u -кварк нуклона, а K^- ($=\bar{u}, s$) целиком состоит из морских кварков нуклонов. Эксперименты показывают, что в нуклон-нуклонных соударениях это отношение растёт как $(1-x)^{-2}$ при $x \rightarrow 1$, где x — отношение полной энергии быстрого каона к полной энергии нелетающего нуклона. Это объясняется более мягким распределением морских кварков в нуклоне по сравнению с валентными. При соударении же быстрого ядра с нуклоном это отношение для $x > 1$ выходит на пост. значение, равное прибл. 10–20, что свидетельствует о более жёстком распределении морских кварков ядра по сравнению с нуклоном и не согласуется с представлением о Ф. как о малонуклонной корреляции, предсказывающим рост отношения $\sim x^3$.

Гипотеза о Ф. используется также для объяснения несомности *структурной функции* ядра к структурным функциям составляющих его нуклонов в *глубоко неупругих процессах*, а также для объяснения поведения *формфактора* ядра в уругом и квазиуругом рассеянии электронов на ядрах.

Лит. см. при статьях *Кумулятивный процесс*, *Релятивистская ядерная физика*. А. В. Ефремов.

ФЛУКТУАЦИИ (от лат. fluctuatio — колебание) — случайные отклонения физ. величин от их средних значений. Ф. испытывают любые величины, зависящие от случайных факторов. Количественные характеристики Ф. основаны на методах матем. статистики и теории вероятностей. Простейшей мерой Ф. *случайной величины* x служит её дисперсия σ_x^2 , т. е. ср. квадрат отклонения x от ср. значения \bar{x} , $\sigma_x^2 = (x - \bar{x})^2 = \bar{x}^2 - \bar{x}^2$, где черта сверху означает статистич. усреднение. Эквивалентной мерой Ф. является среднеквадратичное отклонение σ_x , равное корню квадратному из дисперсии, или его отност. величина $\delta_x = \sigma_x/\bar{x}$. Взаимное влияние Ф. неск. величин x_i определяется их корреляциями $\Delta x_i \Delta x_j$, где $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. Для статистически независимых величин $\bar{x}_i \bar{x}_j = \bar{x}_i \bar{x}_j$ и, следовательно, корреляция равна нулю (см. также *Корреляционная функция* в статистич. физике).

В статистич. физике Ф. вызываются хаотическим тепловым движением частиц, образующих систему. Даже в состоянии статистич. равновесия наблюдаемые физ. величины испытывают Ф. около ср. значений. С помощью *Табиса распределений* как в классическом, так и в квантовом случае можно вычислить равновесные Ф. для систем, находящихся в разл. внеш. условиях; при этом Ф. выражаются через равновесные термодинамич. параметры и производные *потенциалов термодинамических*. Напр., для системы с пост. объёмом V и пост. числом частиц N , находящейся в контакте с термостатом (с темп-рой T), каноническое распределение даёт для Ф. энергии δ результат:

$\delta \bar{\delta}^2 = kT^2 C_V$, где C_V — теплоёмкость системы при пост. объёме. В приведённом примере флуктуирует т. н. экстенсивная (пропор. объёму) физ. величина — энергия. Её отност. квадратичные Ф. $\delta \bar{\delta}^2/\bar{\delta}^2$ пропорциональны $1/N$, т. е. очень малы. Равновесные Ф. др. экстенсивных величин (объёма, числа частиц, энтропии и т. д.) ведут себя с про-

стом числа частиц аналогичным образом. Т. о., в состоянии статистич. равновесия макроскопич. величины с очень большой точностью равны своим ср. значениям. Однако для выделенных малых объёмов Ф. могут быть легко обнаружены (особенно вблизи критических точек), напр., по рассеянию света, рентг. лучей или медленных нейтронов.

Для детальной характеристики Ф. вводится *функция распределения* их вероятностей (см. также *Статистическая физика*). Если флуктуирующая величина x описывает состояние системы в целом или к-л. её макроскопич. части, то неравновесное состояние системы, связанное с появлением Ф., можно рассматривать как неполное статистич. равновесие с заданным значением рассматриваемой величины. Для изолированной системы вероятность $w(x)dx$ величина x иметь значение в интервале между x и $x+dx$ пропорциональна соответствующему статистич. весу, а функция распределения равна $w(x) = \text{Сexp}\{S(x)/k\}$, где $S(x)$ — энтропия ненулового равновесия, характеризующего точным значением флуктуирующей величины. Постоянная S находится из условия нормировки f -ции распределения. Для неск. флуктуирующих макроскопич. величин x_i равновесная функция распределения Ф. имеет вид

$$w(x_1, \dots, x_n) = \text{Сexp}\{S(x_1, \dots, x_n)/k\},$$

где энтропия рассматривается как функция точных значений неск. флуктуирующих величин. Приведённая ф-ла для f -ции распределения Ф. макроскопич. величин является основой т. н. термодинамической теории флуктуаций, впервые сформулированной А. Эйнштейном (1910). Т. к. относительные Ф. макроскопич. величин малы, то энтропия $S(x_1, \dots, x_n)$ может быть разложена в ряд по степеням отклонений $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. С точностью до членов 2-го порядка по этим отклонениям равновесная функция распределения макроскопич. величин совпадает с *Гаусса распределением*

$$w(x_1, \dots, x_n) = \frac{\det \|\Delta_{ij}\|^{1/2}}{(2\pi)^{n/2}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \sum_{i,j} \Delta_{ij} \Delta x_i \Delta x_j\right\}, \quad (1)$$

где $\Delta_{ij} = \langle \Delta x_i \Delta x_j \rangle^{-1}$ — матрица, обратная корреляционной матрице, $\det \|\Delta_{ij}\|$ — её определитель. Для Ф. термодинамич. величин подсистемы, к-рая находится в равновесии с остальными частями изолир. системы (термостатом), ф-ла (1) даёт

$$w = \text{Сexp}\left\{-\frac{\Delta P \Delta V - \Delta T \Delta S}{2kT}\right\}. \quad (2)$$

где ΔP , ΔV , ΔT и ΔS — изменения давления, объёма, темп-ры и энтропии подсистемы при Ф., T — темп-ра термостата. Выбирая в ф-ле (2) в качестве независимых переменных разл. параметры подсистемы, можно вычислить все характеристики равновесных термодинамич. Ф.

Вблизи *критических точек* жидкостей и растворов, а также вблизи точек *фазовых переходов* наблюдается аномальный рост Ф. иск-рых физ. величин (параметров порядка) и их взаимодействие. Для чистых жидкостей параметров порядка являются плотности массы и энергии, для растворов — концентрации компонент, для ферромагнетиков в окрестности *Кюри точки* — намагниченность и т. д. Рост Ф. приводит к ряду аномалий в поведении термодинамич. величин и в реакции системы на внеш. воздействие (*критические явления*).

Существует связь между Ф. физ. величин в равновесном состоянии и линейными диссипативными процессами, вызванным как внеш. механич. возмущениями (электропроводность, реакция на внешнее переменное магн. поле), так и внутр. неоднородностями в системе (напр., диффузия, теплопроводность и вязкость). Соотношения, связывающие характеристики линейных диссипативных процессов (проводимость, магн. восприимчивость, коэффициенты диффузии, теплопроводности, вязкости и т. д.) с пространственно-временными корреляционными функциями $\langle \Delta A(r, t) \Delta B(r', t') \rangle$ флуктуационной динамик. перемешанных, наз. *флуктуационно-диссипативными теоремами*. К флук-

туационно-диссипативным теоремам относятся Кубо формулы для тензоров электропроводности и магн. восприимчивости и Грина — Кубо формулы для коэф. переноса. Флуктуационно-диссипативные теоремы для общего случая были сформулированы Х. Колленом (Н. В. Callen) и Т. Уэлтоном (Th. A. Welton) в 1951 как обобщение Найквиста формулы для электрич. шумов в линейных цепях; они оказываются полезными для вычисления спектральной плотности временных корреляционных ф-ций равновесных Ф. в тех случаях, когда обобщенные восприимчивости удается вычислить с помощью Грина функций (в статистич. физике) или к.-л. др. методов.

Ур-ния, описывающие эволюцию неравновесной макроскопич. системы, напр. кинетическое уравнение Больцмана для классич. газа или ур-ния гидродинамики, являются ур-ниями для физ. величин, усредненных по статистич. ансамблю. Вследствие теплового движения в системе эти величины испытывают Ф. около ср. значений.

Кинетические Ф. в газе характеризуются корреляц. ф-цией $\langle \delta f(r_1, p_1, t_1) \delta f(r_2, p_2, t_2) \rangle$, где $\delta f = f - \bar{f}$ является отклонением точной, микроскопич. ф-ции распределения f от ср. значения этой ф-ции \bar{f} , определяемого кинетич. ур-нием. В равновесном газе корреляц. ф-ция зависит только от разности времен $t_1 - t_2$ и разности координат $r_1 - r_2$, а f есть независимая от времени равновесная одночастичная ф-ция распределения. В частности, если нет внеш. поля, эта ф-ция совпадает с Максвелла распределением $f_0(p)$.

Вычисление корреляц. ф-ции для кинетич. Ф. в равновесном газе можно свести к решению обобщенного Ланжевена уравнения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} + \delta \hat{L}_p \right) \delta f(r, p, t) = y(r, p, t).$$

Левая часть этого ур-ния совпадает с линеаризован. кинетич. ур-нием Больцмана, где $\delta \hat{L}_p$ — линейный интегральный оператор (оператор столкновений), а правая часть представляет собой случайный источник, моменты к-рого определяются соотношениями

$$\langle y(r, p, t) \rangle = 0,$$

$$\langle y(r_1, p_1, t_1) y(r_2, p_2, t_2) \rangle = A(p_1, p_2) \delta(r_1 - r_2) \delta(t_1 - t_2).$$

Интенсивность источника, описывающего влияние теплового движения частиц на Ф. одпочастичной ф-ции распределения, имеет вид

$$A(p_1, p_2) = \bar{n} (\delta \hat{L}_{p_1} + \delta \hat{L}_{p_2}) \delta(p_1 - p_2) f_0(p_1),$$

где \bar{n} — равновесная концентрация частиц. Метод Ланжевена применим и к исследованию кинетич. Ф. в неравновесном газе, однако выражение для второго момента случайного источника является значительно более сложным. Кинетич. Ф. в квантовых газах описываются ур-ниями Ланжевена для отклонений одночастичной матрицы плотности или одночастичной Вигнера функции распределения от ср. значений, определяемых квантовым кинетич. ур-нием.

Для крупномасштабных гидродинамич. Ф. в газах и жидкостях применимо понятие локального (частичного) равновесия в малых объемах при фиксиров. значениях флуктуирующих термодинамич. параметров. Поэтому в гидродинамич. пределе, когда длина волны Ф. велика по сравнению с микроскопич. размерами (межатомным расстоянием в жидкости и длиной пробега в газе), вычисление временных корреляц. ф-ций Ф. плотности, темп-ры, скорости и т. д. сводится к решению гидродинамич. ур-ний с дополнительными ланжевенскими источниками, описывающими тепловой шум. Метод вычисления корреляц. ф-ций крупномасштабных Ф. в равновесном состоянии, основанный на линейных ур-ниях гидродинамики со случайными источниками, был предложен Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1957. В случае однокомпонентной классич. жидкости тензор вязких напряжений π_{ij} и вектор потока тепла q записываются в виде

$$\pi_{ij} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div } v \right) + \zeta \delta_{ij} \text{div } v + \delta \pi_{ij}, \quad (3)$$

$$q = -\lambda \nabla T + \delta q,$$

где η , ζ — коэф. вязкости, λ — коэф. теплопроводности. Кроме обычных членов с градиентами скорости и градиентом темп-ры, эти выражения содержат ланжевенские источники $\delta \pi_{ij}$ и δq ; они описывают спонтанные напряжения и потоки тепла, вызванные тепловым движением частиц.

Статистич. свойства источников в приближении локального термодинамического равновесия могут быть установлены методами термодинамики неравновесных процессов. Ср. значения источников равны нулю, а вторые моменты даются ф-лами

$$\langle \delta \pi_{ij}(r_1, t_1) \delta \pi_{mn}(r_2, t_2) \rangle = 2kT \eta (\delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{in} \delta_{jm}) + \left(\zeta - \frac{2}{3} \eta \right) \delta_{ij} \delta_{mn} \delta(r_1 - r_2) \delta(t_1 - t_2),$$

$$\langle q_i(r_1, t_1) q_j(r_2, t_2) \rangle = 2\lambda kT^2 \delta_{ij} \delta(r_1 - r_2) \delta(t_1 - t_2).$$

Решив систему линеаризованных гидродинамич. ур-ний, в к-рых тензор вязких напряжений и вектор потока тепла имеют вид (3), можно выразить временные корреляционные ф-ции Ф. локальных гидродинамич. переменных $\langle \delta A(r_1, t_1) \delta B(r_2, t_2) \rangle$ через равновесные термодинамич. величины и коэффициенты переноса. В частности, таким способом можно вычислить корреляц. ф-цию Ф. плотности числа частиц $\langle \delta n(r_1, t_1) \delta n(r_2, t_2) \rangle$, через к-рую выражается динамический структурный фактор жидкости, измеряемый в экспериментах по рассеянию света и медленным нейтронов.

Нелинейное взаимодействие гидродинамич. Ф. необходимо учитывать вблизи критич. точки, где сильный рост равновесных крупномасштабных Ф. приводит к аномалиям наблюдаемых коэффициентов переноса, а также в неравновесных состояниях, когда система теряет гидродинамич. устойчивость. Характерными примерами являются конвективная неустойчивость и возникновение турбулентности в жидкостях и газах. Взаимодействие крупномасштабных Ф. описывается нелинейными членами в ур-ниях гидродинамики, где локальные термодинамич. величины рассматриваются как случайные переменные.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Паташиский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Климонтов Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982; Лифшиц Е. М., Пятавский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. В. Г. Морозов.

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ — хаотич. изменения потенциалов, токов и зарядов в электрич. цепях и линиях передачи, вызываемые тепловым движением носителей заряда и др. физ. процессами в веществе, обусловленными дискретной природой электричества (естеств. Ф. э.), а также случайными изменениями и нестабильностью характеристик цепей (техн. Ф. э.). Ф. э. возникают в проводниках, электронных и ионных приборах, а также в атмосфере, где происходит распространение радиоволн. Ф. э. приводят к появлению ложных сигналов — шумов на выходе усилителей электрич. сигналов, ограничивают их чувствительность и помехоустойчивость, уменьшают стабильность генераторов и устойчивость систем автоматич. регулирования и т. д.

В проводниках в результате теплового движения носителей заряда возникает флуктуирующая разность потенциалов (тепловой шум). В металлах из-за большой концентрации электронов проводимости и малой длины их свободного пробега тепловые скорости электронов во много раз превосходят скорость направленного движения (дрейфа) в электрич. поле. Поэтому Ф. э. в металлах зависят от темп-ры, но не зависят от приложенного напряжения (см.

Найквиста формула). При комнатной темп-ре интенсивность тепловых Ф. э. остаётся постоянной до частот $f \sim 10^{12}$ Гц. Хотя тепловые Ф. э. возникают только в активных сопротивлениях, наличие в цепи реактивных элементов (конденсаторов и катушек индуктивности) может изменить частотный спектр Ф. э.

В металлах, проводниках Ф. э. увеличиваются за счёт медленной случайной перестройки структуры проводника под действием тока (при $f \leq 1$ кГц). Эти Ф. э. на искр. порядков превышают тепловые.

Ф. э. в эл.-вакуумных и ионных приборах связаны гл. обр. со случайным характером электронной эмиссии с катода (*дробовой шум*). Интенсивность дробовых Ф. э. практически постоянна для $f < 10^8$ Гц. Она зависит от присутствия остаточных ионов и величин пространств. заряда. Дополнит. источники Ф. э. в этих приборах — *вторичная электронная эмиссия* с анода и сеток *электронных ламп*, диодов *фотоэлектронных умножителей* и т. н., а также случайное перераспределение тока между электродами. Наблюдаются также медленные Ф. э., связанные с разл. процессами на катоде. В газоразрядных приборах низкого давления Ф. э. возникают из-за теплового движения электронов.

В *полупроводниковых приборах* Ф. э. обусловлены случайным характером процессов генерации и рекомбинации электронов и дырок (генерационно-рекомбинац. шум) и диффузии носителей заряда (диффузионный шум). Оба процесса дают вклад как в тепловой, так и в дробовой шумы полупроводниковых приборов. Частотный спектр этих Ф. э. определяется временами жизни и дрейфа носителей. В полупроводниковых приборах на низких частотах наблюдаются также Ф. э., обусловленные «суллавливанием» электронов и дырок дефектами кристаллич. решётки (модуляционный шум).

В приборах квантовой электроники Ф. э. ничтожно малы и обусловлены спонтанным излучением (см. *Квантовый усилитель*).

Так называемые техн. Ф. э. связаны с температурными изменениями параметров цепей и их «старением», нестабильностью источников питания, с помехами от промышл. установок, вибрацией и толчками, с нарушениями электр. контактов и т. п.

Ф. э. в *генераторах электромагнитных колебаний* вызывают модуляцию амплитуды и частоты колебаний (см. *Модулирование колебаний*), что приводит к появлению непрерывного частотного спектра колебаний и к уширению спектральной линии генерируемых колебаний до 10^{-7} — 10^{-12} от несущей частоты.

Лит. — Бонч-Бруевич А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., 1966; Малахов А. Н., Флуктуации в автоколебательных системах, М., 1968; Ван дер Зил А., Шум [в электронных приборах], пер. с англ., М., 1973; Сухолов И. В., Шумы электрических цепей, М., 1975; Рыгов С. М., Введение в статистическую радиофизику, ч. 1, М., 1976; Рубинсон Ф. Н. Х., Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях, пер. с англ., М., 1980. *И. Т. Троицкико.*

ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАТИВНАЯ ТЕОРЕМА — устанавливает связь между спектром флуктуаций физ. величин в равновесной диссипативной среде и её *обобщёнными восприимчивостями*, т. е. параметрами, характеризующими её реакцию на внеш. воздействие. Классич. пример Ф.-д. т. — *Найквиста формула*, связывающая спектральную мощность флуктуаций напряжения проводника, или т. н. элс шума $\epsilon_{ш}$, с его сопротивлением R :

$$\epsilon_{ш}^2 = 4kTR\Delta f, \quad (1)$$

где Δf — полоса частот.

Соотношение (1) можно обобщить на случай любой квантовой системы. Пусть внеш. воздействие на систему описывается включением в гамильтониал возмущающего оператора:

$$\hat{V} = -\hat{x}f(t), \quad (2)$$

где \hat{x} — оператор иск-рой физ. величины, характеризующей систему, а $f(t)$ — возмущающая обобщённая сила. Тогда

обобщённая восприимчивость α вводится соотношением

$$x_{\omega} = \alpha(\omega)f_{\omega}, \quad (3)$$

связывающим фурье-компоненты силы f_{ω} и усреднённой физ. величины x_{ω} (ω — циклич. частота). Флуктуации величины x обычно характеризуются корреляц. ф-цией:

$$\phi(t-t') = \frac{1}{2} \langle \hat{x}(t)\hat{x}(t') + \hat{x}(t')\hat{x}(t) \rangle, \quad (4)$$

где скобки означают статистич. среднее от гейзенберговских операторов. Ф.-д. т. в этом случае может быть представлена в виде следующего соотношения:

$$\langle x^2 \rangle_{\omega} = \hbar \alpha^*(\omega) \text{cth}(\hbar \omega / kT), \quad (5)$$

где $\alpha^*(\omega)$ — мнимая часть обобщённой восприимчивости, а $\langle x^2 \rangle_{\omega}$ — спектральная мощность флуктуаций, фурье-компонента коррелятора (4). В оснве (5) лежит принцип Онсагера, согласно к-рому как малос отклонение системы от термодинамич. равновесия, вызванное внеш. силой, так и флуктуация релаксируют к равновесию одинаковым образом (см. *Онсагера теорема*).

При отклонении системы от равновесного состояния (напр., при помешении полупроводника во внеш. электрич. поле) ф-ла Найквиста нарушается. Для слабо неравновесного случая в соотношении (1) замещают T на нек-рый параметр $T_{\text{эф}}$ — т. н. *шумовую температуру*, так что в этом случае ф-ла (1) служит определением феноменологич. параметра $T_{\text{эф}}$, являющегося удобной характеристикой флуктуаций неравновесной системы.

Лит. — Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 12; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982, гл. 24.

ФЛУКТУОН — составная *кванцистца*, образующая в среде электроном, локализованным в потенц. яме, возникшей в результате флуктуации к.-л. параметра среды. В отсутствие электронов такая флуктуация приводит к возрастанию термодинамич. потенциала системы и, возникнув, через иск-рое время «рассасывается». При наличии электронов возможна стабилизация флуктуации путём захвата электрона соответствующей потенц. ямой, поскольку при локализации электрона в яме его энергия понижается (в случае кристалла это понижение энергии можно рассматривать как результат перехода электрона из зоны проводимости в локализованное состояние, расположенное в запрещённой зоне, см. *Зонная теория*). Если понижение энергии электрона при его локализации превосходит по величине повышение термодинамич. потенциала, обусловленное возникновением флуктуации, то образование флуктуации в локализованном ядре неё электроном будет термодинамически выгодным. При определ. значениях параметров области локализации электрона (радиус Φ) захватывает большое число атомов, так что Φ может быть макроскопич. квазичастицей. Ф. является обобщением понятия *полярона*.

В полупроводниковых растворах (твёрдых или жидких) Ф. может образовываться вблизи области повышенной концентрации (кластера) того из компонентов, с атомами к-рого электрон сильнее взаимодействует. Возникающий кластер, состоящий преим. из атомов одного компонента, оказывается стабильным, даже если прямое взаимодействие между атомами не играет роли; атомы во флуктуонном кластере связаны силами косвенного взаимодействия, обусловленного локализованным электроном (см. *Автолокализация*).

В *магнитных полупроводниках* Ф. может быть связан с флуктуацией *намагниченности*, образуя ферромагн. область в парамагнетике или область повышенной намагниченности в ферромагнетике. При этом обобщенное взаимодействие электронов проводимости с электронами незанятых оболочек магн. атомов стремится повернуть спины магн. атомов параллельно (или антипараллельно) спине автолокализованного электрона; последний, в свою очередь, находится в эфф. поле, созданном ориентирован-

ними спинами и образующем потенц. яму, в к-рой он локализуется, переходя во флукуционное состояние.

Примером образования Ф. является также флукуационное возникновение вакансий в кристалле с широкой запрещённой зоной, сопровождающееся захватом электрона из зоны проводимости на вакансионный уровень в запрещённой зоне; если глубина залегания уровня под дном зоны проводимости превосходит свободную энергию образования вакансии, связанное состояние вакансий и электрона оказывается устойчивым.

Ф. термодинамически выгоден в ограниченной области темп-р, обычно не захватывающей низкие темп-ры. Переход большинства электронов во флукуционные состояния может происходить в узком интервале темп-р и проявляться в виде размытого электронного фазового перехода.

Образование Ф. облегчено в системах с легко изменяющимися внутр. параметрами, в к-рых возникновение флукуции не приводит к значит. возрастанию термодинамич. потенциала. Такая ситуация имеет место, напр., вблизи точки фазового перехода (см. *Фазы*).

Во внеш. электрич. поле на локализованный электрон действует сила, вызывающая поступат. движение электрона вместе с окружающей его областью изменённого параметра. Поэтому Ф. могут играть роль свободных носителей заряда. Обычно флукуционные состояния отделены от состояний зонных электронов потенц. барьером, так что Ф. могут фигурировать в качестве носителей заряда одновременно с зонными электронами. Ф. не обладают обычным механизмом подвижности, т. к. эфф. длина пробега Ф. меньше их радиуса. Движение Ф. сопровождается диффузией атомов или спинов либо вязким течением в среде. Поэтому подвижность Ф. нельзя рассчитать, решая кинетическое уравнение, а необходимо использовать подход, при к-ром вычисляется энергия, диссипирующая в среде при поступат. движении Ф. При значит. концентрациях носителей заряда может стать существенным взаимодействие Ф. друг с другом. Оно приводит к образованию флукуционных комплексов, содержащих два (бифлукутоны) и более электронов.

Переход электронов во флукуционные состояния может резко изменить все электронные свойства вещества (кинетиц., оптич., фотозлестрич.), магн. свойства полупроводников с нескомпенсир. спинами атомов, кинетику фазовых превращений, положение линий фазового равновесия и т. д.

Лит.: Кривоглаз М. А., Флукуционные состояния электронов, «УФН», 1973, т. 111, с. 617. Э. М. Этушев.

ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ (флюоресценция) (от назв. минерала флюорита, у к-рого Ф. впервые была обнаружена, и лат. *essent* — сущность, означающей слабое действие) — люминесценция, затухающая в течение короткого времени после прекращения возбуждения. Более длительная люминесценция наз. *фосфоресценцией*; такое разделение люминесценции устарело, приобрело условный смысл качеств. характеристики её длительности. Ф., как правило, — результат спонтанных квантовых переходов, поэтому её длительность определяется временем жизни возбуждённого состояния (в этом смысле в случае запрещённых квантовых переходов Ф. может иметь значит. длительность).

Ф. наблюдается в атомных и молекулярных газах. Ми. органич. вещества обладают Ф. в жидких и твёрдых растворах, а также в кристаллич. состоянии. Спектры Ф. её поляризация и кинетика связаны со структурой и симметрией центров свечения или молекул, характера их взаимодействия, зависят от концентрации растворов, вида возбуждения и т. д. Поэтому с помощью Ф. изучают структуру вещества и физ. процессы, происходящие в нём. Ф. используют в *люминесцентном анализе*, *цинтилляционных детекторах*, *дефектоскопии*, микробиологии, медицине, биофизике и т. д.

Лит. см. при ст. *Люминесценция*.

М. Д. Галант.

ФЛУОРОМЕТР — прибор для измерения времени τ затухания флюоресценции ($\tau \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с). Действие Ф. основано на том, что при модулированном с частотой ω фо-

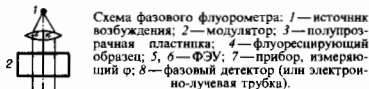
товозбуждении фазы флюоресценции отстаёт от фазы возбуждающего излучения на величину φ , зависящую от ω и τ . При экспоненциальном затухании флюоресценции и синусоидальном законе модуляции

$$\varphi = \arctg \omega \tau,$$

а амплитуды возбуждения A_0 и флюоресценции связаны соотношением

$$A_0 = A \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}.$$

Т. о., для определения τ измеряют либо φ (фазовые Ф., наиб. распространённые; см. рис.), либо отношение A_0/A .



Совр. приборы для измерения τ основаны на возбуждении флюоресценции импульсами пико- и фемтосекундной длительности и измерении хода затухания флюоресценции при помощи осциллографа или счётчика фотонов (см. *Фемтосекундная спектроскопия*). М. Д. Галант.

ФЛЮЕНС нейтронов — величина, равная отношению числа нейтронов, падающих за данный интервал времени на нек-рую поверхность, расположенную перпендикулярно направлению распространения нейтронного излучения, к площади этой поверхности. В случае диффузного поля нейтронов Ф. в нек-рой точке этого поля определяется отношением числа нейтронов, падающих за данный интервал времени на поверхность достаточно малой сферы с центром в рассматриваемой точке, к площади центрального сечения этой сферы (диаметр сферы меньше характерного масштаба неоднородностей поля). Размерность Ф. — нейтрон $\cdot \text{м}^{-2}$.

Применение этого термина для характеристики полей нейтронного излучения впервые было рекомендовано в 1959 Мсждународной комиссией по радиационным единицам и измерениям. Понятие Ф. используется в *активационном анализе* материалов. Наведённая активность к.-л. материала, при прочих равных условиях, пропорц. Ф. Зная Ф., вычисляя время облучения нейтронами, необходимо для получения заданной павёшенной активности вещества. Т. о., Ф. не является однозначной характеристикой нейтронного поля. Значение Ф. в рассматриваемой точке поля зависит не только от плотности потока нейтронов в этой точке поля, но и от выбранного интервала времени облучения. Фактически Ф. представляет собой интеграл по времени от плотности потока нейтронов. В этом неудобство предложенной характеристики нейтронного поля — Ф. Поэтому, наряду с Ф., применяют термин «мощность флюенса нейтронов», к-рый совпадает с термином «плотность потока частиц» с размерностью «частица $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ », широко используемым в ядерной физике. Для характеристики нейтронных полей иногда употребляют термины: «флюенс потока энергии нейтронов» и «мощность флюенса потока энергии нейтронов» с размерностями соответственно Дж $\cdot \text{м}^{-2}$ и Вт $\cdot \text{м}^{-2}$.

М. Ф. Юдин.

ФОГГА ЭФФЕКТ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся в возникновении *двойного лучепреломления* эл.-магн. волны (обычно света) при её распространении в твёрдых телах (напр., кристаллах) в направлении, перпендикулярном внеш. магн. полю, в к-ром находится тело. Этот эффект наз. также *Коттона — Мутона эффектом*, если свет распространяется в газе или жидкости, т. е. в среде со свободными молекулами, имеющими спонтанный или индуцированный магн. момент. Назван по имени В. Фогга (V. Voigt).

Ф. э. проявляется в том, что линейно поляризованное эл.-магн. излучение после прохождения слоя изотропного твёрдого вещества, помещённого в магн. поле, в направлении, перпендикулярном магн. полю, становится эллиптически поляризованным. Это обусловлено возникающей в магн. поле *оптической анизотропией* вещества с выделенным направлением вдоль магн. поля. Составляющие эл.-магн. волны, линейно поляризованные вдоль и поперёк магн. поля, имеют разную скорость распространения, поэтому при прохождении слоя вещества они приобретают разность фаз и выходящее из слоя излучение оказывается эллиптически поляризованным (обычно выбирают свет, линейно поляризованный под углом, близким к 45° относительно магн. поля). Фазовый сдвиг δ , определяющий параметры эллипса поляризации, пропорционален толщине слоя l и разности показателей преломления n_1 и n_2 для волн, поляризованных соответственно вдоль и поперёк магн. поля:

$$\delta = \frac{\omega l}{c} \operatorname{Re}(n_2 - n_1),$$

где c — скорость света, ω — частота эл.-магн. поля.

В общем случае оптически анизотропной среды величина δ выражается через компоненты тензора диэлектрич. проницаемости ϵ_{ik} . Для слабопоглощающей среды

$$\delta = \frac{\omega l}{2cn} \operatorname{Re}(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}),$$

где $n = \operatorname{Re}(n_1 + n_2)/2$, ось z направлена вдоль магн. поля, а ось x перпендикулярна направлению магн. поля и распространения эл.-магн. волны. Поскольку, в силу *Оуасера теоремы*, диагональные компоненты тензора ϵ_{ik} являются чёткими функциями напряжённости магн. поля, тем же свойством обладает и фазовый сдвиг δ , так что Ф. э., в отличие от линейного *Фарадея эффекта*, является квадратичным по магн. полю. В не очень сильных магн. полях величина $\delta = Vn^2$, где коэф. V зависит от частоты эл.-магн. поля и определяется механизмом взаимодействия излучения с твёрдым телом. Так, в ИК-области, где оптич. свойства кристалла определяются свободными носителями заряда,

$$V = \frac{2\pi e^4 N}{c^3 n^3 \omega^3},$$

где e , N и m — заряд, концентрация и эфф. масса носителей заряда.

Поскольку величина компоненты ϵ_{xx} зависит от направления магн. поля относительно кристаллографии осей кристалла, Ф. э. может быть анизотропным даже в оптически изотропных кристаллах. Напр., в кubic. полупроводниках с анизотропными изоэнергетич. поверхностями (n -Ge, n -Si) δ является анизотропной величиной, зависящей от ориентации магн. поля в кристалле. В то же время в кubic. полупроводниках со сферич. изоэнергетич. поверхностями (n -InSb, n -InAs) Ф. э. изотропен. Т. о., исследование Ф. э. даёт информацию о форме изоэнергетич. поверхностей в кubic. полупроводниках. Ф. э. используется также для определения эфф. массы носителей заряда.

В полупроводниках обычно $|n_1 - n_2| \lesssim 10^{-6} - 10^{-4}$ при $H \lesssim 10^5$ Э. Наиб. величины ($|n_1 - n_2| \sim 10^{-2}$) Ф. э. достигают в магнитоупорядоченных кристаллах (напр., ферромагнетиках), где он обусловлен не внеш. магн. полем, а спонтанной намагниченностью.

Лит.: Смоленский Г. А., Писарев Р. В., Сивий И. Г., Двойное преломление света в магнитоупорядоченных кристаллах, *УФН*, 1975, т. 116, с. 231; Сизов Ф. Ф., Угланов Ю. И., Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогга в применении к полупроводникам, К., 1979. *Э. М. Энштейн.*

ФОКА МЕТОД ФУНКЦИОНАЛОВ — особый способ формализации ур-ний *квантовой теории поля* и *квантовой теории многих частиц*, основанный на введении спец. функционального аргумента, носящего вспомогат. характер и по выполнению всех выкладок устремляемого к нулю. Соответствующие ур-ния имеют вид ур-ний в вариационных производных, и их явное решение может быть представлено в виде *функционального интеграла*. Совр. методы квантовой теории поля и квантовой теории мн. частиц представляют собой прямое развитие Ф. м. ф.

В своей первонач. форме Ф. м. ф. был основан на *Фока представлении* волновой ф-ции системы с перем. числом частиц через волновые ф-ции подпространств с фиксированным числом частиц $\Psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n)$, где k_i — совокупность всех переменных, характеризующих i -ую частицу. Введение функционального аргумента $\phi(k)$ позволяет построить *производящий функционал* для этих волновых ф-ций:

$$\Omega(\phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n! \sqrt{n!}} \int dk_1 \dots dk_n \Psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n) \phi(k_1) \dots \phi(k_n)$$

(для простоты рассматривается случай бозе-частиц). Амплитуда $\Psi^{(n)}$ может быть тогда получена из Ω путём вариационного дифференцирования:

$$\Psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \left. \frac{\delta^n \Omega(\phi)}{\delta \phi(k_1) \dots \delta \phi(k_n)} \right|_{\phi=0}.$$

Если $a(k)$ и $a^+(k)$ — операторы уничтожения и рождения, то состоянию $a^+(k)\Psi$ отвечает произвольный функционал $\alpha(k, \Omega)$. Соответствие из *перестановочных соотношений* $[a(k), a(k')] = \delta(k - k')$ следует, что состоянию $a(k)\Psi$ отвечает функционал $\delta\Omega/\delta\phi(k)$. Т. о., ур-ние Шрёдингера с гамма-функционалом $H(a^+(k), a(k))$, содержащим операторы рождения и уничтожения, в Ф. м. ф. имеет вид

$$\left[i \frac{\partial}{\partial t} - H(\phi(k), \delta\phi/\delta\phi(k)) \right] \Omega\{\phi\} = 0.$$

В случае ферми-частиц функциональный аргумент уже нельзя считать просто ф-цией; ему необходимо приписать операторные свойства антикоммутируемости с самим собой и с вариацией $\delta\phi(k)$. При этом, как и в случае бозе-поля, операторы рождения и уничтожения в гамма-функционале следует заменить соответственно через $\phi(k)$ и $\delta\phi/\delta\phi(k)$. Ур-ния Ф. м. ф. можно свести к бесконечной совокупности «зацепляющихся» ур-ний, связывающих между собой амплитуды с разным числом частиц.

В развиваемых вариантах функционального подхода в качестве функционального аргумента используют внеш. токи или внеш. поля, а в качестве самого функционала — вакуумное среднее матрицы рассеяния (в квантовой статистике — статистич. сумму), *Грина функции* и т. п.

Лит.: Фок В. А., Работы по квантовой теории поля, Л., 1957; Новожилов Ю. В., Тузуб А. В., Метод функционалов в квантовой теории поля, *УФН*, 1957, т. 61, с. 53; Fradkin E. S., Application of functional methods in quantum field theory and quantum statistics, *«Nucl. Phys.»*, 1963, v. 49, № 4, p. 624. *Д. А. Кирицкий.*

ФОКА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ — особый метод описания квантовой системы с переменным (или вообще неопределённым) числом частиц, использующий тем не менее конфигурац. пространство; применим для описания процессов испускания, поглощения частиц, внутр. структуры частиц (напр., протона, к-рый может быть с определ. вероятностью обнаружен в диссоциированном на нейтрон и π -мезон состоянии) и т. п. Наиб. употребительное представление (см. *Представлений теория*) в квантовой теории поля. В Ф. п. волновая ф-ция системы Ψ выражается через вол-

новые ф-ции, отвечающие подпространствам с определ. числами частиц (см. Фока пространство).

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi^{(0)} \\ \Psi^{(1)}(x_1) \\ \Psi^{(2)}(x_1, x_2) \\ \dots \\ \Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \end{pmatrix}$$

Здесь $\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$ — амплитуда вероятности обнаружить систему, состоящую из n частиц, расположенных в точках x_1, \dots, x_n . При действии на Ψ операторов рождения $\psi^+(x)$ и уничтожения $\psi(x)$ для бозе-частиц в каждой строчке Ψ происходит замена типа

$$\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \rightarrow \sqrt{n+1} \Psi^{(n+1)}(x, x_1, \dots, x_n)$$

и

$$\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \rightarrow$$

$$\rightarrow (1/\sqrt{n}) \sum_{k=1}^n \delta(x-x_k) \Psi^{(n-1)}(x_1, \dots, x_{k-1}, x_{k+1}, \dots, x_n)$$

(для ферми-частиц, кроме того, меняется знак). Соответственно выражаются в Ф. п. и операторы физ. величин, напр. гамильтониан. Ур-ние Шрёдингера в Ф. п. имеет вид системы зацепляющихся ур-ний для ф-ций $\Psi^{(0)}, \Psi^{(1)}, \dots$, каждое из к-рых аналогично обычному ур-нию Шрёдингера в конфигурац. пространстве соответствующего числа измерений.

Лит.: Fock V., Configuration space and Dirac's method of quantization, «Z. Phys.», 1932, Bd 75, N. 9—10, S. 622; Швeбep C., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963.

ФОКА ПРОСТРАНСТВО — в простейшем и чаще всего употребляемом случае — гильбертово пространство, состоящее из бесконечных последовательностей вида

$$F = \{f_0, f_1, \dots, f_n, \dots\}, \quad (1)$$

где $f_0 \in \mathbb{C}, f_1 \in L_2(\mathbb{R}^v, d^v x),$

$$f_n \in L_2^2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n)$$

или

$$f_n \in L_2^2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n), n=2, 3, \dots, v=1, 2, \dots,$$

причём

$$L_2^2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n) \text{ и } L_2^2((\mathbb{R}^v)^v, (d^v x)^v)$$

означает гильбертово пространство симметрических (соответственно антисимметрических) ф-ций от n переменных $x_1, \dots, x_n \in \mathbb{R}^v, n=2, 3, \dots$. Скалярное произведение двух последовательностей F и G вида (1) равно

$$(F, G) = f_0 \bar{g}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \int (f_n, g_n)_{L_2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n)}$$

В случае, когда последовательности F состоят из симметрических ф-ций, говорят о симметрическом (или бозе-ионе) Ф. п., а в случае последовательностей антисимметрических ф-ций Ф. п. наз. антисимметрическим (или фермионным). В таком простейшем случае Ф. п. были впервые введены В. А. Фоком в 1932.

В общем случае произвольного гильбертова пространства H Ф. п. $\Gamma^{\alpha}(H)$ (или $\Gamma^{\alpha}(H)$), построенным над H , наз. симметризованную (или антисимметризованную) тензорную экспоненту пространства H , т. е. пространства

$$\Gamma^{\alpha}(H) \equiv \text{Exp}_{\alpha} H = \bigoplus_{n=0}^{\infty} (H^{\otimes n})_{\alpha}, \alpha = s, a, \quad (2)$$

где знак \bigoplus означает прямую ортогональную сумму гильбертовых пространств, $(H^{\otimes 0})_{\alpha} = \mathbb{C}^1, (H^{\otimes n})_{\alpha} = H, \alpha = (H^{\otimes n})_{\alpha}, n > 1$ — симметризованную при $\alpha = s$ или антисимметризованную ($\alpha = a$) n -ую тензорную степень пространства H . В случае $H = L_2(\mathbb{R}^v, d^v x)$ определение (2) эквивалентно определению Ф. п., приведённому в начале статьи, если отождествить пространства $L_2^2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n)$ и $(L_2(\mathbb{R}^v, d^v x))^{\otimes n}$

так, что тензорному произведению

$$(f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha} \in (L_2(\mathbb{R}^v, d^v x))^{\otimes n}_{\alpha}$$

последовательности ф-ций

$$f_1, \dots, f_n \in L_2(\mathbb{R}^v, d^v x)$$

соответствует ф-ция

$$\frac{1}{\sqrt{n!}} \sum_{\sigma} (\pm 1)^{\text{sgn} \sigma} \prod_{i=1}^n f_{i(\sigma)} \in L_2^2((\mathbb{R}^v)^n, (d^v x)^n), \quad (3)$$

где суммирование происходит по всем перестановкам индексов $1, 2, \dots, n$, $\text{sgn} \sigma$ — чётность перестановки σ , а знак $+1$ или -1 в выражении (3) соответствует симметрическому или антисимметрическому случаю.

В квантовой механике Ф. п. $\Gamma^{\alpha}(H)$ или $\Gamma^{\alpha}(H)$ служат пространствами состояний квантовомеханич. системы, состоящей из произвольного (но конечного) числа одинаковых частиц, таких, что пространство состояний каждой отд. частицы является пространством H . При этом в зависимости от того, каким из Ф. н. — симметрическим или антисимметрическим — описывается эта система, сами частицы наз. бозонами или фермионами. Для любого $\alpha = 1, 2, \dots$, подпространство $\Gamma^{\alpha}(H) \equiv (H^{\otimes \alpha})_{\alpha} \subset \Gamma^{\alpha}(H), \alpha = s, a$, наз. n -частичным подпространством: его векторы описывают те состояния, в к-рых имеется ровно n частиц; единственный вектор $\Omega \in (H^{\otimes 0})_{\alpha} \subset \Gamma^{\alpha}(H), \alpha = s, a$ (в записи (1): $\Omega = \{1, 0, 0, \dots, 0, \dots\}$), называемый вакуумным вектором, описывает состояние системы, в к-ром нет ни одной частицы.

При изучении линейных операторов, действующих в Ф. п. $\Gamma^{\alpha}(H)$ и $\Gamma^{\alpha}(H)$, часто применяется спец. формализм, называемый методом вторичного квантования. Он основан на введении в каждом из пространств $\Gamma^{\alpha}(H), \alpha = s, a$, двух семейств линейных операторов: т. н. операторов уничтожения $\{a_{\alpha}(f), f \in H\}, \alpha = s, a$, и семейства сопряжённых им операторов $\{a_{\alpha}^*(f), f \in H\}$, называемых операторами рождения. Операторы уничтожения задаются как замыкания операторов, действующих на векторы

$$(f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha} \in \Gamma^{\alpha}(H), \alpha = s, a, \quad (4)$$

где $(f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha}$ — симметризованные (при $\alpha = s$) или антисимметризованные ($\alpha = a$) тензорные произведения последовательностей векторов $f_1, \dots, f_n \in H, n=1, 2, \dots$, по ф-лам

$$a_{\alpha}(f)(f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha} = \sum_{i=1}^n g_{\alpha}(f)(-1)^{i\theta} (f_i, f) \times \\ \times (f_1 \otimes \dots \otimes f_{i-1} \otimes f_{i+1} \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha}, \\ \alpha = s, a; a_{\alpha}(f)\Omega = 0,$$

где $g_{\alpha}(f) = 0$ и $g_{\alpha}(f) = i-1$. Операторы же рождения $a_{\alpha}^*(f)$ действуют на векторы (3) по ф-лам

$$a_{\alpha}^*(f)(f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha} = (f \otimes f_1 \otimes \dots \otimes f_n)_{\alpha}, \\ a_{\alpha}^*(f)\Omega = f.$$

При этом для любого $f \in H, a_{\alpha}(f): \Gamma^{\alpha}(H) \rightarrow \Gamma^{\alpha-1}(H), n=1, 2, \dots$ и $a_{\alpha}^*(f): \Gamma^{\alpha}(H) \rightarrow \Gamma^{\alpha+1}(H), n=0, 1, 2, \dots$, т. е. состояние ф-из. системы с n частицами операторами уничтожения $a_{\alpha}(f)$ переводится в состояние с $(n-1)$ -ой частицей, а операторами рождения $a_{\alpha}^*(f)$ — в состояние с $(n+1)$ -ой частицей.

Операторы рождения и уничтожения оказываются во мн. случаях удобной системой «образующих» в совокупности всех операторов (ограниченных и неограниченных), действующих в Ф. н. Представление таких операторов в виде суммы (конечной или бесконечной) операторов вида

$$a_{\alpha}^*(f_1) \dots a_{\alpha}^*(f_m) a_{\alpha}(g_1) \dots a_{\alpha}(g_n), \\ (f_1, \dots, f_m, g_1, \dots, g_n) \in H; n, m = 0, 1, 2, \dots,$$

т. н. нормальная форма оператора, и основанные на таком представлении способы действия с операторами (вычисление ф-ций от них, приведение операторов к к. н. «простейшему» виду, разл. приёмы аппроксимации и т. д.)

и составляющий содержание упомянутого выше формализма вторичного квантования (2).

Лит.: Fock V., Configuration space and Dirac's method of quantization, «Z. Phys.», 1932, Bd 75, N. 9—10, S. 622; Березин Ф. А., Мстол второго квантования, 2 изд., М., 1986; Малышев В. А., Миялоэ Р. А., Линейные операторы в бесконечночастичных системах, М., 1994. Р. А. Миакоэ.

ФОККЕРА — ПЛАНКА УРАВНЕНИЕ — ур-ние для функции распределения, содержащее первую производную по времени и дифференц. оператор (оператор Фоккера — Плана) второго порядка по координатам, импульсам и т. п. Впервые получено А. Эйнштейном в 1906 и М. Смолюховским (M. Smoluchowski) в 1913 при анализе броуновского движения; позднее А. Фоккер (A. Fokker) в 1914 и М. Планк (M. Planck) в 1917 получили аналогичное ур-ние в классич. и квантовых теориях вращения диполя в поле излучения, после чего ур-ние стало наз. Ф.—П. у.

В теории броуновского движения Ф.—П. у. записывается для ф-ции распределения $f(r, p, t)$ значений координаты r и импульса p броуновской частицы с массой M в жидкости или газе с темп-рой T в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{M} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{M} f + kT \frac{\partial f}{\partial p} \right),$$

где U — потенциал внеш. силы, ξ — коэф. трения, k — р-ый Дж. Кирквуд (J. Kirkwood) представил в виде

$$\xi = \frac{1}{kT} \int dt \langle F(t) \cdot F(0) \rangle,$$

где F — сила взаимодействия броуновской частицы с молекулами жидкости (газа), $\langle \dots \rangle$ — усреднение по фазовому пространству жидкости с равновесной ф-цией распределения Гиббса. Это выражение имеет форму ф-лы Кубо (1957, см. Кубо формулы), выражающей кинетич. коэффициенты через временные корреляц. ф-ции динамич. величин.

В 1990-х гг. термин «броуновское движение» применяется в гораздо более широком смысле — в кинетике физической, в статистич. гидродинамике, матем. теории стохастич. процессов; в этих областях также используют Ф.—П. у. (в теории стохастич. процессов оно наз. ур-нием Колмогорова). В физ. кинетике Ф.—П. у. получается из цепочки Боголюбова уравнений в приближении малости взаимодействия (малого параметра при потенциале взаимодействия) или малости отношения массы молекулы жидкости или газа к массе примесной частицы. Для достаточно разреженных систем, описываемых уравнением Больцмана, приведенное приближение также даёт Ф.—П. у. В этом случае интеграл столкновения Больцмана разлагается по параметру малости взаимодействия, что в низшем приближении даёт столкновительный оператор Фоккера — Плана. Такой подход используется в кинетике гравитирующих систем и плазмы, а также для описания разл. релаксационных процессов (внутр. степеней свободы молекул газа, электронов в твёрдом теле и др.).

Лит.: Эйнштейн А., Смолюховский М., Броуновское движение. Сб. статей, пер. с нем. и франц., М.—Л., 1936; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. А. Г. Башкиров.

ФОКОН — фокусирующий конус, полный зеркальный, либо стеклянный монолитный, либо волоконно-оптический, изготовленный из спечённых вместе конич. стеклянных нитей — световодов. Сердцевина каждой нити имеет более высокий показатель преломления, чем оболочка. Изображение, спроецированное на один торец Ф., переносится с соответствующим изменением масштаба на другой торец. Ф. могут служить концентраторами света в оптич. системах с малой угл. апертурой. Н. А. Валюс.

ФОКУС (от лат. focus — очаг, огонь) в оптике — точка, в к-рой пересекаются лучи первоначально параллельного светового пучка после прохождения через оптич. систему (или их продолжения, если система превращает параллельный пучок в расходящийся). Если лучи проходят параллельно оптич. оси системы, Ф. находится на этой оси; его называют главным Ф. В идеальной оптич. системе все Ф. расположены на плоскости, перпендикулярной оси системы и называемой фокальной плоскостью. В реальной системе Ф. могут располагаться на нек-рой ипш фокальной поверхности.

ФОКУСИРОВКА ЗВУКА — создание сходящихся акустич. волновых фронтов сферич. или цилиндрич. формы. Ф. з. основана на тех же физ. принципах, что и фокусировка световых волн: активная фокусирующая система — акустический концентратор — создаёт непосредственно сходящийся волновой фронт, пасивная — линза или зеркало — изменяет акустич. путь путн kL (k — волновое число, L — геом. длина пути) таким образом, что преобразует плоский или расходящийся фронт в сходящийся. Центр кривизны сходящегося волнового фронта наз. геом. фокусом, а точка, в к-рой концентрация энергии звуковых волн достигает макс. величини, наз. волновым фокусом. Для волновых фронтов, форма к-рых отличается от сферы или прямого кругового цилиндра, геом. и волновой фокусы не совпадают. Расстояние от фокуса до поверхности фокусирующей системы в направлении акустич. оси фронта наз. фокусным расстоянием f . В результате дифракции волн в фокусе образуется фокальное пятно или полоса. Для линзифокусных фронтов радиус фокального пятна или ширины фокальной полосы $r_0 = \beta(\lambda/f)$, где λ — длина волны, $K \approx f/\omega_m$ — радиус зрачка фронта, ω_m — угол раскрытия фронта, т. е. угол между акустич. осью фронта и его краем, а $\beta = 0,61$ для сферич. и $\beta = 0,5$ для цилиндрич. фронта.

Сходящиеся волновые фронты при Ф. з. характеризуются, как правило, неравномерным распределением амплитуды и отклонением формы фронта от идеальной сферы или цилиндра, т. н. абберацией. По сравнению с оптич. фокусировкой при фокусировке в акустике большую роль играет неравномерность амплитуды и меньшую — абберация, а также существ. роль игрант коэф. прохождения и коэф. поглощения в фокусирующих устройствах и окружающей их среде.

При Ф. з. осуществляется усиление звукового давления p , колебат. скоростн частиц u и интенсивности звука I . Соответствующие коэф. усиления K_p, K_u, K_I показывают, во сколько раз возросли величины p, u или I в фокусе по сравнению с их значениями на поверхности волнового фронта фокусирующей системы. Для сферич. фронта $K_p^2 = (f/\lambda) \sin(\omega_m/2)$, для цилиндрич. фронта $K_p^2 = \sqrt{f/\lambda} 2\omega_m$. В обоих случаях $K_I = K_p, K_u \approx K_p^2$.

Ф. з. используется в устройствах для получения звукового изображения в звуковизорах, акустич. микроскопе (см. Микроскопия акустическая) и т. п.; в устройствах для формирования заданной диаграммы направленности эл.-акустич. преобразователей, напр. в гидро- и рыболокаторах, в системах сканирования и т. п.; в устройствах для концентрации УЗ-энергии при использовании её в технол. процессах в УЗ-хирургии и т. п.

Лит.: Каневский И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977. И. Н. Каневский.

ФОКУСИРОВКА ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЕ — обеспечение устойчивости поперечного движения ускоренных заряд. частиц. Здесь речь идёт не о сведении пучка частиц в малое пятно, как понимают фокусировку в оптике, а об удержании пучка в определ. поперечных размерах при транспортировке на большие расстояния.

В процессе ускорения частицы проходят путь от неск. метров (в линейных ускорителях небольшой энергии) до $\sim 10^{13}$ м (в кольцевых ускорителях). Даже малые отклонения пуч. импульсов и координат частиц от расчётных значений могут привести к тому, что в процессе движения частицы выйдут за пределы рабочей области (напр., вакуумной камеры ускорителя) и погибнут при взаимодействии с окружающими препятствиями. К этому же могут привести действующие на частицы во время ускорения разл. возмущающие факторы (искажения вольтуевого и фокусирующего полей, рассеяние на газе в камере, внутрпучковые

распесня и т. д.). Поэтому необходимо, чтобы в процессе ускорения при отклонении частиц от опорной траектории (см. ниже) на них действовали возвращающие или, как принято говорить, фокусирующие силы.

Методы фокусировки. Существующая классификация методов Ф. ч. в у. Ф. отражает историю развития ускорителей и основывается на двух осн. признаках: типе фокусирующего эл.-магн. поля и его распределении вдоль опорной траектории. Иногда в названии метода Ф. используются и др. признаки: характер изменения поля во времени, тип фокусирующего устройства и т. д.

Ф. ч. в у. принято разделять на внешнюю, при к-рой фокусирующее поле создается внеш. устройствами, и коллективную, при к-рой для фокусировки используется коллективное поле, создаваемое частицами ускоряемого пучка или системы связанных пучков. В большинстве действующих ускорителей применяется внеш. Ф., к-рая подразделяется на магнитную Ф., производимую статическим или медленно меняющимся во времени магн. полем, электрическую Ф., высокочастотную Ф., осуществляемую ВЧ эл.-магн. полем, и пучковую Ф. с помощью потоков (пучков) сторонних частиц.

В зависимости от распределения поля вдоль опорной траектории можно выделить однородную Ф., при к-рой на частицы действуют пост. фокусирующие силы, и знакопеременную Ф., при к-рой чередуются фокусирующие и дефокусирующие участки. В циклич. ускорителях однородная Ф. осуществляется с помощью магн. поля с пост. градиентом. При этом бетатронные частоты (число поперечных колебаний на оборот) всегда оказываются меньше единицы, в связи с чем такую Ф. называют слабой. При Ф. магн. полем со знакопеременным градиентом бетатронные частоты могут значительно превышать единицу (до неск. десятков), такую Ф. называют сильной. Идея сильной Ф. была независимо высказана в работах Н. Кристоффилоса (N. Christophilos, 1950) и Э. Куранта (E. Courant), М. Ливингстона (M. Livingston) и Х. Снайдера (H. Snyder) в 1953.

Системы фокусировки и фокусирующие элементы. В реальных установках возможно одноврем. применение разл. методов Ф. Совокупность фокусирующих устройств наз. системой Ф., а сами эти устройства — фокусирующими элементами. В совр. фокусирующих системах ускорителей и накопителей высокой энергии чаще всего применяется Ф. магн. полем со знакопеременным градиентом, а наиб. распространенным фокусирующим элементом является электромагнитная квадрупольная линза, у к-рой индукция магн. поля линейно зависит от поперечных координат. Такие линзы могут быть как с т. и. тепловой обмоткой (рис. 1), так и со сверхпроводящей. Ли-

боды. Если же срез магнита направлен под углом к траектории, то возникает доплнит. краевая Ф. К числу типичных фокусирующих элементов относятся также электростатические квадрупольные линзы, соленоиды, электронные линзы и т. д.

Алгоритм анализа устойчивости. Несмотря на большое многообразие фокусирующих систем и элементов, исследование устойчивости поперечного движения во всех системах с внеш. Ф., как правило, проводится с помощью единого алгоритма. Сначала рассчитывается опорная траектория в идеальном вакууме и фокусирующем поле, затем выводятся ур-ния движения частиц в идеальном поле и исследуется устойчивость линейных поперечных колебаний частиц около этой траектории. Далее учитываются эффекты, связанные с линейными и нелинейными возмущениями ведущего и фокусирующего полей, а также коллективные эффекты, связанные с собств. эл.-магн. полем пучка.

Опорная траектория и натуральная система координат. В циклич. ускорителях в качестве опорной обычно выбирают траекторию равновесной частицы, импульс (энергия) к-рой соответствует величине (в данный момент времени) и распределению магн. поля. При этом магн. поле предполагается идеальным, т. е. считается, что оно имеет некую-ую априори заданную зависимость от координат и времени. Можно показать, что в синхротронах среди множества возможных траекторий равновесной частицы существует одна замкнутая траектория, к-рая наз. равновесной орбитой. В линейных ускорителях опорная траектория обычно совпадает с осью машины, а в кольцевых ускорителях она близка к ср. линии вакуумной камеры.

Анализ поперечного движения частиц сгустка, мало отклоняющихся от опорной траектории (на касательных частях), удобно вести в т. н. натуральной системе координат, в к-рой в качестве одной из координат используется длина s , отсчитываемая вдоль опорной траектории. Оси этой системы определяются сопровождающим трёхрядным к. м. т. е. единичными векторами внеш. нормаль $n(s)$, касательной $\tau(s)$ и бинормали $b(s)$, к-рые образуют правую тройку. Отклонение частицы от равновесной траектории в этой системе можно представить в виде

$$\Delta r(s) = x n(s) + z b(s),$$

где x и z — поперечные координаты частицы. Заметим, что в случае плоской орбиты с пост. кривизной натуральная система координат переходит в цилиндрич. систему. Если опорная траектория, как это обычно бывает, находится в горизонт. плоскости, то z определяет вертикальное, а x — радиальное отклонения от этой траектории. Для прямолинейной орбиты (линейный ускоритель) натуральная система координат совпадает с обычной декартовой системой.

Устойчивость линейных колебаний. При анализе устойчивости поперечных колебаний записанные в натуральной системе координат ур-ния движения прежде всего линеаризуются по переменным x, z, x', z' ($x' = dx/ds, z' = dz/ds$). Предполагая, что нет искажений ведущего и фокусирующего полей, и ограничимся наиб. распространенным случаем, когда продольное магн. поле отсутствует. Тогда ур-ния движения по двум поперечным степеням свободы разделяются и приводятся к виду

$$\frac{d^2x}{ds^2} + g_x(p, s)x = 0,$$

$$\frac{d^2z}{ds^2} + g_z(p, s)z = 0,$$

где $g_x(p, s)$ и $g_z(p, s)$ — нек-рые известные ф-ции, p — импульс частицы. Из-за медленности продольных колебаний (их период, как правило, много больше периода поперечных колебаний) при исследовании этих ур-ний обычно можно пренебречь зависимостью p от s и рассматривать импульс как пост. параметр.

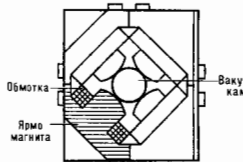


Рис. 1. Схематическое изображение электромагнитной квадрупольной линзы с «теплой» обмоткой.

нейность магн. поля в «теплых» линзах обеспечивается формой магн. полюсов, а в сверхпроводящих линзах — распределением токовосущих проводников. Иногда применяются линзы с пост. магнитам. К числу стандартных фокусирующих элементов относятся также секторные магниты с однородным полем. Если срез такого магнита перпендикулярен центр. траектории пучка, то магнит фокусирует только по одной (горизонтальной) степени сво-

Общее решение каждого из написанных линейных однородных ур-ний может быть записано в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = (M_z(s)) \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix}$$

и аналогично для $z(s)$ и $z'(s)$ (с заменой $M_z(s)$ на $M_x(s)$). Элементы матрицы передачи $M(s)$ для произвольной ф-ции $g(s)$ могут быть найдены численным интегрированием. Исследование устойчивости движения существенно упрощается для очень широкого класса периодич. систем, удовлетворяющих условию $g(s+L_0) = g(s)$, где L_0 — период системы (к этому классу относится фокусирующие системы почти всех кольцевых ускорителей и большей части линейных ускорителей). Для периодич. систем ур-ие поперечного движения превращается в *Хилла уравнение*, устойчивость решения к-рого определяется собственными значениями M -матрицы передачи периода. При выполнении условия

$$|\text{Sp } \tilde{M}| = |\tilde{M}_{11} + \tilde{M}_{22}| < 2$$

колебания устойчивы, а собствен. значения матрицы $\tilde{M}(s)$ равны $\exp(\pm i\mu)$ (где μ — нек-рое действит. число, определяющее сдвиг фазы колебаний на период структуры). Общее решение ур-ния Хилла выражается ф-лой

$$x(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \alpha],$$

где константы a и α определяются нач. значениями x и x' ; $\beta(s)$ — т.н. амплитудная ф-ция, зависящая от структуры системы, а фазовая переменная $\psi(s)$ определяется ур-нием

$$\dot{\psi}(s) = \int_0^s ds' / \beta(s').$$

Ф-ция $\beta(s)$ периодична (с периодом фокусирующей системы). Изменение $\psi(s)$ на длине орбиты, деленное на 2π , определяет число бетатронных колебаний на оборот. Траектория $x(s)$ на каждом периоде колебаний пересекается с косинусоидой траекторией, у к-рой фаза меняется на μ при прохождении элемента периодичности системы (рис. 2). Отсюда видно, что в устойчивой периодич. фоку-

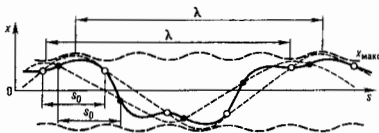


Рис. 2. Траектории произвольной частицы и огибающая пучка в системе фокусировки. В соответствующих точках эта траектория пересекается с косинусоидой (светлые штриховые линии) с длиной волны λ , амплитуда и фаза которой зависят от выбора начала отсчета (светлые и темные кружки). Огибающая траектории частицы пучка представлена жирной штриховой линией.

сирующей системе частица совершает «квазипериодические» колебания около положения равновесия. Число этих колебаний на длине оборота в циклич. ускорителе определяется ф-лой $\nu = mN/2\pi$, где N — число периодов фокусирующей системы на длине кольца.

Т.к. подобные колебания для простейшего случая $g(s) = \text{const}$ были впервые исследованы в бетатроне, то поперечные колебания частиц в циклич. ускорителях часто называют бетатронными, а параметр ν — бетатронной частотой (в англ. литературе — betatron tune). Матем. анализ показывает, что в системах со знакопеременной Φ при не слишком большой силе фокусирующих элементов ν пропорц. квадрату «силы» линз (произведению градиента поля на длину линзы). Т.е., знакопеременная Φ является Φ . второго порядка, в связи с чем при-

дится применять «силные» фокусирующие элементы (так, в одном из проектов в сверхпроводящих квадрупольных линзах ускорителя SSC градиент магн. поля должен был достигать 212 Тл/м).

Анализ поперечного движения может быть значительно упрощен, если удастся представить систему Φ в виде набора «усуочно-постоянных» элементов, для каждого из к-рых $g(s) = \text{const}$. В этом случае матрица передачи каждого из элементов может быть найдена в аналитич. форме, а матрица передачи системы является произведением матриц передачи отл. элементов.

В другом случае, когда колебания по x и z связаны друг с другом, общее решение линеаризованных ур-ний также может быть записано в матричной форме, но $M(s)$ превращается в квадратную матрицу четвертого ранга. Устойчивость движения по-прежнему определяется корнями характеристик. ур-ния для M .

Эмиттанс пучка и аксептанс фокусирующей системы. Решения ур-ний поперечного движения определяют эволюцию пучка в фазовом пространстве. Согласно *Лиувилля теореме*, в консервативной системе фазовый объем, занимаемый пучком в фазовом пространстве координат-импульсов, является интегралом движения. Для несвязанных поперечных колебаний одномерный фазовый объем определяется ф-лой $V_{\phi} = p \int dx dx'$, где интеграл вычисляется по области, занимаемой пучком. Параметр $\epsilon = \int dx dx'$ (обычно делённый на π) в теории ускорителей принято называть эмиттансом пучка.

В силу инвариантности фазового объема эмиттанс ϵ при ускорении пропорционален p^{-1} , что приводит к адiabатич. затуханию амплитуды бетатронных колебаний пропорционально $p^{-1/2}$. Поскольку каждый источник частиц характеризуется заданной величиной достижимой фазовой плотности, то для получения макс. интенсивности желательно пропускать через фокусирующую систему пучок с наиб. эмиттансом. Этот наиб. эмиттанс наз. аксептансом фокусирующей системы. Можно показать, что фокусирующая система пропускает макс. эмиттанс в случае «сгладова в н о г о» пучка, у к-рого макс. размер $x_{\text{max}}(s)$ всегда пропорционален $\sqrt{\beta(s)}$. Величина аксептанса фокусирующей системы ϵ равна мин. (по периоду системы) значению параметра $A^2(s)/\beta(s)$, где $A(s)$ — шертура канала.

Возмущения поля. Учет отклонений поля от идеального приобретает особо важное значение в системах с большой длиной проходного пути (в кольцевых ускорителях и коллайдерах) или в системах с очень малыми поперечными размерами и малым фазовым объемом пучка (в линейных электрон-позитронных коллайдерах). Исследование неидеальностей поля приводит к появлению малых доплонит. членов в правой части ур-ний движения. Аналитич. решение этих ур-ний может быть найдено с помощью теории возмущений. При этом решение линеаризованных ур-ний движения в идеальном магн. поле используется в качестве первого приближения. Анализ показывает, что в кольцевых ускорителях неидеальности поля приводят к расщеплению колебаний и возникновению поперечных резонансов. Общее условие резонанса имеет вид

$$k_x \nu_x + k_y \nu_y = n,$$

где k_x, k_y, n — целые числа. Параметр $m = |k_x| + |k_y|$ наз. порядком резонанса. Разрушающее действие на пучок, как правило, оказывают резонансы сравнительно низкого порядка ($m \leq 4$). Однако в нек-рых накопит. кольцах зарегистрированы динамич. эффекты, вызванные резонансами и более высоких порядков. Для предупреждения гибели частиц на резонансах необходимо правильно выбирать значения бетатронных частот ν_x, ν_y и соблюдать их постоянство в процессе ускорения. Кроме того, в состав фокусирующих систем часто включают секступольные и линзы для коррекции хроматических эффектов (зависимости частот бетатронных колебаний от отклонения импульса). В кольцевых ускорителях часто устанавливаются также спец. системы коррекции, позволяющие подавлять резонансные гармоники возмущений.

В линейных фокусирующих каналах действие возмущений поля не приводит к резонансным явлениям, но может вызвать значит. рост эммитанса и потери частиц. Для подавления этих явлений в таких каналах также применяются линейные и нелнейные корректирующие элементы.

Коллективные эффекты. В ускорителях и накопительных, работающих при больших интенсивностях, значит. влияние на устойчивость поперечного движения оказывают коллективные эффекты, связанные с собств. эл.-магн. полем пучка:

В кольцевых ускорителях и накопителях эл., связанные с собств. полем пучка, приводят к «кулоновским сдвигам» бетатронных частот, пропорциональным интенсивности циркулирующего пучка. В однопучковых системах силы кулоновского расталкивания частично компенсируются силами эл.-динамич. стягивания, поэтому значения кулоновских сдвигов пропорциональны γ^{-2} , где γ — релятивистский фактор. Т. о., эффекты, связанные с кулоновским сдвигом, играют существенную роль или в др. др. ускорителях как с нерелятивистской энергией, или в коллайдерах, в к-рых такая компенсация отсутствует. Допустимые значения кулоновских сдвигов определяются расстоянием до опасных резонансов бетатронных колебаний. Они, как правило, невелики [для др. др. ускорителей $\Delta\nu < 0,3$, для коллайдеров $\Delta\nu < (0,01—0,05)$]. Ввиду малости этих сдвигов ($\Delta\nu/\nu \ll 1$) их зависимость от интенсивности может быть вычислена с помощью теории возмущений.

Важным видом коллективных эффектов являются также когерентные неустойчивости, т. е. нарастающие во времени периодич. осцилляции ф-ции распределения частиц в фазовом пространстве или ее моментов. Для подавления этих неустойчивостей применяются спец. меры, включающие оптимизацию окружающих структур (с целью уменьшения наведенных пучком полей), демпфирование колебаний с помощью систем обратной связи, увеличение разброса пучка по частотам для стабилизации неустойчивостей (т. н. затуханием Ландау) и т. д.

В совр. линейных ускорителях и каналах транспортировки собств. поперечные силы соизмеримы с внешними. В этом случае анализ устойчивости поперечного движения, строго говоря, требует решения самосогласованной системы *Власова уравнений*. Система ур-ний Власова может быть исследована или с помощью численных методов, или с помощью упрощенных моделей, наиб. распространенной из к-рых являются самосогласованные ур-ния для гнб-ающей интенсивного пучка (уравнения Капчинского — Владимирского).

Коллективные методы фокусировки. Описанные выше приемы, основанные на поисках самосогласованного решения системы ур-ний Власова, применяются и для анализа коллективных методов Ф. частиц. Наиб. интересной из таких устойчивых систем (хотя и ее использование до сих пор ни в одной из действующих ускорит. установок) является самостабилизированный пучок Беннетта — Букдера. Этот пучок включает релятивистские электроны, вращающиеся в однородном магн. поле, и неподвижные ионы. Ф. ионов обеспечивается совокупным электр. полем электронов и ионов, а Ф. электронов — совокупным электр. и магн. полем электронов и электр. полем ионов. Условие устойчивости линейных колебаний в пучке Беннетта — Букдера имеет вид

$$n_+ > n_i > n_e / \gamma_e^2,$$

где n_+ — плотность электронов, n_i — плотность ионов.

Общий недостаток коллективных методов Ф. — зависимость частот поперечных колебаний от интенсивности ускоряемого пучка, а также трудность обеспечения устойчивости когерентных колебаний.

Лит.: Соугант Е. D., Snyder H. S., Theory of the alternating-current synchrotron, «Adv. Phys.», 1958, ч. 3, в. 1; Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Двинягу Д. Дж., Принципы работы циклических ускорителей, пер. с англ., 1963; Капчинский И. М., Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., 1966; Брук Г., Цикли-

ческие ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; Саранден В. П., Педерштейн Э. А., Коллективные ускорения ионов электронными кольцами, М., 1979; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, 2 изд., М., 1991.

Л. Г. Голыши, П. Р. Зенкевич

ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ оптической системы — расстояние от её гл. фокуса до ближайшей к нему гл. точки (см. *Кардинальные точки оптической системы*).

ФОН (от греч. *phōnē* — звук) — внесистемная единица измерения уровня громкости звука; равна уровню громкости звука, для к-рого уровень звукового давления равногром. со с ним звука чистого тона с частотой 1000 Гц равен 1 *decibelu* относительно давления $2 \cdot 10^{-5}$ Па.

ФОНОВОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — эл.-магн. излучение Вселенной, не искаженное ближайшими источниками (атмосферой Земли, излучением Галактики и т. п.). Именно Ф. к. и. должны были быть восприняты приборы с широким полем зрения, вынесенные в пространство между галактиками. К сожалению, такой эксперимент невозможен. Астрономы изучают Ф. к. и., используя наземные и внеатмосферные приборы. В связи с этим отделение фонового компонента от диффузного (рассеянного) излучения локальной и галактич. природы является трудной задачей.

Часть фоном наз. все помехи, затрудняющие выделение сигнала от дискретного объекта: собств. шумы прибора, отчёты рентг. счётчиков, вызванные наличием космич. лучей, диффузное излучение, попадающее в поле зрения прибора (в частности, это может быть и Ф. к. и. при наблюдении источников с малыми угл. размерами), и т. и. Следует подчеркнуть отличие Ф. к. и. от понятия фона в таком смысле.

Исследование Ф. к. и. представляет самостоят. интерес, т. к. оно несет информацию об излучении, заполняющем всю Вселенную, т. е. информацию о Вселенной в целом. Кроме того, Ф. к. и. может содержать излучение большого числа неразличимых в отдельности дискретных источников и измерение Ф. к. и. даёт некие оценки их свойств.

Исторически первой проблемой, связанной с Ф. к. и., была проблема яркости ночного неба в видимом диапазоне. В связи с ней был сформулирован простейший космологич. тест, вошедший в историю науки под назв. «парадокс Ольберса», или *фотометрический парадокс*: в бесконечной однородной стационарной Вселенной на любом луче зрения мы должны видеть поверхность звезды, т. е. всё небо должно иметь яркость, сравнимую с яркостью диска Солнца. Очевидно, что такая модель Вселенной находится в противоречии с нашим повседневным опытом — яркость ночного неба в видимом диапазоне весьма мала. Парадокс Ольберса разрешён в совр. эволюционных моделях Вселенной. Галактики родились ок. 10 млрд. лет назад, плотность чиста звезда во Вселенной столь мала, что на космологич. горизонте ($c t \sim 10^{10}$ см) доля её, покрываемая звёздами, ничтожно мала. Кроме того, излучение звёзд на больших расстояниях из-за красного смещения сдвигается в ИК-диапазон и не даёт вклада в наблюдаемую яркость неба в видимом диапазоне.

Точное знание яркости ночного неба (а точнее, оптич. Ф. к. и., интенсивности к-рого, как минимум, ещё в три раз меньше яркости ночного неба, гл. вклад в к-рую дают свечение атмосферы, зодиакальный свет и свет звёзд Галактики) накладывает жесткие ограничения на конкретные модели эволюции галактик, на продолжительность яркой фазы их эволюции на стадии «молодой галактики» и т. д.

Астрономов интересуют не только значение яркости неба в том или ином диапазоне длин волн эл.-магн. спектра, но и угл. флуктуации интенсивности фонового излучения. В изотропно расширяющейся Вселенной фоновое излучение должно быть изотропным: его интенсивность не должна зависеть от направления. Изотропия истинного фона облегчает его отделение от локальных источников диффузного излучения. В то же время если истинный фон является излучение дискретных источников, то на очень малых угл. размерах, когда в поле зрения прибо-

ра попадает в ср. порядка одного источника, интенсивность фона должна сильно флуктуировать при переходе от одной площади наблюдения на небе к другой. По этим флуктуациям можно судить о пространств. распределении источников, а также об их распределении по толкоти.

Анализ природы Ф. к. и показывает, что в большинстве диапазонов спектра его интенсивность определяется множеством далекими дискретными источниками излучения. В ряде диапазонов Ф. к. и не связано с дискретными источниками. Его существование является либо свойством Вселенной как целого (т. н. реликтовое излучение), либо следствием присутствия в межгалактич. пространстве излучающего вещества (горячий межгалактический газ, космические лучи).

На рис. 1 и в табл. приводятся данные об измерениях и оценках интенсивности Ф. к. и.



Рис. 1. Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной. Сплошная линия — результаты наблюдений, штриховая — теоретические оценки; I , в эрг ($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}^{-1}$).

Плотность энергии и числа фотонов фонового излучения в различных диапазонах

Диапазон	Плотность энергии излучения, эВ/см ³	Плотность числа фотонов, см ⁻³
Длинноволновое радиоизлучение	10^{-7}	1
Реликтовое радиоизлучение	0,25	400
Инфракрасный	10^{-2}	1
Оптический	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
Мягкий рентгеновский ($\epsilon < 1$ кэВ)	$10^{-4} - 10^{-5}$	$3 \cdot (10^{-7} - 10^{-8})$
Жесткий рентгеновский ($\epsilon > 1$ кэВ)	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-9}$
Мягкое γ -излучение ($\epsilon = 1 - 6$ МэВ)	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-11}
Жесткое γ -излучение ($\epsilon > 10$ МэВ)	10^{-5}	10^{-12}

Лишь в оптическом и радиодиапазонах наблюдения Ф. к. и. можно производить с поверхности Земли. Исследования в УФ-, рентг. и γ -диапазонах спектра стали возможны только благодаря успехам внеатмосферной астрономии.

Выделение Ф. к. и. на фоне излучения Галактики оказалось сложной задачей. На рис. 2 показано соотношение между диффузным излучением Галактики и Ф. к. и.

Радиодиапазон. Длинноволновое радиоизлучение ($\nu < 600$ МГц; $\lambda > 50$ см). Радиотелескопы принимают как Ф. к. и., так и синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвездной среде Галактики, что затрудняет выделение Ф. к. и. Синхротронное излучение Галактики крайне неравномерно распределено по небу. Интерес представляет область на небе с мин. яркостной температурой T_b равной 80 К на частоте 178 МГц. Ясно, что это верх. предел на яркостную темп-ру Ф. к. и. на этой

частоте. Выделить внегалактич. компонент можно лишь в том случае, если спектр излучения Галактики отличается от спектра Ф. к. и. К сожалению, они достаточно близки. Тщательный анализ показывает, что яркостная темп-ра фона на частоте 178 МГц близка к 30 К, а спектральный

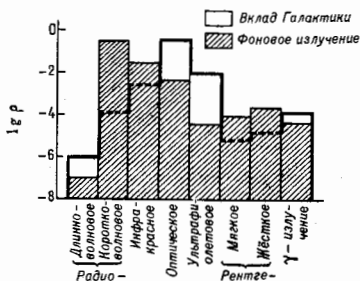


Рис. 2. Соотношение плотностей энергии фонового излучения Вселенной и диффузного излучения галактического происхождения; ρ в эВ/см³.

индекс совпадает со ср. спектральным индексом излучения радиогалактик $\alpha = 0,75$. Это позволяет найти яркостную темп-ру и интенсивность Ф. к. и. на любой длине волны в метровом диапазоне $T_b \approx 30 (\lambda/1,7 \text{ м})^{2,75}$ К, $I_s = 3 \cdot 10^{-19} (\lambda/1,7 \text{ м})^{0,75}$ эрг ($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}^{-1}$). Совпадение спектральных индексов Ф. к. и. и радиогалактик привело к предположению, что длинноволновое Ф. к. и. представляет собой совокупное излучение далеких мощных дискретных источников радиоизлучения: радиогалактик и квазаров. Однако наблюдаемая в окрестности нашей Галактики пространств. плотность радиогалактик и их радиосветимость (см. Светимость) оказались недостаточными для объяснения интенсивности Ф. к. и. В решении этого вопроса удалось продвинуть лишь после тщательных подсчетов слабых (и, следовательно, далеких) радиоисточников. Зависимость числа источников от потока оказалась существенно более крутой, чем ожидалось. Это говорит о том, что раньше, когда Вселенная была существенно моложе, мощных радиоисточников было намного больше, чем сейчас (точнее, было больше радиоисточников на данное число галактик). Имело место космологич. эволюция радиоисточников. Далекие мощные радиогалактики и квазары наблюдаются сегодня как слабые радиоисточники. Оказалось, что именно эти многочисл. источники определяют Ф. к. и. в области длинных радиоволн.

Микроволновое фоновое излучение ($6 \cdot 10^8 \text{ Гц} < \nu < 10^{12} \text{ Гц}$; $300 \text{ мкм} < \lambda < 50 \text{ см}$). Измерения в сантиметровой и миллиметровой областях длин волн, проводившиеся с 1965, привели к обнаружению изотропного излучения, имеющего спектр абсолютно черного тела и темп-ру ок. 2,7 К. Это открытие, по-видимому, наиб. важное в космологии со времени установления *Закона Хаббла*, подтвердило предложенную в 1948 Г. Гамовым *горячую Вселенную теорию*. Микроволновое Ф. к. и. дает гл. вклад в плотность энергии и концентрацию фотонов Ф. к. и. (подробнее см. *Микроволновое фоновое излучение*).

Инфракрасный диапазон ($10^{12} \text{ Гц} < \nu < 3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$; $1 \text{ мкм} < \lambda < 300 \text{ мкм}$). Для этого спектрального интервала определены лишь верх. пределы интенсивности Ф. к. и. Вообще, в ИК-диапазоне наблюдений очень мало, т. к. им сильно мешает поглощение и излучение молекул в верх. атмосфере (см. *Прозрачность земной атмосферы*). Наземные наблюдения в окнах прозрачности атмосферы возможны лишь при $\lambda < 25 \text{ мкм}$. Наблюдение же космич. объектов в интервале $25 \text{ мкм} < \lambda < 200 \text{ мкм}$ осуществляется

с ракет, баллонов и высотных самолётов. Со спутника «ИРАС» (США, Великобритания, Нидерланды) обнаружено ок. $2,5 \cdot 10^7$ ИК-источников. Готовится к запуску ряд др. ИК-обсерваторий на ИСЗ. Развитие техники наблюдений привело к обнаружению ИК-избытка в спектрах мн. дискретных источников. Значит, число галактик, объектов, включая некие типы звёзд, а также ряд планетарных и «инфракрасных» туманностей, оказались anomalously яркими в ближнем ($\lambda < 25$ мкм) ИК-диапазоне. В большинстве своём это холодные звёзды (конденсирующиеся протозвёзды и звёзды-гиганты) с темп-рой ≈ 2000 К или пылевые комплексы, переизлучающие УФ- и оптич. излучение радиожённых в них горячих звёзд. Но светимость всех этих объектов не слишком велика, и суммарное излучение источников такого типа в др. галактиках не может определять гл. вклад в Ф. к. и. Наблюдения внегалактич. источников привели к неожиданным результатам: ядра мн. активных галактик (см. *Ядра галактик*) и квазары излучают в ИК-диапазоне больше энергии, чем во всех других. Расчёты показали, что излучение именно этих объектов должно определять яркость неба в ИК-лучах. Ряд совр. моделей образования галактик предсказывает яркую фазу на стадии активного звездообразования в «молодой галактике». Если эта фаза была на достаточно ранней стадии эволюции Вселенной (при красных смещениях $z \approx 5-10$), то излучение этих объектов также должно давать вклад в Ф. к. и. в ИК-лучах.

Чувствительность совр. приборов недостаточна для непосредств. наблюдения инфракрасного Ф. к. и. На рис. 1, 2 и в таблицах приведены результаты теоретич. оценок суммарного излучения квазаров и ядер галактик, основанные на данных наблюдений ИК-излучения индивидуальных источников и данных об их плотности во Вселенной.

Видимый диапазон ($3 \cdot 10^{14}$ Гц $< \nu < 10^{15}$ Гц; $3000 \text{ \AA} < \lambda < < 1 \text{ мкм}$). Для выделения видимого Ф. к. и. из наблюдаемого диффузного излучения необходимо учесть излучение относительно близких источников: эмиссию атмосферы, *зодиакальный свет* (свет Солнца, рассеянный на межпланетной пыли), интегральный свет звёзд Галактики. Эмиссия атмосферы становится несущественной при наблюдениях за пределами земной атмосферы. При наземных наблюдениях для её исключения вводят поправку, основанную на исследованиях проникновения атмосферы под разными углами к зениту. Вклад зодиакального света можно в принципе учесть, запуская космич. аппараты перпендикулярно плоскости эклиптики на расстоянии ~ 1 а. е., т. е. в область, где практически нет межпланетной пыли. Другой, более доступный ныне путь состоит в использовании моделей свечения зодиакальной пыли, а также в наблюдениях видимого Ф. к. и. во френгоферовых линиях, где слабо излучение Солнца и поэтому ослаблен зодиакальный свет. Проводятся интенсивные исследования свойств зодиакального света с ракет и спутников с целью выделения видимого Ф. к. и. Третий фактор можно оценить по ф-ции светимости и пространств. распределению звёзд в Галактике. Этот фактор вносит гл. неопределённость при исследовании внегалактич. компонента оптич. свечения неба.

При наблюдениях с Земли не было найдено никаких следов изотропного видимого компонента Ф. к. и. Верх. предел оказался примерно в 100 раз меньше, чем полная наблюдаемая яркость неба в видимом диапазоне. Зная спектр излучения отд. галактик, их плотность в пространстве и расстояния до галактик, можно рассчитать их интегральное излучение. При этом оказывается, что гл. вклад в видимое Ф. к. и. дают норм. галактики (точнее, излучение входящих в них звёзд).

Следует также учесть, что если межгалактич. пространство заполнено звёздами, скоплениями звёзд или карликовым галактиками, то их практически невозможно обнаружить при совр. уровне техники наблюдений. В связи с этим вклад этих «светящихся» объектов в ср. плотность вещества во Вселенной неизвестен. Здесь оказываются полезными оценки верх. предела интенсивности Ф. к. и. в видимом диапазоне. Если у этих невидимых объектов отношение масса—светимость такое же, как и для галактик в сред-

нем, то, используя эксперим. данные, можно показать, что масса светящихся тел во Вселенной мала для того, чтобы Вселенная была замкнутой (см. *Космология*).

Ультрафиолетовый диапазон. Эта область спектра условно можно разделить на две части: первая доступна для наблюдений со спутников и ракет, вторая—принципиально недоступна для прямых наблюдений из Солнечной системы.

Диапазон, доступный для наблюдений (10^{15} Гц $< \nu < 3,3 \cdot 10^{15}$ Гц; $912 \text{ \AA} < \lambda < 3000 \text{ \AA}$). Яркость неба в УФ-области спектра определяется излучением горячих звёзд нашей Галактики. Очевидно, что чем выше темп-ра T поверхности звезды, тем больше испускает она фотонов в УФ-диапазоне. Число же звёзд, имеющих данную темп-ру, быстро падает с ростом T . Поэтому и суммарное излучение звёзд Галактики быстро падает с уменьшением длины волны. Так, согласно измерениям на космич. станциях «Веисера», интегральная светимость нашей Галактики (без учёта извещного вклада её ядра) в полосе 1225—1340 А оценивается в 10^{40} — 10^{41} эрг/с, что составляет лишь 10^{-3} — 10^{-4} её светимости в видимом диапазоне. Поэтому ожидалось, что выделить внегалактич. компонент в УФ-диапазоне будет легче, чем в видимом, и что он будет нести инфракрасно в осн. о незвёздных источниках—ядрах галактик, квазаров, межгалактич. газе. Правда, в доступный для наблюдений УФ-диапазон неонадет также мощное излучение, обусловленное переизлучением межпланетным водородом линии L_{α} солнечного происхождения. Однако это излучение можно исключить фильтрами. Несмотря на все попытки, выделить мсгалактич. УФ-излучение пока не удалось. Экспериментально установлены лишь верх. пределы его интенсивности (по минимуму наблюдаемой яркости неба и с точностью до вклада космич. лучей в отсчёты приборов).

По аналогии с нашей Галактикой естественно было предположить, что все норм. галактики мало излучают в УФ-лучах и что интенсивность этого компонента Ф. к. и. мала. Однако неожиданно большой поток УФ-излучения был обнаружен в области ядра галактики М31 (Туманность Андромеды) и от ряда др. галактик. Важными источниками Ф. к. и. в УФ-диапазоне спектра, согласно наблюдениям со специализир. спутников, должны являться квазары.

Изучение ультрафиолетового Ф. к. и. важно для определения кол-ва и свойств горячего межгалактич. газа, к-рый, возможно, определяет плотность вещества во Вселенной. В частности, в полосу 1225 А $< \lambda < 1340 \text{ \AA}$, выделяемую существующими фильтрами, попадает сдвинутая красным космологич. смещением линия излучения L_{α} самого распространённого во Вселенной элемента—водорода, если он находится на расстоянии, не превышающем 600 Мпк (при Хаббле постоянной $H = 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$). Отсутствие в спектрах далёких квазаров ($z \approx 2$) notable поглощения, соответствующей L_{α} , говорит о ничтожной плотности нейтрального межгалактич. водорода, т. е. о высокой степени ионизации межгалактич. газа $n_{\text{H}}/n_{\text{e}} \lesssim 3 \cdot 10^{-8}$, где n_{H} и n_{e} —число атомов водорода и протонов в 1 см³ межгалактич. пространства.

Диапазон, недоступный для прямых наблюдений ($3,3 \cdot 10^{15}$ Гц $< \nu < 3 \cdot 10^{16}$ Гц; $100 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$). Эта область спектра принципиально недоступна для прямых наблюдений из пределов Солнечной системы из-за поглощения фотонов УФ-излучения нейтральным межзвёздным водородом. Существует лишь косвенный метод оценки интенсивности ионизирующего Ф. к. и. Фоновое УФ-излучение должно создавать зоны ионизации водорода вокруг галактик, подобные зонам *НИ*, существующим вокруг горячих звёзд. Очевидно, если бы уровень фона был очень высок, то фотоны УФ-диапазона могли бы ионизовать весь межзвёздный газ. В действительности радионаблюдения в *радиолинии водорода 21 см* привели к обнаружению нейтрального газа далеко за оптич. границами галактик. Плотность водорода там крайне мала, и тот факт, что он не ионизован, говорит о малой интенсивности ультрафиолетового Ф. к. и., его верх. предел в 100 раз ниже, чем

в соседнем наблюдаемом диапазоне. Водород на периферии галактик оказался в 100 раз более чувствительным детектором, чем счётчики на спутниках и ракетах. Полученный предел не так уж низок: он соответствует 10 000 ионизирующих фотонов, падающих на 1 см² поверхности галактик в 1 с.

Рентгеновский диапазон ($3 \cdot 10^{16}$ Гц $< \nu < 10^{20}$ Гц; $0,01 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$; $100 \text{ эВ} < \epsilon < 0,5 \text{ МэВ}$). Наблюдения с ракет, спутников и баллонов показали, что излучение в классич. рентг. области ($\lambda = 10 \text{ \AA}$) в высокой степени изотропно, т. е. имеет всегадактич. природу. Лишь в области мягких рентг. лучей (для фотонов с энергией $\epsilon < 250 \text{ эВ}$) обнаруживается сильная зависимость интенсивности диффузного излучения от галактич. координат. Снектр рентг. Ф. к. н. оказался степенным. Исследования практически всего неба при помощи приборов на спутниках позволили оценить амплитуду ($< 3\%$) мелкомасштабных угл. флуктуаций рентг. Ф. к. и. Эти наблюдения важны для космологии: в принципе, наблюдения длинной аннизотропии рентг. фона позволяют уточнить скорость движения Солнечной системы относительно системы координат, в к-рой изотропно фоновое излучение, создаваемое далекими источниками. Наблюдения изотропии рентг. фона могут дать ценную информацию об однородности и изотропии Вселенной.

Главные источники рентг. Ф. к. и. до сих пор неизвестны. По-видимому, это ядра галактик, горячий межгалактич. газ в *скоплениях галактик* и квазары (обычные галактики дают не более 1% наблюдаемого рентг. фона). При глубоких обзорах ряда площадок неба с Эйнштейновской рентг. обсерватории (со спутника ХЕАО-Б, США, 1978) на каждом квадратном градусе было обнаружено до десятка рентг. источников. Их детальный анализ в оптич. диапазоне показал, что 20—30% из них — это квазары, 20—30% — далекие галактики, 20—30% — звезды нашей Галактики. Однако излучение этих объектов может обеспечить не более 50% интенсивности Ф. к. и. в рентг. диапазоне. Часть слабых рентг. источников не удаётся отождествить ни с оптическими, ни с радиообъектами. Планируются запуски рентг. спутников, к-рые должны будут снять карту всего неба в диапазоне от 0,5 до 1,5 кэВ и нанести на неё неск. сотен тыс. рентг. источников.

Просхождение рентг. Ф. к. и. может быть связано с рассеянием низкочастотных фотонов на релятивистских электронах космич. лучей (обратный *Комптона эффект*). При таком рассеянии энергия фотонов увеличивается во много раз и они попадают в рентг. диапазон. В ядрах галактик, по-видимому, эффективно многократное комптоновское рассеяние на тепловых электронах, приводящее к формированию жесткого рентг. излучения в горячей нерелятивистской максвелловской плазме. Другим важнейшим механизмом излучения рентг. фотонов является тормозное излучение горячего газа.

Гамма-диапазон ($\nu > 10^{20}$ Гц; $\epsilon > 0,5 \text{ МэВ}$). Как и рентг. излучение, γ -излучение может возникать при обратном эффекте Комптона и как тормозное излучение релятивистских электронов при их взаимодействии с газом. Помимо этого, γ -фотоны могут рождаться и в других процессах. К ним относятся прежде всего столкновения протонных космич. лучей с ядрами атомов межзвездной среды, приводящие к рождению π^0 -мезонов; аннигиляция протонов и антипротонов, сопровождающаяся рождением и последующим распадом π^0 -мезонов на два γ -фотона; кроме того, возбуждение нелепными частицами и последующее излучение ядер, аннигиляция электронов и позитронов. Т. к. сечения и вероятности всех этих процессов достаточно хорошо известны, теоретики заранее рассчитали ожидаемые потоки от дискретных источников γ -излучения, поток γ -излучения от илоскости нашей Галактики и оценили интенсивность фона γ -излучения.

Вселенная прозрачна для жесткого γ -излучения вплоть до значений красного смещения $z = 100$. Поэтому на наблюдаемой интенсивности Ф. к. и. можно сделать важный

вывод о кол-ве антивещества во Вселенной: маловероятно, чтобы антивещества во Вселенной было столько же, сколько вещества (см. *Барьонная асимметрия Вселенной*). Действительно, за время, соответствующее изменению z от 0 до 100 (за это время реликтовое излучение охлаждается примерно в 100 раз — от 300 К до 2,7 К), проникилировало не более одной миллионной доли вещества Вселенной. Иначе интенсивность фонового γ -излучения нашего преувелила бы наблюдаемую. Можно ожидать, что высокая проникающая способность γ -излучения делает γ -астрономию мощным орудием исследования эволюции Вселенной.

Лит.: Лонгвэйр М. С., Сюняев Р. А., Электромагнитное излучение во Вселенной, «УФН», 1971, т. 105, с. 41. Р. А. Сюняев.

ФОНОН — квант колебаний атомов кристаллич. решетки. Термин введен И. Е. Таммом по аналогии с квантом эл. магн. поля — *фотоном*. Рассмотрение колебаний кристаллич. решетки основано на *адиабатическом приближении*, в рамках к-рого совокупности её структурных элементов (атомов, молекул, ионов) можно приписать потенц. энерги, зависящую от координат ядер. Эта энергия разлагается в ряд по степеням малых смещений ядер из их положения равновесия. Обычно в кристаллах смещения атомов малы вплоть до темп-ры плавления. Поэтому можно ограничиться гармонич. приближением, т. е. в разложении энергии оставить только квадратичные по смещениям слагаемые.

В гармонич. приближении динамич. состоянии кристалла описывается совокупностью *нормальных колебаний* (волн). Каждое нормальное колебание определяется значением волнового вектора k , частота волны ω является ф-цией k . В кристалле, *элементарная ячейка* к-рого содержит g атомов, существует $3g$ типов рлд. нормальных колебаний, отличающихся друг от друга не только зависимостью $\omega(k)$, но и поляризацией колебаний (см. *Колебания кристаллической решетки*). В гармонич. приближении колебат. энергия кристалла — сумма энергий нормальных колебаний.

Каждому нормальному колебанию можно поставить во взаимно однозначное соответствие *осциллятор* с частотой ω . Тогда колебат. часть энергии кристалла равна сумме энергий осцилляторов:

$$E_{\text{кол}} = \sum \epsilon_{\text{осц}} \quad (1)$$

Согласно квантовой механике, энергия осциллятора квантуется:

$$\epsilon_{\text{осц}} = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) = \epsilon_0 + n \hbar \omega, \quad (2)$$

где $n=0, 1, 2, \dots$ — целые числа, а ϵ_0 — энергия *нулевых колебаний*. Согласно ф-ле Планка (см. *Планка закон излучения*), ср. энергия осциллятора при темп-ре T равна

$$\langle \epsilon_{\text{осц}} \rangle = \langle \epsilon_{\text{осц}} \rangle + \langle n \rangle \hbar \omega, \quad (3)$$

где

$$\langle n \rangle = (e^{\hbar \omega / kT} - 1)^{-1}. \quad (4)$$

Приведённые ф-лы позволяют ввести квазичастицы — Ф., считая, что n — число Ф. i -го сорта с квазиволновым вектором k . Квазимпульс p и энергия ϵ Ф. равны $p = \hbar k$, $\epsilon = \hbar \omega$, где k и ω — волновой вектор и частота соответствующей волны нормальных колебаний решетки. Скорость Ф. равна групповой скорости волны колебаний

$$v(k) = \frac{\partial \epsilon(p)}{\partial p} \equiv \frac{\partial \omega(k)}{\partial k} \quad (5)$$

Зависимость $\epsilon(p)$ наз. законом дисперсии Ф. Ср. число Ф. сорта i

$$\langle n_i \rangle = [\exp(\epsilon_i(p)/kT) - 1]^{-1} \quad (6)$$

можно трактовать как равновесную ф-цию распределения Ф. i -го сорта в импульсном p -пространстве. Она совпадает с ф-цией распределения Бозе — Эйнштейна с *химическим*

потенциалом $\mu=0$. Последнее означает, что Ф. являются бозонами. Равенство $\mu=0$ —следствие того, что число Ф. не сохраняется, а в равновесии зависит от тем-ры.

Среди Φ типов Ф. есть 3 типа акустич. Ф., энергия к-рых при $p \rightarrow 0$ линейно зависит от p :

$$\delta(\mathbf{p}) = c(\kappa)\mathbf{p}, \quad \kappa = \mathbf{p}/p. \quad (7)$$

Здесь c —скорость звука, зависящая от направления. Если $c > 1$, то $3c - 2$ типов Ф. соответствуют оптич. колебаниям кристалла. Макс. энергия Ф. порядка $k\Theta_D$, где Θ_D —Дебая температура.

Газ фононов. Колебат. часть энергии кристалла (отсчитанная от энергии нулевых колебаний) в гармонич. приближении равна сумме энергий Ф.:

$$\delta_{\text{взаим}} = \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\mathbf{r}} \sum_{\mathbf{s}} \delta_{\mathbf{r},\mathbf{s}}(\mathbf{p}) \quad (9)$$

(смещение по \mathbf{p} сводится к интегрированию по ячейке импульсного пространства, см. ниже). Соотношение (8) означает, что колебат. состояние кристалла в гармонич. приближении может быть представлено в идеальном газе Ф.

Согласно ф-ле (6), при $T=0$ К Ф. в кристалле отсутствуют. При $T \ll \Theta_D$ их число N_Φ пропорц. T^3 , а при $T \gg \Theta_D$ линейно растёт с темп-рой:

$$N_\Phi \sim \begin{cases} N(T/\Theta_D)^3, & T \ll \Theta_D \\ N(T/\Theta_D), & T \gg \Theta_D \end{cases} \quad (10)$$

Здесь N —число ячеек кристалла. Из соотношений (10) видно, что даже при сверхнизких темп-рах (~ 1 К) число Ф. в 1 см^3 огромно (при $\Theta_D \approx 100$ К $N_\Phi \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$; при $\Theta_D \sim 1$ К $N_\Phi \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$). При $T > \Theta_D$ число Ф. превышает число ячеек кристалла N . При $T \ll \Theta_D$ практически все Ф. являются акустическими, число оптич. Ф. экспоненциально мало. Неидеальность газа Ф. тем меньше, чем ниже темп-ра.

При $T \geq 300$ К в газе Ф. содержится большая часть тепловой энергии кристалла. Гармония. представление достаточно для объяснения *Дюлонга* и *Пти закона*, к-рым является следствием линейного роста числа Ф. с повышением темп-ры. В твёрдых телах, где Ф.—единств. квазичастицы, существующие при $T \ll \Theta_D$, резкое уменьшение их числа с падением темп-ры приводит к явлениям *теплоёмкости*.

Взаимодействия фононов. Ангармонизм колебаний означает существование взаимодействия между Ф., в процессе к-рого Ф. могут возникать, аннигилировать и рассеиваться друг на друге с изменением частоты и поляризации. При этом суммарные энергия и квазиимпульс сохраняются (последний с точностью до вектора *обратной решётки*).

Взаимодействие между Ф. позволяет объяснить тепловое расширение твёрдых тел, различие в величинах и в температурном изменении уд. теплоёмкостей при пост. давлении (c_p) и пост. объёме (c_v), зависимость упругих постоянных (см. *Модули упругости*) от темп-ры и давления.

Взаимодействие Ф.—осн. механизм, посредством к-рого распределение Ф. может быть приведено в состояние термодинамич. равновесия. Взаимодействие Ф. играет важную роль в определении времени жизни Ф. т. Оно существенно зависит от темп-ры, резко уменьшаясь с повышением T , что приводит к возрастанию неидеальности газа Ф.

Ф. взаимодействуют не только друг с другом, но и с др. квазичастицами: с *электронами проводимости* в металлах и полупроводниках, с *магнонами* в магнитно-упорядоченных средах (см. *Спиновые волны*). Испускание и поглощение Ф. электронами—осн. механизм электрич. сопротивления металлов и полупроводников (см. *Рассеяние носителей заряда*, *Электрон-фононное взаимодействие*). Обмен электронами Ф. приводит к притяжению электронов друг к другу и, в свою очередь, к образованию куперовских пар (см. *Купера эффект*)—осн. носителей сверхпроводящего сверхпроводящего тока (см. *Сверхпроводимость*).

Взаимодействие магнонов с Ф. (их рассеяние и взаимопревращение)—одна из причин *релаксации магнитной*.

Оно определяет ширины магн. резонансов (см. *Антиферромагнитный резонанс*, *Ферромагнитный резонанс*); резонансное взаимодействие между фононом и магноном—причина т.н. ферроакустического резонанса.

В релакц. процессах в твёрдых телах Ф. обычно служат источником для энергии и квазиимпульса, запасённых ансамблями др. квазичастиц (в частности, электронами). Ф. играют роль внутр. термостаба. Как правило, именно е помощью Ф. осуществляется связь всех квазичастиц твёрдого тела с окружающей средой. Сравнительно слабая связь Ф. с др. квазичастицами (с электронами, магнонами) может привести к отрыву темп-ры последних (напр., электронной темп-ры) от темп-ры кристаллич. решётки, т.е. газа Ф. (см., напр., *Горячие электроны*).

Ф. упруго рассеиваются на дефектах кристаллич. решётки (*вакансиях*, *междоузлиях*, *дислокациях*, границах кристаллов, границах образца).

Плотность состояний фононов. Для описания термодинамич. свойств кристалла в гармонич. приближении достаточно знать число состояний Ф. в интервале энергий δ , $\delta + d\delta$, т.е. плотность состояний:

$$v(\delta) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{\mathbf{p}} \int_{\mathbf{p}} \frac{dS_{\mathbf{p}}}{v_{\mathbf{p}}(\mathbf{p})} \quad (11)$$

Здесь V —объём кристалла, $v = d\delta/dp$ —скорость Ф.; интегрирование ведётся по изоповерхности. Поверхности $\delta(\mathbf{p}) = \text{const}$, $dS_{\mathbf{p}}$ —элемент этой поверхности. Благодаря обращению в нек-рых точках импульсного пространства скорости v в ноль плотность состояний имеет особенность при нек-рых изолированных (критич.) значениях энергии δ , в к-рых ф-ция $v(\delta)$ непрерывна, а её производные испытывают скачок (см. *Ван Хова особенность*).

Непосредств. расчёт фононного спектра—сложная задача, требующая подробного знания сил, действующих между атомами (см. *Межатомное взаимодействие*). Определение $v(\delta)$ вносит дополнит. трудности. Поэтому обычно плотность состояний моделируют простыми ф-циями, соответствующими простейшим моделям колебаний кристаллич. решётки—Дебая (см. *Дебая теория*) и Эйнштейна.

Экспериментальные методы определения закона дисперсии Ф. $\delta(\mathbf{p})$ основаны на взаимодействии Ф. с нейтральными частицами (фотонами и нейтронами). Поглощение ИК-фотонов кристаллами, как правило, означает резонансное превращение фотона в оптич. Ф. Т.к. импульс фотона очень мал, то по поглощению ИК-фотонов можно определить энергию оптич. Ф. с импульсом, близким к нулю. Неурогное рассеяние световых фотонов (см. *Мандельштама—Бриллюэна рассеяние*), как и *неурогное рассеяние нейтронов* в кристаллах, связано с рождением и поглощением Ф.

Определению законов дисперсии акустич. Ф. способствует явление фокусировки фононов (см. также *Баллистические фононы*).

Заключение. Концепция Ф. (как и др. квазичастиц) помогает описать мн. свойства твёрдых тел, используя представления кинич. теории газов. Так, решёточная *теплопроводность* кристаллов для неметаллов—это теплопроводность газа Ф., длина свободного пробега к-рых ограничена фонон-фононным взаимодействием, а также дефектами кристаллич. решётки при низких темп-рах (границах образца). *Поглощение звука* в кристаллич. диэлектриках—результат взаимодействия звуковой волны с теньюнами Ф. В аморфных (в т.ч. стеклообразных) телах Ф. удаётся ввести только для длинноволновых акустич. колебаний, мало чувствительных к взаимному расщеплению атомов и допускающих континуальное описание твёрдого тела (см. *Упругости теория*).

Ф. наз. также квазичастицы, соответствующие элементарным возбуждениям в сверхтекучем гелии, описывающие колебат. движение квантовой жидкости (см. *Сверхтекучесть*). Ф. в Не характеризуются импульсом (а не квазиимпульсом), т.к. они описывают возбуждённое состояние однородной изотропной среды (см. также *Потон*).

Лит.: Займай Дж. М., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Косевич А. М., Основы механики кристаллической решетки, М., 1972; Рейсленд Дж., Физика фононов, пер. с англ., М., 1975; Маделинг О., Теория твердого тела, пер. с нем., М., 1980; Бетгер Х., Принципы динамической теории решетки, пер. с англ., М., 1986. М. И. Каганов.

ФОНОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — см. в статьях *Динамика кристаллической решетки*, *Фонон*.

ФОНТАНИРОВАНИЯ ЭФФЕКТ — см. *Термомеханический эффект*.

ФОРБУША ЭФФЕКТ — понижение интенсивности галактич. космических лучей в Солнечной системе, обусловленное выбросом вещества из Солнца (связанным со вспышкой на Солнце, зрительным протуберанцем или исчезающим волоком). Макс. понижение интенсивности относительно ср. уровня достигает 30% у поверхности Земли и 50% в межпланетном пространстве. Характерная длительность явления вблизи Земли — неск. суток. Эффект впервые замечен С. Форбушем (S. Forbush) в 1937. В результате выброса из Солнца увеличивается плотность плазмы солнечного ветра и, следовательно, напряженность вмороженного в плазму магн. поля, что и приводит к доп. рассеянию (экранированию) галактич. космич. лучей.

ФОРМФАКТОР в теории элементарных частиц — ф-ция, описывающая влияние протяженности частицы на ее взаимодействие с др. частицами и полями. Термин «Ф.» заимствован из теории рассеяния рентг. лучей (см. *Атомный фактор*), а его применение основано на наглядном представлении о том, что, напр., протон проводит часть времени в виртуальном состоянии «нейтрон + π^+ мезон». Поэтому его заряд оказывается «размазанным» по нек-рой плотности $e(r)$. Тогда, напр., амплитуда рассеяния электрона на таком размазанном протоне отличается от амплитуды рассеяния на точечном протоне множителем, называемом Ф. протона:

$$F(q) = \int \rho(r) \exp(iqr) dV,$$

где q — передаваемый при рассеянии импульс.

В последств. релятивистской локальной теории реального размазывание невозможно, а строгий смысл термина Ф. в ней определяется следующим образом. Плотность энергии взаимодействия эл.-магн. поля, описываемого 4-потенциалом $A_\mu(x)$, со свободным фермионом, волновая ф-ция χ -рото $\psi(x)$, имеет вид

$$H(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\Psi(x)A_\mu(x) \equiv \bar{\psi}A_\mu\psi(x),$$

где γ^μ — *Дирака матрицы*, черта означает дираковское сопряжение, а $\bar{\psi}$ наз. *электромагнитным током* свободных фермионов. Но само взаимодействие меняет оператор тока $\bar{\psi}$. Матричный элемент эл.-магн. тока взаимодействующего протона, взятый между состояниями реального протона с 4-импульсами p и p' , с учётом релятивистской инвариантности, *Дирака уравнения* и сохранения заряда, в общем случае можно записать в виде

$$\langle p' | j^\mu(0) | p \rangle = (4p^0 p'^0)^{-1/2} u(p') \gamma^\mu F_1(q^2) + + i\sigma^{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2) u(p),$$

где $q = p - p'$, $\sigma^{\mu\nu} = (i/2)(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$. Входящие сюда ф-ции $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ наз. *электрич.* и *магн.* Ф. протона; о них заранее можно утверждать лишь то, что в предель $q \rightarrow 0$, для длинных волн или малых передаваемых импульсов, $F_1(0) = e$, где e — наблюдаемый заряд, а $F_2(0) = \mu$, где μ — полный магн. момент протона. Для свободной частицы $F_1(q^2) \equiv e$, а $F_2(q^2) \equiv \mu_0$, где μ_0 — «нормальный» магн. момент дираковской частицы с зарядом e , $\mu_0 = eh/2mc$. В системе координат, где $q_0 = 0$, выражения $p_{1,2} = (2\pi)^{-3} \int dq \exp(iqr) F_{1,2}(-q^2)$ можно считать пространств. распределениями соответственно заряда и магн. момента взаимодействующей частицы. Благодаря Ф. F_1 и F_2 взаимодействующий протон выглядит протяжённым; однако нельзя говорить о реальном физ. размазывании протона, поскольку взаимодействующий ток остаётся локальным оператором и условие *микрореприности* не нарушается. Аналогично эл.-магн. Ф. F_1 и F_2 можно ввес-

ти мезонные Ф. нуклона, описывающие соответствующий эффект при взаимодействии реального нуклона с мезонным полем, и др. Ф.

В *нелокальной квантовой теории поля* Ф. описывает реальное размазывание частицы. В этом случае плотность энергии взаимодействия фермиона с эл.-магн. полем записывается в виде

$$H(x) = ie \int d^4y d^2z F(x, y, z) \Psi(y) \gamma^\mu \Psi(z) A_\mu(x) = j^\mu(x) A_\mu(x).$$

Релятивистская инвариантная ф-ция $F(x, y, z) = = \int [C(x-y), (x-z)]$ наз. Ф. в x -представлении, а её фурье-образ

$$\tilde{f}(p, q) = \int d^4x d^4y f(x, y) \exp(-ipx - iqy)$$

наз. Ф. в p -представлении, или обрезаемым множителем. Благодаря Ф. взаимодействие размазано по всей области, где $F(x, y, z) \neq 0$. С одной стороны, это приводит к нарушению микрореприности, с другой — подходящий выбор убывания $\tilde{f}(p, q)$ при больших значениях q аргументов позволяет устранить *ультрафиолетовые расходимости*, присущие локальной теории. Для точечного взаимодействия

$$F(x, y, z) = \delta^4(x-y)\delta^4(x-z), \quad \tilde{f}(p, q) \equiv 1,$$

а ток $j^\mu(x)$ превращается в $j\delta^\mu(x)$ — ток свободных частиц в локальной теории. В. П. Павлов.

ФОСФОР (лат. phosphorus, от греч. phosphoros, букв. — светозащитный), Р — хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 15, ат. масса 30,97376. В природе представлен одним ^{31}P . Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2 3p^3$. Энергии последоват. ионизаций 10,486; 19,76; 30,16; 51,36 и 65,02 эВ. Сросток к электрону 0,8 эВ. Радиус атома Р 134, ионов P^{2-} ; P^{3+} соответственно 186; 44 и 35 пм. Значение электроотрицательности 2,1.

Ф. — типичный неметалл. Известно неск. его аллотропных модификаций, наиб. важны белый (его иногда наз. желтым), красный и чёрный Ф. При условиях, близких к нормальным, стабилен чёрный Ф., однако в этих условиях довольно длит. время могут существовать белый и красный Ф. (вследствие низкой скорости фазовых переходов).

Белый Ф. состоит из молекул P_4 . При темп-рах выше $-76,9^\circ\text{C}$ устойчива α -модификация белого Ф. с параметром кубич. решётки $a = 1,851$ нм, а при более низких темп-рах и давлениях 12 ГПа и выше устойчива β -модификация с параметром кубич. решётки $a = 0,2377$ нм. При нагревании без доступа воздуха до 250–300 $^\circ\text{C}$ белый Ф. превращается в полимерный красный Ф. (цвет варьирует от олово до кирпичного в зависимости от условий перехода). Можно получить и кристаллич. красный Ф., напр. его кристаллизацией из расплава в свинец (т. н. фосфор Гитторфа). При 200–220 $^\circ\text{C}$ и давлениях 1,2–1,7 ГПа белый Ф. переходит в чёрный, имеющий ромбич. решётку с параметрами $a = 331$ пм, $b = 438$ пм и $c = 1050$ пм. Структура чёрного Ф. напоминает слоистую структуру графита. Белый и красный Ф. — диэлектрики, чёрный — полупроводник (при 25 $^\circ\text{C}$ ширина запрещённой зоны 0,33 эВ).

Белый Ф. (α -модификация) — серое или жёлтое воскообразное вещество, к-рое люминисцирует в процессе медленного окисления на воздухе (светится в темноте). Плотн. 1,828 г/дм 3 , $t_{\text{пл}} = 44,14^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 257^\circ\text{C}$ (по др. данным, 280,5 $^\circ\text{C}$). Уд. теплотёмкость $c_p = 23,8$ Дж/(моль \cdot К), теплота плавления 0,66 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление белого Ф. 1540 МОм \cdot м. Диамагнитен, магн. восприимчивость $\chi = -0,86 \cdot 10^{-9}$. Белый Ф. самовосламеняется при 44 $^\circ\text{C}$; при его горении образуется густой белый дым, а сам Ф. разбрызгивается. Поэтому его хранят под слоем воды (в воде он не растворяется, хорошо растворим в сероуглероде, слабо — в спирте, бензоле и др.).

Плотность красного Ф. 2,0–2,4 г/дм 3 . При обычных давлениях и нагревании не плавится, а сублимирует (в газовой фазе состоит из молекул P_4); при давлениях в неск. МПа и темп-рах 585–610 $^\circ\text{C}$ плавится. Красный Ф. нерастворим в воде и органич. растворителях. Плотность чёр-

ного Φ , 2,70 кг/дм³, его уд. электр. сопротивление 15 Ом·м.

Химически наиболее активен белый Φ , красный и особенно чёрный Φ имеют низкую хим. активность. Φ обычно проявляет степени окисления -3, +3 и +5 (наиб. устойчивы). При окислении на воздухе образуется белый снегообразный оксид P_2O_5 , являющийся хорошим влагопоглодителем. Со мн. металлами Φ образует фосфиды. Входит в состав мн. биологически важных соединений (АТФ, аденозинтрифосфорной к-ты, фосфопротенинов и др.).

Φ используют для легирования сталей. Фосфиды индия, галлия и др.—полупроводниковые материалы. Красный Φ неядовит (применяется в производстве спичек и для др. целей), белый Φ —высокотоксичен. Для удаления остатков белого Φ используют водный раствор медного купороса $CuSO_4$. В качестве радиоакт. индикатора применяют β -радиоактивный ^{32}P ($T_{1/2}=14,29$ сут.). С. С. Бердосюс.

ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ—*люминесценция*, продолжающаяся длит. время после прекращения возбуждения (в отличие от *флуоресценции*). Φ может длиться неск. часов и даже суток, а иногда неск. мкс.

Φ кристаллофосфоров возникает при рекомбинации электронов и дырок, образовавшихся в процессе возбуждения кристаллофосфора. Затягивание послесвечения связано с захватом электронов (или дырок) разл. ловушками (см. рис. 3 в ст. *Люминесценция*), из к-рых они могут освободиться, лишь получив доп. энергию. Φ сложных органич. молекул связан с пребыванием их в метастабильном состоянии.

Яркость Φ органич. молекул обычно уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Закон затухания яркости Φ кристаллофосфоров сложен, в нек-рых случаях он приближительно описывается Φ -лей Беккера: $V = V_0/(1+at)^n$ (где V_0 —нач. яркость; t —время, прошедшее после прекращения возбуждения; a и n —постоянные). Повышение темп-ры кристаллофосфоров, как правило, ускоряет затухание Φ (см. *Тяжелые люминесценции*).

Лит. см. при ст. *Люминесценция*. М. Д. Гаванич.

ФОСФОРОСКОП—прибор для измерения времени затухания Φ *фосфоресценции* ($\tau \sim 10^{-1} - 10^{-7}$ с). Для измерения $\tau > 10^{-7}$ с развёртку затухания по времени можно производить механически. В однодисковом Φ исследуемое вещество наносит на край вращающегося диска и возбуждают его определ. узкий участок. Измеряя интенсивность послесвечения на разных угл. расстояниях от места возбуждения, определяют закон затухания фосфоресценции. В двухдисковом Φ люминесцирующее вещество помещают между насаженными на одну ось дисками с прорезями. Прорези одного диска смещены относительно прорезей другого на определ. угол, люминофор размещён против одного из отверстий первого диска, послесвечение наблюдается через прорези второго. Меняя угол между отверстиями дисков и скорость их вращения, можно измерять интенсивность послесвечения через разные промежутки времени после прекращения возбуждения.

Ныне для измерения τ чаще применяют фотозащелки. методы развёртки, сочетаемые с импульсным возбуждением. В таких Φ в качестве приёмника послесвечения используют ФЭУ, ток с к-рого может подаваться на осциллограф.

М. Д. Гаванич.

ФОТ (от греч. $\rho\eta\acute{o}s$, род. падеж $\rho\eta\acute{o}t\acute{o}s$ —свет) (Φ)—устаревшая единица освещённости; равна освещённости поверхности в 1 см² при нормально падающем световом потоке в 1 люмен. 1 $\Phi = 10^4$ люксам.

ФОТИНО—гипотеза, истинно нейтральная частица со спином 1/2, фермионный партнёр фотона но калибровочного супермультиплету в $N=1$ суперсимметрии. При нарушении суперсимметрии Φ приобретает конечную массу.

Лит.: Висоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц—физика для ускорителей нового поколения, «УФН», 1985, т. 146, с. 591.

ФОТОАКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ—метод получения спектров оптич. излучения в веществах, находящихся в разл. агрегатных состояниях. Основан на оптич. генерации звука (см. *Фотоакустические явления*).

ФОТОАКУСТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ—возникновение звуковых волн в среде под действием оптич. излучения. Осн. механизмы Φ я. связаны с фототермич. эффектом, электронно-деформат. эффектом, обратным пьезоэффектом, электрострикцией и др.

Под фототермическим эффектом понимается нагревание вещества поглощаемым светом или вообще эл. магн. излучением любой частоты. Если интенсивность излучения модулирована, то в среде возникает *температурные волны*, распространяющиеся от места выделения теплоты. Нестационарное нагревание вызывает изменение плотности вещества, или термоупругие напряжения, что обуславливает возбуждение акустич. волн в среде, окружающей область поглощения света. Исторически именно такой вариант возбуждения звука при поглощении света в замкнутом объёме газа был открыт А. Беллом (А. Bell) в 1880 и назван фотоакустич. эффектом. Фотоакустич. эффект нашёл широкое применение в фотоакустической спектроскопии самых разнообразных веществ, в оптико-акустич. фотоприёмниках, основанных на использовании селективного поглощения излучения в газовой ячейке; он лежит в основе высокочувствит. методов газовой анализа. Фототермич. эффект является универсальным способом бесконтактного возбуждения звука в любых средах, в т. ч. и удалённых от источника света.

Регистрация звуковых волн и фототермич. деформации образцов позволяет бесконтактным образом получать информацию о процессах превращения энергии света в тепло и о наличии неоднородностей в объёме непрозрачных объектов. Такая возможность связана с тем, что выделение теплоты происходит непосредственно при поглощении света, а в результате релаксации вызванных светом возбуджений электронной подсистемы. Так, в *полупроводниках* при межзонном поглощении света возникает неравновесие электроны и дырки, а теплота выделяется с задержкой во времени в процессе их термализации и рекомбинации, к-рой сопровождается переносом носителей заряда в пространстве. Возникающая частотная и пространственная дисперсия тепловых источников передаётся посредством температурных волн звуковым волнам и может быть восстановлена путём анализа частотных зависимостей их амплитуды и фазы. Т. о. могут быть определены характеристики процессов рекомбинации и переноса ионизетельного заряда.

При действии мощного лазерного излучения на вещество появляются доп. механизмы оптич. генерации звука. Они связаны с возможными фазовыми переходами, и в частности с изменением агрегатного состояния вещества. Так, при облучении поверхности конденсированной среды может развиваться интенсивное испарение, к-рое вследствие реактивной отдачи приводит к образованию ударной волны, переходящей по мере её распространения в акустическую. Аналогичное явление возникает и при оптич. пробое в газах (см. *Оптические разряды*): под действием света возникает сильно поглощающая свет плазма, к-рая быстро разогревается до высоких темп-р, вследствие чего в окружающей среде возникает ударная волна, а затем и акустическая.

Электронно-деформационный эффект обусловлен тем, что в твёрдых телах электроны (как валентные, так и свободные) в значит. мере определяют силы взаимодействия между атомами. Если под действием света происходит разрыв ковалентных связей (валентный электрон переходит в свободное состояние), то изменяются силы связи между атомами и возникает механич. напряжения нетепловой природы. При нестационарном освещении эти напряжения и создают звуковые волны. Тензор напряжений σ_{ij} пропорционален концентрации созданных светом неравновесных носителей заряда, поэтому электронно-деформат. механизм Φ я. оказывается существенным в полу-

проводниках с достаточно большим временем жизни носителей заряда. При межзонном поглощении света

$$\sigma_{ik} = D_{ik}^+ \Delta n - D_{ik}^- \Delta p,$$

где D_{ik}^+ и D_{ik}^- — константы деформационного потенциала для дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, Δn и Δp — концентрации неравновесных электронов и дырок. В полупроводниках электронно-деформ. механизм Ф. я. становится преобладающим при высоких частотах модуляции света.

Механизм обратного пьезоэффекта существует в высокоомных пьезополупроводниках при межзонном поглощении модулированного света, когда нестационарные электрич. поля возникают вследствие пространственного разделения неравновесных электронов и дырок, напр. за счёт Дембера эффекта или встроенных полей r — n -перехода или гетеропереходов.

Электрострикция является преобладающим механизмом Ф. я. в прозрачных диэлектриках при достаточно высоких частотах. С элестрострикционными Ф. я. связан такой важный для нелинейной оптики эффект, как вынужденная Манделштама — Бриллюэна рассеивание, к-рое возникает при достаточно высокой интенсивности света и сопровождается генерацией интенсивной гиперзвуковой волны.

Возбуждение звука возможно также за счёт перемещения светового пучка без модуляции его интенсивности. В неоднородной среде акустич. волны образуются при любой скорости перемещения света. Если среда однородна, то звук излучается при перемещении светового пучка со сверхзвуковой скоростью (аналогично Черенкова — Вакулова излучению).

Ф. я. играют важную роль в механизмах воздействия мощного лазерного излучения на твёрдые тела (см. Лазерная технология).

Лит.: Ахманов С. А. [и др.]. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика, «УФН», 1985, т. 147, в. 4, с. 675; Васильев А. Н., Саблюков В. А., Сандомирский В. Б., Фототермические и фотоакустические эффекты в полупроводниках и полупроводниковых структурах, «Изв. вузов. Физика», 1987, т. 30, № 6, с. 119; Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductor, ed. A. Mandelis, N. Y. — [а. о.], 1987; Гусев В. Э., Карабузов А. А., Лазерная оптоакустика, М., 1991. В. А. Саблюков.

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (фотовольтаический эффект) — возникновение электрич. тока при освещении образца — полупроводника или диэлектрика, включённого в замкнутую цепь (фототок), или возникновения эдс на освещаемом образце при разомкнутой внеш. цепи (фотоэдс). Различают два типа Ф. э.

Ф. э. первого типа возникает только при генерации светом подвижных носителей заряда одновременно обоих знаков (электронов и дырок) и обусловлен разделением этих носителей в пространстве (о Ф. э. второго типа см. ниже). Разделение вызывает либо неоднородностью образца (роль неоднородности может играть поверхность), либо неоднородностью освещения (освещение части образца или поглощение света у поверхности). Появление эдс при неоднородном освещении может также обуславливаться «нагревом» электронов светом. Этот механизм называют «объемным» термоэлектрич. эффектом (см. Термоэлектрические явления) и может быть существен как при межзонном поглощении, так и при внутрizonном.

К Ф. э., связанным с пространственным разделением носителей, относятся: 1) Дембера эффект — возникает при неоднородном освещении образца из-за различия коэф. диффузии электронов и дырок. Он может возникнуть и при однородном освещении вследствие различия скоростей поверхности рекомбинации на противоположных гранях образца (см. Поверхностные состояния).

2) Вентильная (барьерная) эдс — образуется в результате разделения электронов и дырок электрич. полем приэлектродного Шоттки барьера на контакте металл —

полупроводник, полем r — n -перехода или гетероперехода. На рис. 1 схематически показано разделение пар, возникающее при освещении r — n -перехода. Вклад в ток дают как носители, генерируемые непосредственно в области r — n -перехода, так и возбуждаемые в приэлект-

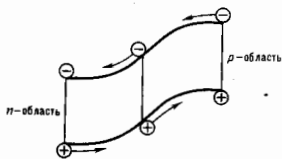


Рис. 1. Разделение возбуждаемых светом электронно-дырочных пар на r — n -переходе.

родных областях и достигающие области сильного поля путём диффузии. В результате разделения пар образуется направленный поток электронов в n -область и дырок в r -область. При разомкнутой цепи создается эдс в иронуковом (прямо) направлении r — n -перехода, компенсирующая этот ток.

Фотоэлементы на r — n -переходах или гетеропереходах используются как высокочувствит. маломощностные приемники излучения, а также для прямого преобразования световой энергии в электрическую (см. Солнечная батарея). При регистрации излучения фотоэлемент непосредственно замыкается на внеш. нагрузку либо последовательно с нагрузкой включается внеш. источник, создающий на r — n -переходе значит. смещение в занорм. направлении. Это даёт возможность существенно повысить чувствительность прибора.

При освещении изолир. поверхности полупроводника вследствие разделения пар полем приэлектродного барьера и изменения заряда на поверхностных ловушках происходит изменение потенциала поверхности. Потенциал освещённой поверхности изл. пла в а у щ и м, а его изменение — поверхностной эдс. Последняя может быть измерена конденсаторным методом с использованием либо вибрирующего электрода (метод Кельвина), либо прерывистого освещения. Измеряемое при этом изменение контактной разности потенциалов между поверхностью полупроводника и металлич. электродом включает кроме поверхностной эдс (основной вклад) также и эдс Дембера, возникающую в приповерхностной области.

3) Объемная фотоэдс — вызывается разделением пар носителей на неоднородности в объёме образца, создаваемых изменением концентрации дегрирующей примеси, или изменением хим. состава сложных полупроводников. Причиной разделения пар является т. и. встроенное электрич. поле. Оно создается в результате изменения положения уровня Ферми \mathcal{E}_F , зависящего от концентрации примеси, а в образцах с перем. хим. составом также и в результате изменения ширины запрещённой зоны \mathcal{E}_g (в арсениде полупроводники).

Для появления объёмной эдс не требуется наличия в образце областей с разным типом проводимости. Обычно объёмная эдс наблюдается при освещении внутр. части образца, содержащей встроенное поле, при затемнённых контактах. Объёмная эдс может возникать также в результате отсутствия компенсации эдс Дембера на противоположных границах освещаемой области при различных свойствах полупроводника у этих границ.

4) Фотопьезоэлектрический (фотосегнетоэлектрический) эффект — возникновение фототока или фотоздс при деформации образца. Одним из его механизмов является возникновение объёмной эдс при неоднородной деформации, приводящей к изменению параметров полупроводника, прежде всего \mathcal{E}_g по образцу. Другим механизмом Ф. э. является поперечная эдс Дембера, возникающая при одноосной деформации, вызывающей ани-

зотропно коэф. диффузии носителей заряда. Последний механизм наиб. эффективен при деформациях *многослойных полупроводников*, приводящих к перераспределению носителей между долинами.

5) Высоковольтная (аномальная) эдс — возникает при неоднородном освещении и характеризуется тем, что электрич. поле направлено вдоль поверхности образца, её величина пропорц. длине освещённой области. В отличие от вентиляной и объёмной эдс, величины к-рых не превышают ширины запрещённой зоны, высоковольтная эдс может превышать 10^3 В. Одним из её механизмов является поперечный эффект Дембера в условиях, когда диффузионный ток имеет компоненту вдоль поверхности; другой механизм — образование структуры $p-n-p-n-p$, выходящей на поверхность. Высоковольтная эдс возникает вследствие суммирования эдс на каждой паре несимметричных $p-n$ и $n-p$ переходов.

Ф. э. второго типа обусловлены асимметрией элементарных процессов фотовозбуждения носителей, их рассеяния и рекомбинации. Эти Ф. э. не требуют образования пар свободных носителей и наблюдаются как при межзонных переходах, так и при возбуждении носителей с примесями и при поглощении света свободными носителями. К этим Ф. э. относятся: а) эффект *увеличения электронов фотонами*, связанный с асимметрией в распределении фотоэлектронов по импульсу, вызываемому передачей им импульса фотонов. В двумерных структурах при оптич. переходах между минимумами фототок увелечения вызван преимуществ. переходами электронов с определ. направлением импульса и может существенно превышать соответствующий ток в объёмных кристаллах.

б) Линейный Ф. э. — не связан с передачей импульса фотона электронам и поэтому не меняется при изменении направления распространения света на обратное (при фиксации линейной поляризации). Он обусловлен асимметрией распределения фотоэлектронов, к-рая создается двумя механизмами: баллистическим, связанным с появлением направленного импульса при квантовых переходах, и слывающим, обусловленным смещением центра тяжести волнового пакета электрона при переходах. При этом вклад в ток дают как процессы поглощения света, так и рассеяния и рекомбинации (в состоянии теплового равновесия эти вклады компенсируются).

Фототок линейного Ф. э. описывается феноменологич. соотношением:

$$j_x = \frac{1}{2} \chi_{xy} (E_x E_y^* + E_y E_x^*)$$

где E_x, E_y — проекции вектора поляризации световой волны, χ_{xy} — тензор, определяемый симметрией кристалла. Он отличен от 0 только в *пьезоэлектриках* (хотя не связан с пьезоэлектрич. эффектом), поэтому линейный Ф. э. может наблюдаться только в пьезоэлектриках. В общем случае направление и величина тока j зависят от положения плоскости поляризации света. Напр., для кристалла GaAs при распространении света вдоль оси [110] ток вдоль [110] равен:

$$j = (1/2) \chi |E|^2 \sin 2\varphi,$$

где φ — степень линейной поляризации света, $\varphi = 0$ — угол между плоскостью поляризации и осью [001] (рис. 2). В кристаллах с полярной осью, как правило, осн. компонента тока направлена вдоль этой оси и не зависит от поляризации излучения.

При нестационарном освещении пьезоэлектриков вклад в ток даёт не только линейный Ф. э., но и эффект оптич. выпрямления ($d - c$ -эффект), т. е. квадратичная по E поляризация кристалла φ , возникающая при освещении. Соответствующий ток $j_{dc} = d|E|^2/dt$ (см. *Детектирование света*).

в) Циркулярный Ф. э. — возникает в гиротропных кристаллах при освещении циркулярно (эллиптически) поляризованным светом и меняет знак при изменении знака

круговой поляризации φ_n . Описывается соотношением

$$j_x = \gamma_{xy} [EE^*]_y,$$

тензор γ_{xy} отличен от 0 в гиротропных кристаллах. В кучб. кристаллах классов *T* и *O* (см. *Симметрия кри-*

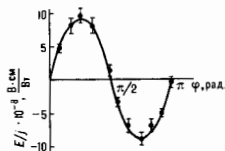


Рис. 2. Зависимость фотоздс, обусловленной линейным фотогальваническим эффектом в p -GaAs, от угла φ между плоскостью поляризации света и осью кристалла [001]; $T = 300$ К, $\lambda = 10,6$ мкм.

сталлов) а также в одноосных кристаллах при распространении света вдоль гл. осей 3-, 4- и 6-ти порядков

$$j = \gamma |E|^2 \varphi_n$$

направление тока совпадает (или наоборот ему) с направлением распространения света (рис. 3). Циркулярный Ф. э. создается баллистич. механизмом. Причина этого эффекта — корреляция между спином электрона и его импульсом в гиротропных кристаллах. При возбуждении электронов циркулярно поляризованным светом, приводящим к *оптической ориентации* спинов, они одновременно приобретают и направленный импульс. Наблюдается и обратный эффект — оптич. активность, индуцированная током;

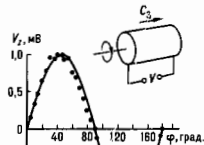


Рис. 3. Зависимость продольной фотоздс в Te_2 , возникающей при распространении света вдоль оси C_2 , от степени циркулярной поляризации $\varphi_n = \sin 2\varphi$.

она вызывается ориентацией спинов в гиротропных кристаллах при пропускании тока.

Линейный и циркулярный Ф. э., как и эффект увелечения, используются для создания безэнергонных приемников интенсивного (лазерного) излучения. В диэлектриках линейный Ф. э. является осн. механизмом оптич. памяти, т. к. он приводит к изменению показателя преломления, сохраняющемуся после выключения света и зависящему от его интенсивности. Это изменение вызывается замороженными электрич. полями, возникающими в результате перезарядки ловушек фототоков.

г) Поверхностный Ф. э. — обусловлен рассеянием возбуждаемых светом носителей заряда на поверхности. При межзонном поглощении возникает в условиях, когда значит. часть возбуждаемых носителей может достичь её без рассеяния. В этом случае в результате отражения электронов от поверхности возникает баллистич. ток, нормальный к поверхности.

В тех случаях, когда при возбуждении носителей происходит их выстраивание по импульсу, т. е. их ф.в. распределение является анизотропной, может появиться и ток, текущий вдоль поверхности. Для этого необходимо, чтобы ср. значения компоненты импульса вдоль поверхности для электронов, двигающихся к поверхности и от неё, не равнялись нулю и отличались знаком. Такое распределение

возникает, напр., при возбуждении посетителей из выродившейся валентной зоны кубич. кристаллов в зону проводимости. При другом (диффузионном) рассеянии на поверхности электроны, достигающие её, теряют направленный импульс вдоль поверхности, тогда как электроны, двигающиеся от поверхности, сохраняют его, что и приводит к возникновению тока вдоль поверхности.

При поглощении или отражении света свободными носителями в полупроводниках (и металлах) поверхностный Ф. э. возникает при наклонном падении света, а также и при нормальном падении, если нормаль к поверхности не совпадает с одной из главных осей кристалла вследствие передачи импульса фотонов электронам.

Лит.: Таун Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с нем., М., 1962; Рыжков С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Белингер В. И., Стурман В. И., Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии, «ФФН», 1980, т. 130, с. 415; Изаченко Е. Л., Пикус Г. Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб. Проблемы современной физики. Сб. ст. к 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе, Л., 1980; Альперович В. Л. [и др.]. Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 2298; Нормантас Э., Пикус Г. Е., Эффект увеличения пр. отражения света от поверхности, «ФТТ», 1985, т. 27, с. 3017; Стурман В. И., Фридкин В. М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления, М., 1992; Ivchenko E., Pikus G., Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena, В.— [а. о.], 1995.

Г. Е. Пикус.

ФОТОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — явления, происходящие в твердых телах, помещенных в магн. поле, при поглощении падающего на них эл.-магн. излучения (см., напр., *Фотомагнитоэлектрический эффект*).

ФОТОГРАФИЯ — совокупность методов получения стабильных во времени изображений предметов на светочувствит. слоях (СЧ) путём закрепления фотохим. или фотофиз. изменений, возникающих в СЧ под действием излучения, испускаемого или отражаемого объектом.

Независимо от выбора СЧ и процесса получения стабильного изображения на нём общая схема Ф. включает: формирование на поверхности СЧ изображения в виде распределения освещённости, к-рое вызывает в СЧ хим. или физ. изменения, различные по величине в разных участках СЧ и однозначно определяемые кол-вом освещения, сообщённым каждому участку; усиление физ. или хим. изменений, если они малы для непосредственного восприятия глазом или прибором; стабилизация возникших изменений (непосредственных или усиленных), позволяющую сохранить полученные изображения для последующего рассматривания или анализа; извлечение информации из полученного изображения — рассматривание, считывание, измерение и т. д. Эта общая схема может быть дополнена печатью и размножением изображений и т. п., отдельные перечисленные стадии могут быть разделены на более дробные или совмещены, но в целом схема одинакова для всех процессов Ф.

Совр. Ф. является важнейшим средством документирования и сохранения информации, составляет основу кинематографии, входит в число осн. техн. средств полиграфии, фотодитографии и фототелеграфной техники (включая фотофаксую связь), является одним из средств в научных исследованиях.

Независимо от области применения Ф. можно подразделить по ряду признаков: на статическую и динамическую (напр., кинематография) — по временному характеру изображения; на серебряную (строго — галогенносеребряную) и несеребряную — по хим. составу СЧ; на черно-белую и цветную — по способности передавать только яркостные или также и цветовые различия в объекте; на амплитудную и фазовую — в зависимости от того, передаются ли свойства объекта различиями поглощения света в изображении или различиями оптич. длины пути света (а следовательно, фазы) в изображении; на плоскостную и объёмную — по пространственному характеру изображения. Особым видом объёмной Ф. можно считать и *голографию*, хотя

в ней способ записи оптич. информации об объекте принципиально иной, нежели в Ф., сходство состоит в использовании СЧ для записи изображения.

Историческая справка. Ф. как способ фиксации спроецированных на СЧ изображений возникла на основе открытия светочувствительности мн. веществ, по оформилась, когда появились приёмы использования и сохранения изменений в них. В числе первых светочувствит. веществ были открыты и исследованы соли Ag. Датой изобретения Ф. считают 1839, когда Л. Дагер (L. Dagere) открыл способ, в к-ром получают сразу позитивное зеркальное изображение, что упрощает процесс, но делает невозможным копирование. В др. способе — калотипии, открытым в 1841 У. Талботом (W. Talbot), получают негатив, с к-рого можно сделать любое число отпечатков. В этом калотипии совпадает с совр. Ф. др. совпадение состоит в том, что проявление используют не только как средство визуализации скрытого изображения, но и как средство усиления. Ныне в качестве СЧ наиб. распространены сухие желатиновые слои с диспергированными в них микрокристаллами галогенидов серебра AgHal (Hal = Cl, Br, Cl+Br, Cl+I, Cl+Br+I) на плёночной или бумажной подложке.

Важнейшую роль в развитии Ф. на AgHal-СЧ сыграло открытие спектральной чувствительности (Фогель, 1873) — расширение спектральной области чувствительности СЧ введением в них красителей, поглощающих свет в ином участке спектра, нежели AgHal. Этим был преодолен недостаток имевшихся СЧ, чувствительность к-рых была ограничена областью поглощения AgHal (УФ-область и коротковолновый край видимой области — синей части спектра). Уже в 1880-х гг. большинство СЧ выпускалось ортохроматическими, чувствительными вплоть до желтой части, а с 1920-х гг. осн. часть составляли панхроматические, чувствительные к оранжево-красной части видимой области. В дальнейшем появились также AgHal-СЧ для научно-техн. целей, чувствительные к излучению ближней ИК-области до длин волн ~ 1,5 мкм.

В коротковолновую сторону чувствительность AgHal-СЧ не ограничена: на них оказывают действие не только излучения видимой и близкой УФ-области, но и рентг. и гамма-излучения, а также ядерные частицы и электронные пучки. Поэтому AgHal-СЧ применяются для получения изображений в рентг. лучах и электронных пучках (см. *Электронная микроскопия*); они также используются для регистрации ионизирующих излучений и измерения их дозы (см. *Дозиметрия*). Нек-рые из этих излучений, как и ряд элементарных частиц, были открыты именно с помощью AgHal-СЧ.

Технология изготовления фотоматериалов. Изготовление AgHal-СЧ и формирование их свойств — результат сложной хим. технологии. Слои получают нанесением эмульсии — взвеси микрокристаллов AgHal в желатине — на подложку, движущуюся относительно подвижного устройства. Наиб. важные характеристики СЧ, такие, как светочувствительность, вуаль, коэф. контрастности, спектральная чувствительность и структурные характеристики, связанные с размером микрокристаллов, формируются до полива, хотя zavяют также от толщины наносимого слоя. Нжде рассмотрены осн. этапы изготовления AgHal-СЧ.

Эмульсификация и физическое созревание. На этом этапе формируют твёрдую фазу эмульсии, т. е. микрокристаллы, к-рые образуются при сливании в водный раствор желатины растворов AgNO₃ и соответствующих галогенидов калия. При поочередном сливании образование отд. микрокристаллов не совпадает во времени, что ведёт к перекристаллизации и образованию микрокристаллов разл. размеров (полидисперсность), т. к. более крупные растут за счёт мелких. При одноврем. сливании растворов равными малыми порциями формирование микрокристаллов происходит одновременно, рост их при добавлении новых порций реагентов идёт за счёт добавляемых реагентов, а не за счёт друг друга, т. е. микрокристаллы почти однородны по размерам (монодисперсны). Форма микрокристаллов зависит от молярного соотноше-

ния реагентов: при избытке AgNO_3 формируются кубические, а при избытке KNaI — октаэдрич. кристаллы. Добавление в желатину вещества, избирательно препятствующих росту тех или иных граней микрокристаллов (т. е. модификаторов роста), позволяет получить весьма сложные варианты.

В 1980—90-х гг. получили распространение эмульсии с кристаллами спец. формы и структуры. Это структуры «ядро—оболочка», где внутр. объём и поверхностный слой микрокристалла различны по составу («оболочки» наращивают обычным путём на предварительно сформированные монодисперсные «ядра», к-рые в принципе могут быть и несеребряными), и т. н. Т-кристаллы — пластинчатые микрокристаллы, толщина к-рых в 50—100 раз меньше поперечника. Такие кристаллы также могут быть неоднородными по составу, но наращивание «оболочки» (иногда до 3—4) идёт по периметру, а не по плоскостям (т. н. латеральные Т-кристаллы). Особенности микрокристаллов «ядро—оболочка» состоят в возможности формировать в них по желанию глубинное (на границе «ядро—оболочка») или поверхностное скрытое изображение. Это particularly использовано в прямоположительных и нек-рых спец. эмульсионных ИЧМ. Т-кристаллич. эмульсии обладают принципиально новыми оптич. свойствами, нежели обычные: они не рассеивают свет на микрокристаллах, а почти зеркально отражают его или пропускают практически нерассеянным, что позволяет сочетать высокую чувствительность слоя эмульсии с высокой разрешающей способностью. Такие СЧС обладают чувствительностью ~3000 единиц ASA, что всего в 5—7 раз ниже теоретич. предела (поглощение 1 квант/микрокристалл).

Химическое созревание. На этом этапе эмульсию выдерживают при повыш. темп-ре для протекания реакций AgNaI с микрокомпонентами желатины и добавками к ней — соединениями двухвалентной серы, восстановителями и т. д. — на поверхности микрокристаллов; часто в реакциях участвуют специально вводимые соли золота. Результатом реакций является образование на поверхности кристаллов примесных центров, отличных от AgNaI . Эти центры представляют собой островки высокой локальной концентрации межэлементных ионов Ag^+ , притягивающие фотозелены; они же обеспечивают неложит. заряд на растущей частице скрытого изображения, что важно при поступлении электронов извне на стадии проявления. Т. о., наличие примесных центров определяет способность микрокристаллов к дальнейшему участию в фотографич. процессе, а природа и размеры примесных центров — эффективность этого процесса и, в конечном счёте, светочувствительность эмульсии; поэтому их и принято называть центрами чувствительности. Т. к. они расположены на поверхности микрокристаллов, скрытое изображение на них при последующем погружении СЧС в проявитель сразу вступает во взаимодействие с проявляющими веществами, принимая электроны от их молекул.

Если проводить хим. созревание излишне долго или при излишне высокой темп-ре, примесные центры становятся избыточно большими и способны принимать электроны от проявляющих веществ без участия скрытого изображения. Такая эмульсия будет восстанавливаться в проявителе без экспонирования, и в изготовлении из неё СЧС всегда будет возникать равномерное почернение — вуаль; в этом случае примесные центры наз. центрами вуали. При умеренном созревании центры вуали образуются в слабой мере. Оптимально такое созревание, в к-ром достигается макс. чувствительность при мин. вуали. Это условие выполняется легче при монодисперсности микрокристаллов.

Подготовка эмульсии к поливу. На этом этапе задаются осн. физ.-механич. характеристики СЧС, для чего в эмульсию вводят добавки: спектральные сенсibilizаторы-красители, расширяющие спектральную область чувствительности СЧС в длинноволновую сторону; компоненты цветного проявления, участвующие в образовании красителей изображения в цветовой фотографии; стабилизаторы светочувствительности и вуали для хранения готовых СЧС перед экспонированием; дубители, повы-

шающие механич. прочность, упругость и темп-ру плавления желатины, а тем самым всего СЧС; пластификаторы, снижающие хрупкость СЧС после дублирования; смачиватели, улучшающие контакт эмульсии с подложкой при поливе и равномерность полива слоёв, и др.

Поли в. На этом этапе эмульсию наносят тонким слоем (обычно 5—15 мкм) на подложку, слой высушивают и инарезают для получения нужного формата. Здесь не только определяются геом. характеристики СЧС, но и регулируются нек-рые другие, напр. максимально достижимая в изображении оптич. плотность.

Основные виды процессов фотографии на AgNaI -СЧС. Сначала самым распространённым видом чёрно-белой Ф. на AgNaI -СЧС был раздельный негативно-положительный процесс. В нём экспонированный СЧС подвергают проявлению, в ходе к-рого до металла. Ag избирательно восстанавливаются только те микрокристаллы, на к-рые действовало излучение, сформировав в них скрытое изображение. Вслед за проявлением на стадии фиксации неиспользованные микрокристаллы растворяют и удаляют из СЧС, оставляя проявленное Ag -изображение в желатине. Наиб. кол-во восстановленных до Ag микрокристаллов и соответствует наиб. почернение образуются на участках СЧС, соответствующих наиб. светлым участкам объекта, т. е. изображению негативно. Затем такой же процесс повторяют на др. СЧС, используя негатив в качестве объекта; после проявления полученное изображение передаёт распределение света и темноты противоположно негативу, но правильно относительно объекта первоначальной съёмки, т. е. изображению позитивно. При этом количество передача соотношения яркости объекта в его изображении (т. н. тоновоспроизведение) не обязательно точно.

В 1990-х гг. широкое распространение получил вариант прямой позитивной чёрно-белой Ф. на AgNaI -СЧС без промежуточного негатива — Ф. на обращаемых СЧС. После экспонирования СЧС проявляют, но не фиксируют, а подвергают равномерному экспонированию, при к-ром создается скрытое изображение во всех её присутствующих непроявленных микрокристаллах. Если в таком СЧС удалить Ag , созданное первоначально проявлением, повторно проявить и отфиксировать, то на каждом участке число проявленных микрокристаллов будет тем больше, чем меньше их восстановилось при первом проявлении, чем меньше кол-во освещения действовало на соответствующий участок СЧС при экспонировании его объекта, т. е. чем меньше была яркость детали изображения объекта. В принципе такой вариант возможен на любом СЧС, но для хорошего тоновоспроизведения используют спец. обращаемые СЧС. Наиб. распространён этот вариант при изготовлении снимков в виде диапозитивов и узкоформатных любительских фильмов.

Другой вариант прямоположительного процесса использует СЧС с кристаллами типа «ядро—оболочка», причём центры чувствительности формируют на «ядрах» до наращивания «оболочки», а поверхность последних преднамеренно вуализируют обработкой в хим. восстановителе, т. е. серебрят. При экспонировании фотозелены к поверхности кристалла не выходят, т. к. захватываются центрами чувствительности, а дырки (атомы NaI) выходят к поверхности и окисляют Ag до AgNaI . При проявлении в нерастворяющем проявителе восстанавливаются лишь кристаллы, сохранившие Ag на поверхности (неэкспонированные, где генерация дырок не было), и не восстанавливаются экспонированные микрокристаллы; в результате возникает позитивное изображение.

Ещё один позитивный вариант чёрно-белой Ф. на AgNaI -СЧС использует процесс с диффузионным переносом на спец. фотоконтактах. Комплекс включает крупноформатную (напр., с кадром $9 \times 12 \text{ см}^2$) катушечную съёмную камеру, негативную AgNaI -фотоплёнку, вязкий проявляюще-фиксирующий раствор, равномерно нанесённый на поверхность отснятого кадра при его неремете в камере сразу после экспонирования, и приёмный позитивный слой, прикладываемый к проявляющемуся негативному при

той же переметке. Обрабатывающий раствор одновременно восстанавливает экспонированные микрокристаллы негативного СЧС, растворяет неэкспонированные, переводя содержащиеся в них соли Ag в комплексы, и восстанавливает связанное серебро из пезксонированных кристаллов на противолежачих участках позитивного слоя, после того как указанные комплексы к нему пролифундируют. При этом позитивный слой не должен быть светочувствительным; чаще всего это просто бумажный слой с покрытием, содержащим высокодисперсные зародки для отложения на них Ag из восстановляемых комплексов. Благодаря высокой вязкости раствора процесс обработки является практически сухим и позволяет получать, не вынимая плёнку из камеры, готовый высушенный отпечаток на приёмном слое за время порядка 1 мин после съёмки. Для копирования и размножения такие снимки и оставшийся от них негатив не предназначены.

Общую группу процессов на AgHal-C4C составляет цветная Ф. Сами материалы отличаются от чёрно-белых прежде всего наличием нескольких (обычно трёх) СЧС, один поверх другого, причём каждый чувствителен лишь в своей части видимой области спектра. Экспонирование и мач. стадия проявления те же, что в чёрно-белой Ф., но дальнейшая обработка более сложна вследствие того, что оканчат. изображение формирует не Ag, а три красителя. Ag удаляют в конце обработки путём отбеливания, но лишь после того, как оно приняло участие в управлении кол-вом образующегося красителя в каждом слое. Это достигается введением при изготовлении в каждый из трёх СЧС бесцветной цветообразующей компоненты (в каждой — своей), реагирующей после проявления (т. е. восстановления AgHal до Ag) с окисленной формой восстановителя — проявляющего вещества — и образующей с ним соответствующий краситель в кол-вах, пропорциональных кол-вам восстановленного Ag, а в конечном счёте — экспозиции от излучения, действовавших на каждый СЧС. Как и в чёрно-белой Ф., здесь возможны раздельный отрицательно-позитивный процесс с печатью позитивов на спец. цветной бумаге (с увеличением) или позитивной цветной плёнке (в контакте) и прямой позитивный процесс на обращаемых цветных фотоматериалах.

Имеется также аналог сухого диффузионного процесса (см. выше) получения цветных изображений, разработанный в неск. вариантах фирмой «Полароид» (США). В нём используются специально разработанные сложные органич. вещества, сочетающие в одной молекуле проявляющую и цветообразующую или окрашивающую группы; при расщеплении молекул и диффузии фрагментов в щелочной среде группы функционируют независимо и одна участвует в проявлении, а другая — в формировании соответствующего красителя в приёмном слое. В рамках этого процесса удалось также перейти от многослойной AgHal-системы к прямопозитивной однослойной, содержащей сразу три красителя будущего изображения, поверх к-рой нанесён трёхцветный мозаичный растр, выполняющий функцию цветоделения на малых участках СЧС.

Необычным прямопозитивным является и процесс с отбеливанием красителей проявляющимся Ag, реализованный фирмой «Цуба» (Швейцария) на трёхслойных AgHal-системах, каждый СЧС к-рой заранее прокрашен одним из трёх красителей будущего изображения так, что в сумме они непрозрачны. После экспонирования и обычного проявления краситель в каждой точке каждого слоя разрушается тем больше, чем больше число микрокристаллов проявилось там и чем прозрачнее от красителя становится соответствующий участок слоя. Отбеливанием всего проявившегося Ag (роль к-рого исчерпана) и фиксированием неиспользованных кристаллов формирование изображения завершается. Такие материалы ограничены по чувствительности, но дают высокостабильное цветоначисляющее изображение.

Для 2-й пол. 20 в. характерно вытеснение чёрно-белой Ф. и переход к цветной во всех наиб. массовых применениях Ф. на AgHal-C4C, прежде всего в кинематографии и любительской съёмке, где доля цветной Ф. перешла за

90% (в России существенно меньше). Причины вытеснения — не только высокая информативность и эстетич. достоинства цветных изображений, но и отсутствие Ag в оканчат. изображении, что в сочетании с централизованной фирменным проявлением цветных СЧС и осуществляемой при этом почти полной регенерации Ag из обрабатываемых растворов (до 94—96%) даёт большой экономич. эффект.

Несеребряная фотография и её научно-технические применения. Материалы и процессы на основе AgHal обладают мног. достоинствами, такими, как высокая чувствительность к разнообразным излучениям, способность реагировать на предельно слабые потоки за счёт аккумуляции действия излучения, способность геометрически правильно передавать изображение в целом и его детали. Вместе с тем особенностью AgHal-C4C и процессов на них принципиально ограничивает возможности использования Ф. в ряде направлений прикладной науки и техники. Так, с появлением голографии резко возросшие требования к разрешающей способности СЧС (до неск. тысяч мм^{-1}) и уровню шумов оказались на границе возможностей AgHal-C4C вследствие неизбежной в них дискретной структуры, и в голографии наряду с AgHal-C4C получили распространение иные СЧС, структурируемые на молекулярном уровне (полимеры, стеклообразные слои и т. д.). Лишь немногим менее жёсткие требования к разрешающей способности в планарной технологии произ-ва микроэлектроники ($\geq 1000 \text{ мм}^{-1}$), в устройствах оптич. памяти ЭВМ, в микрофильмовании с большим уменьшением. Ещё одним принципиальным недостатком процессов на AgHal-C4C является относительно большой промежуток времени между экспонированием СЧС и получением видимого изображения, даже не стабилизированного: менее неск. секунд сделать его не удаётся. Поэтому считать и обрабатывать записанные изображения или последовательности сигналов в реальном времени невозможно.

Немалое значение для тенденции к замене AgHal-C4C на несеребряные СЧС имеет то, что серебро всё более дефицитно и его использование всё менее оправдано экономически. Это побуждает во вновь возникающих областях применения Ф. сразу ориентироваться на несеребряные СЧС, а в традиц. областях применения AgHal-C4C искать возможности их замены. Это испробовано, т. к. по уровню чувствительности AgHal-C4C, во всяком случае негативные, далеко опередили все остальные. Там, где нужны только высокочувствительные AgHal-C4C (профессиональная и любительская киносъёмка, аэрофотосъёмка, космич. съёмка), замена, видимо, просто невозможна.

До 1950-х гг. AgHal-C4C были практически единственными массово выпускавшимися. С 1950-х гг. начались в широких масштабах разработка, использование и пром. выпуск несеребряных СЧС, но одновременно стали быстро расширяться и применения Ф., так что новые СЧС с самого начала предназначались для вновь возникающих областей использования Ф., а произ-во AgHal-C4C продолжало расширяться в соответствии с расширением традиц. областей их применения. Только в массовой печати кинофильмов для них была найдена замена. Для чёрно-белых фильмов стал применяться визикулярный процесс, в к-ром формируют светорассеивающее изображение из пузырьков N_2 , выделяющихся в полимерной плёнке при фотол. разложении введённой в неё светочувствит. диазосоли; вместо на низкую чувствительность таких СЧС, их использование реально сокращает расход AgHal-C4C в кинематографии. При печати цветных фильмов применяется гидротипия, в к-рой различия подёвствованных экспозиций передаются различиями высоты задублённого желатинового рельефа на спец. СЧС. Рельеф окрапивают введением в него красителя и используют как матрицу для печати цветодельного изображения на несветочувствит. приёмном слое (бланкфильме).

Одна из новых областей применения Ф. — репрография, объединяющая «малую» полиграфию, т. е. копирование и малотиражное размножение печатных, машинописных и графич. материалов, и микрофильмирование и микро-

пированые тех же материалов для архивных целей, т. е. воспроизведение их с большим уменьшением для хранения в компактной форме. Репрография прочно занимает первое место в Ф. при применении несеребряных СЧС, а в ней на первом месте находится электрофотография, в к-рой используются СЧС из полупроводников, способных увеличивать свою электропроводность под действием света. В репрографии применяют др. несеребряные процессы, такие, как термография, диазотипия, диффузионные процессы с переносом испаряющихся красителей. Для микрофотографии высококрасящие AgHal-C4C играли особую роль при экстремных масштабах микрорепродукции, но бурный рост этой области привёл к постепенному вытеснению их разл. СЧС с молекулярным уровнем структурности (диазо- и везикулярные слои, электрофотография, прозрачные слои из органич. полимерных фотопродов.).

Другая новая область применения исключительно несеребряных СЧС и процессов — использование Ф. совместно с электронно-лучевыми трубками. Здесь изображение регистрируют не как целое, а как последовательные сигналы от незлементного разложения изображений. Такие сигналы записываются на СЧС из равномерно заряженных детектируемых полимерных слоёв, на к-рых записывающий электронный или световой пучок создаёт или изменяет поверхностное распределение зарядов. Процессы получения такой записи и её формы (канавки, лунки, изморозь) весьма разнообразны (см. *Фазовая рельефография*).

Ещё одна новая область Ф. — *фотолиграфия*, возникающая в связи с развитием микроэлектроники. Для защиты полупроводниковой базы от травления, напыления и иных видов формирования рисунков используют *фоторезисты*, чаще всего полимерные органические, но для получения на них защитного рисунка применяют AgHal-C4C высокого разрешения. Замена AgHal-C4C на несеребряные возможна и здесь и уже частично идёт: предложены разл. СЧС на основе осажённых или напылённых слоёв металлов (напр., Pd) и их солей, физически проявляемых с отложением неблагородных металлов (Cu, Ni); используются СЧС с галогенидами Pb и Tl, оксидом Mo и др.

Быстрое развитие ИК-техники на основе соответствующих лазеров потребовало расширения границ Ф. в длинноволновую сторону, где любой несеребряный СЧС предпочтительнее перед AgHal-C4C. Широко применяются электрофотография, СЧС на основе замещённых фталонитринов (во мн. иринтерах), слой жидкокристаллич. (холестерич.) веществ, ферромагн. плёнки с полусовой доменной структурой. Для лазеров с более длинноволновым излучением, обладающих значит. тепловым действием, использована *эвапография* на СЧС из тонких покрытий испаряющихся веществ на ИК-негодных замещённых подложках. Здесь пригодны и обычные AgHal-C4C, если после прогресса СЧС изображением теплового объекта равномерно осветить весь СЧС и проявить: места действия ИК-излучения оказываются сенсибилизированными к последующей засветке и дают почернение, величина к-рого зависит от экзосципии ИК-излучением. Большими возможностями в ИК-диапазоне обладает полупроводниковая Ф. на основе чувствительной к ИК-излучению узкозонных полупроводников, *p-n-переходов* и *сеттерпереходов*. Для исключения действия окружающего рассеянного теплового излучения в такой Ф. используют выключение чувствительности на всё время, кроме рабочего экспонирования; образование изображения возможно лишь при замкнутый электрич. или эл.-хим. цепи, к-рая появляется при фотогенерации носителей тока в полупроводниковом СЧС.

Как метод записи оптич. информации в двоично-кодированной форме Ф. получила применение в устройствах оперативной памяти ЭВМ. Здесь AgHal-C4C далеки от оптимальных вследствие ограниченной информат. ёмкости (слишком велик единичный элемент дискретной структуры, т. е. микрористалл), медленной обработки, невозможности стирания записи после обработки для повторного использования СЧС. Поэтому здесь целесообразно

применение *фотокромных материалов*, среди к-рых наиб. употребительны слои органич. соединений, а также магнитооптич. среды с фотоиндуцированным неремагничиванием СЧС и др.

Несмотря на быстрый рост способностей и применений несеребряной Ф., научно-техн. Ф. на основе AgHal-C4C не только сохранила значение, но и расширила области использования, напр. в исследованиях высокотемпературной плазмы, движения тел со сверхзвуковыми скоростями в аэродинамике и баллистике, ударных волн при взрывных и детонац. явлениях, в исследованиях планет (поверхности, атмосферы, излучений) с земных и внеземных станций, в исследованиях космич. лучей, ядерных излучений и ядерных реакций, технол. процессов и работы механизмов в хим. и механич. оборудовании и т. н. В большинстве таких случаев применяют динамич. Ф. но в форме серии последоват. изображений объекта с временными промежутками вплоть до нс и пс, либо в форме иерархич. записи изображения с помощью устройств оптич. сканирования, когда изменения почернения по длине илёмки СЧС содержат информацию о развитии процесса во времени. Распространение получила и статич. Ф., в частности при исследовании биол. и геологич. объектов; в исследованиях биол. объектов используют также динамич. Ф., прежде всего центрифугную съёмку медленно протекающих изменений. В связи с внеземными исследованиями астрофиз. процессов резко расширилось применение Ф. для съёмки в далёкой УФ-области вплоть до границы с мягким рентг. излучением. Это потребовало создания спец. AgHal-C4C, почти или вовсе не содержащих желатины, к-рая в этой области спектра практически непрозрачна. Т. о., наряду с существованием и широким применением несеребряной Ф., классич. AgHal-C4C продолжает занимать важнейшее место не только в изобразит. Ф., но и в научно-технической.

Лит.: Основы технологии светочувствительных материалов, под ред. В. И. Шербетова, М., 1977; Джеймс Т., Теория фотографического процесса, пер. с англ., Л., 1980; Несеребряные фотографические процессы, под ред. А. Л. Каргужанского, Л., 1984; Перспективы и возможности несеребряной фотографии, под ред. А. Л. Каргужанского, Л., 1988. *А. Л. Каргужанский.*

ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — изменение статической (низкочастотной) *диэлектрической проницаемости* среды ϵ под действием эл.-магн. излучения. Величина ϵ изменяется за счёт перехода части атомов или молекул в возбуждённые состояния, в к-рых их *поляризуемость* отлична от поляризуемости в осн. состоянии.

ФОТОНИЗАЦИЯ — ионизация атома или молекулы, находящийся в свободном или связанном состоянии, под действием квантов эл.-магн. поля. Подробнее см. в статьях *Ионизация, Многофотонная ионизация*.

ФОТОКАТОД — фоточувствит. элемент вакуумных фотоэлектронных приборов, эмитирующий электроны под действием эл.-магн. излучения УФ-, видимого и ИК-диапазонов (см. *Фотоэлектронная эмиссия*).

Ф. представляет собой слой фоточувствит. материала, нанесённого на непрозрачную или прозрачную подложку. Толстые непрозрачные слои освещаются со стороны вакуума, а тонкие полупрозрачные плёнки, нанесённые на прозрачную подложку, могут освещаться как со стороны вакуума, так и со стороны подложки. Ф. для видимой, ИК- и ближней УФ-областей спектра имеют в своём составе (или на поверхности) щелочные металлы, вступающие в реакцию с атм. воздухом. Поэтому такие Ф. работают только в условиях высокого вакуума и изготавливаются непосредственно в фотоэлектронных приборах или вводятся в них из вспомогат. вакуумной камеры.

Осн. параметрами Ф. являются *спектральная чувствительность*, *квантовый выход* фотоэлектронной эмиссии, *интервальная чувствительность* и *плотность темнового тока*. Спектральная чувствительность S_{λ} — отношение фотоэлектронного тока в режиме насыщения (в мА) к мощности падающего на Ф. монохроматич. излучения с длиной волны λ (в Вт). Со стороны длинных волн зависимость $S_{\lambda}(\lambda)$ ограничивается порогом, λ длинноволновой грани-

цей, фотоэлектронной эмиссии λ_0 . На практике λ_0 определяется как длина волны, при к-рой $S_{\lambda_0} = 0,01 S_{\text{max}}$. Квантовый выход Y_{λ} — отношение числа эмитированных фотоэлектронов к числу падающих на Ф. фотонов монохроматич. излучения:

$$Y_{\lambda} = 1,24 \left[\frac{\text{Вт} \cdot \text{нм}}{\text{мА}} \right] \frac{S_{\lambda}}{\lambda}$$

(λ в нм). Квантовый выход часто выражается в процентах. Интегральная чувствительность Ф. S — отношение фототока в режиме насыщения (в мкА) к величине падающего светового потока (в лм) от стандартного источника излучения (лампа накаливания с вольфрамовой нитью при $T = 2850 \text{ К}$). S_{λ} и S связаны соотношением

$$S = 10^3 \frac{\int_0^{\lambda} S_{\lambda} F_{\lambda} d\lambda}{F_0 \int_0^{\lambda} F_{\lambda} K_{\lambda} d\lambda}$$

где F_{λ} — мощность излучения на данной длине волны, K_{λ} — относительная спектральная чувствительность «нормального» человеческого глаза (кривая видности), λ_0 — порог чувствительности Ф, λ_1 и λ_2 — границы видимого спектра, $F_0 = 683 \text{ лм/Вт}$ — световой поток в лм, соответствующий потоку в 1 Вт монохроматич. излучения с $\lambda = 554 \text{ нм}$.

Темновой ток Ф. — ток через фотоэлемент в отсутствие облучения, определяется термоэлектронной эмиссией. Она зависит от состояния поверхности Ф. (работы выхода Ф) и его темп-ры. Темновой ток является осн. источником электр. шума в фотоэлектронных приборах. Среднеквадратичный шум в отсутствие излучения равен

$$\bar{I}_{\text{ш}} = 2eI_{\text{т}} q \Delta f$$

где e — заряд электрона, $I_{\text{т}}$ — плотность темнового тока, q — площадь Ф., Δf — ширина полосы частот регистрирующего устройства. Ф. также характеризуется стабильностью его чувствительности во времени и термостойкостью, т. е. диапазоном рабочих темп-р, в границах к-рого чувствительность Ф. сохраняется в заданных пределах.

В качестве Ф. в фотоэлектронных приборах (табл.) обычно используют fotocувствит. материалы, обладающие вы-

Параметры фотокатодов для видимой и ближней ИК-областей спектра

Фотокатод	λ_0 , нм	$Y(\lambda_1)$	λ_1 , нм	S , мкА/лм	$J_{\text{т}}$, А/см ² (T=300K)
Cs ₃ Sb	600—650	0,15—0,25	400	40—80	10^{-16} — 10^{-15}
Na ₂ KsB	600—650	0,25—0,3	400	30—60	10^{-17}
Na ₂ KsB(Cs)	900	0,3—0,35	400	200—700	10^{-18}
K ₂ CsSb	650—700	0,3—0,35	400	100—200	10^{-17}
Ag—O—Cs	1200	0,005	800	20—70	10^{-12} — 10^{-11}
Bi—Ag—O—Cs	750—800	0,1	450	30—80	10^{-14}
GaAsP—Cs—O	680	0,5	400	200—300	10^{-16} — 10^{-14}
GaAs—Cs—O	900	0,3	400	1000—2000	10^{-16} — 10^{-14}
InGaAsP—Cs—O	1100—1150	0,2	400	200—1000	10^{-12} — 10^{-11}
InGaAs—InP—Ag—Cs—O	1700	0,01—0,08	1500	—	—

сохнм квантовым выходом ($Y \geq 0,1$ электрон/фотон) — т. я. эффективные Ф. Подавляющее большинство эффективных Ф. представляют собой полупроводники (см. Полупроводниковые материалы). Чистые металлы в видимой и ближней УФ-областях спектра имеют малый квантовый

выход ($\leq 10^{-3}$ электрон/фотон) и практически не используются в качестве Ф. Несколько выше квантовый выход бинарных сплавов (напр., Mg—W), к-рые иногда применяются в приборах, чувствительных к УФ-излучению. Высоким квантовым выходом обладают полупроводниковые материалы с дырочной проводимостью (p -типа) и малым потенциал. средством к электрону χ ($\chi < \delta$). В таких полупроводниках глубина выхода фотоэлектронов достигает неск. десятков нм. В результате значит. часть фотоэлектронов имеет возможность выйти в вакуум. Кроме того, в приповерхностной области таких Ф. существует электр. поле, ускоряющее фотоэлектроны к поверхности. Именно эти два обстоятельства обуславливают высокий квантовый выход фотомиссии таких полупроводников. Еще более высоким квантовым выходом обладают полупроводники с отрицат. эффективным электронным средством, т. е. полупроводники, для к-рых уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. В этом случае в вакуум могут выйти не только горячие, но и термализованные фотоэлектроны, глубина выхода к-рых равна диффузионной длине неосновных носителей заряда и достигает неск. тысяч нм, т. е. может превышать глубину поглощения света. В результате большинство электронов, возбужденных светом в объеме полупроводника, выходит в вакуум и квантовый выход имеет большую величину во всей области чувствительности Ф.

Среди эффективных Ф. наиб. распространение получили Ф. на основе антимонидов щелочных металлов: сурьмяно-цезиевый, двухщелочной и многощелочной.

Сурьмяно-цезиевый (Cs₃Sb) Ф. — полупроводник p -типа с широкой запрещенной зоны $E_g \approx 1,6 \text{ эВ}$, $\chi \approx 0,4 \text{ эВ}$, $\lambda_0 \approx 0,6 \text{ мкм}$. Он изготавливается путем воздействия паров Cs в вакууме на испаренный на подложку (обычно стекло) слой Sb при темп-ре $T = 140—180^\circ \text{ C}$. В области $h\nu \geq 3 \text{ эВ}$ квантовый выход фотомиссии достигает 0,1—0,2 электрон/фотон (рис. 1). Обработка Cs₃Sb небольшим кол-вом кислорода (сенсibilизация) сдвигает порог фотомиссии в длинноволновую область спектра и увеличивает квантовый выход, особенно вблизи порога. Этот эффект связан с уменьшением работы выхода и электронного средства.

Двухщелочные Ф. представляют собой соединения Sb и двух щелочных металлов. Они так же, как и Cs₃Sb, являются полупроводниками p -типа и изготавливаются последовательным воздействием на Sb паров двух щелочных металлов при $T = 150—200^\circ \text{ C}$. Наиб. распространение получили Ф. на основе K₂CsSb и Na₂KsB. Они отличаются от Ф. на основе Cs₃Sb чрезвычайно низким темновым током ($\sim 10^{-17} \text{ А/см}^2$), а Ф. на основе K₂CsSb имеют, кроме того, более высокий квантовый выход, чем на основе Cs₃Sb, во всей области спектра.

Многощелочной Ф. представляет собой двухщелочной Ф. на основе Na₂KsB, покрытый поверхностным дипольным слоем Cs—Sb (или Cs), снижающим χ . В результате на поверхность многощелочной Ф. реализуется нулевое или небольшое отрицат. эффективное электронное средство. Именно это обусловлено высокой чувствительностью данного Ф. (рис. 1). Среди Ф. на основе антимонидов щелочных металлов многощелочной Ф. обладает спектральной характеристикой, наиб. протянутой в длинноволновую область спектра ($\lambda_0 \approx 0,9 \text{ мкм}$), и наиб. интегральной чувствительностью (до 500—700 мкА/лм). Величина χ многощелочной

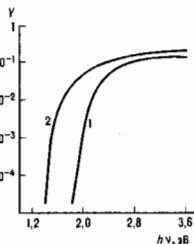


Рис. 1. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии фотокатодов на основе Cs₃Sb (1) и Na₂KsB(Cs) (2).

Ф. и величина его чувствительности существенно зависят от технологии его изготовления.

Наиб. чувствительностью в видимой и ближней ИК-области спектра обладают Ф. с отрицат. электронным средством (ОЭС). Они представляют собой *сильнолегированные полупроводники* *p*-типа, работа выхода *k*-рых снижается так, что уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Такие Ф. изготавливаются на основе полупроводниковых соединений GaP, GaAs, InP и их *твердых растворов*, а также на основе Si. В процессе изготовления Ф. поверхность полупроводника очищается прогревом в сверхвысоком вакууме, после чего работа выхода снижается адсорбцией цезия и кислорода. Наиб. высокую чувствительность имеют Ф. с ОЭС, изготовленные на основе совершенных полупроводниковых эпитаксиальных пленок, обладающих большими диффузионными длинами (см. *Эпитаксия*). Длинноволновая граница Ф. с ОЭС определяется шириной запрещенной зоны используемого полупроводника (рис. 2); $\lambda_0 \approx 1,24/\epsilon_g$,

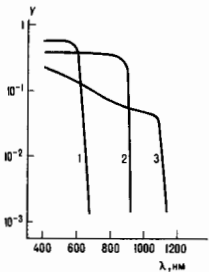


Рис. 2. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии фотокатодов с ОЭС: 1 — GaAsP ($\epsilon_g = 1,85$ эВ); 2 — GaAs ($\epsilon_g = 1,43$ эВ); 3 — InGaAsP ($\epsilon_g = 1,17$ эВ).

где λ_0 в мкм, а ϵ_g — в эВ. Ф. на основе GaAs с ОЭС имеет $\lambda_0 \approx 0,9$ мкм, а его интегральная чувствительность достигает 2000 мкА/лм. У Ф. на основе InGaAsP с ОЭС ($\epsilon_g = 1,17$ эВ) наивысший квантовый выход (2—9%) при $\lambda = 1,06$ мкм (длине волны излучения неодиома лазера). Недостатками Ф. с ОЭС являются их высокая стоимость и меньшая стабильность по сравнению с Ф. на основе антимонидов щелочных металлов.

До разработки Ф. с ОЭС единственным фотокатодом, чувствительным в ИК-области $\lambda > 0,9$ мкм, был серебрено-кислородно-цезиевый Ф. (Ag—O—Cs). Хотя его чувствительность значительно ниже, чем у Ф. на основе InGaAsP с ОЭС, Ф. на основе Ag—O—Cs и сейчас широко применяется в фотозлектронных приборах (спектральная характеристика приведена на рис. 3). Для этого Ф. $\lambda_0 \approx 1,2$ мкм, а квантовый выход при $\lambda = 0,8$ мкм составляет 0,003—0,005. Ф. на основе Ag—O—Cs изготавливается обработкой в парах Cs пленки Ag, окисленной в тлеющем разряде в атмосфере кислорода. Ф. состоит из окиси цезия с примесями Ag и избыточного Cs и с вкраплением микрочастиц Ag. На поверхности этого Ф. находится пленка адсорбированных атомов Cs. Механизм фотозлектронной эмиссии из Ag—O—Cs до конца не ясен. Предполагается, что длинноволновая часть спектральной характеристики Ф. на основе Ag—O—Cs ($\lambda > 500$ нм) определяется возбуждением фотозлектронов с примесных уровней, связанных с Ag и избыточным Cs, или из микрочастиц Ag в зоне проводимости Cs₂O и оттуда в вакуум. Недостатком Ф. на основе Ag—O—Cs является большой темновой ток ($\sim 10^{-12}$ — 10^{-11} А/см² при $T = T_{эм}$).

Рис. 3. Спектральная характеристика фотокатода на основе Ag—O—Cs.

Все Ф., чувствительные в видимой области спектра, чувствительны и к УФ-излучению. Однако в нек-рых при-

эмакна УФ-излучения целесообразно использовать Ф., нечувствительные к видимому свету. В солнечно-слепых приемниках излучения, чувствительных в ближней УФ-области спектра, соотвечающей полосе поглощения озона в земной атмосфере ($\lambda < 300$ нм), и нечувствительных в видимой области спектра, в качестве Ф. используются пленки теллуридов щелочных металлов (Cs₂Te и Rb₂Te). Эти Ф. представляют собой полупроводники с $\epsilon_g \approx 3$ эВ. При $\lambda = 0,25$ мкм квантовый выход фотоземиссии из них достигает 0,1—0,2 электрон/фотон. В более дальней УФ-области спектра в качестве Ф. используются пленки шенлогаллоидных соединений, CuI и галлоидные соединения серебра.

Длинноволновая граница λ_0 всех рассмотренных Ф. определяется величиной их работы выхода и ограничена значением $\lambda_{эм} \approx 1100$ нм. Фоточувствительностью в более длинноволновой области спектра обладают только Ф. на основе полупроводниковых структур с сильным внутр. или внеш. электрич. полем. Ф. с сильным внеш. электрич. полем представляют собой полупроводниковые автотокаты (см. *Автоэлектронная эмиссия*), изготовленные из полупроводников *p*-типа или высокоомных полупроводников *p*-типа, величина эмиссионного тока для *k*-рых резко увеличивается при освещении. Механизм фоточувствительности полупроводниковых автотокатов состоит в следующем. *Вольт-амперные характеристики* (ВАХ) автоэлектронной эмиссии из указанных полупроводников существенно нелинейны (особенно при низкой темп-ре) — в них имеется область насыщения, обусловленная рядом связанных процессов: проникновением электрич. поля в глубь полупроводника и возникновением *p—n*-перехода вблизи острия в полупроводниках *p*-типа, увеличением падения напряжения на эмиттере и возникновением *p—n*-перехода, изменением геометрии поля вблизи эмиттера и др. В области насыщения ВАХ автоэлектронный ток резко увеличивается при освещении полупроводника в области собственного и примесного поглощения за счет дополнитель. генерации носителей тока светом в эмиттере и частичного вытеснения электрич. поля из полупроводника.

Ф. с сильным внеш. электрич. полем изготавливаются в виде отд. острей или многоостриевых структур. Длинноволновая граница таких Ф. определяется шириной запрещенной зоны полупроводника или энергией ионизации примесного уровня. В случае Ф. на основе Ge, легированного Au и компенсированного Sb, $\lambda_0 \approx 6$ —7 мкм при $T = 77$ К, а эфф. квантовый выход достигает 1—2 электрон/фотон при $\lambda = 1,4$ мкм и $Y_{эм} \approx 0,06$ электрон/фотон при $\lambda = 2$ мкм. Недостатками таких Ф. являются сравнительно большой темновой ток (10^{-9} — 10^{-8} А для Ф. на основе Ge при $T \approx 77$ К) и наличие пространственных неоднородностей фотоувствительности в многоостриевых структурах.

Ф. с сильным внутр. электрич. полем представляют собой полупроводниковые структуры с выпрямляющими контактами полупроводник—металл и *гетеропереходами* (см. также *Контактные явления в полупроводниках*). В таких Ф. свет возбуждает электроны в зону проводимости ниже уровня вакуума, а дополнительную энергию, необходимую для выхода в вакуум, фотозлектроны приобретают в сильном электрич. поле внутри полупроводника. Длинноволновая граница таких Ф. определяется шириной запрещенной зоны полупроводника (λ_0 [мкм] $\approx 1,24/\epsilon_g$ [эВ]). Ф. с выпрямляющим контактом полупроводник—металл изготавливаются на основе полупроводниковых соединений *p*-InGaAs и *p*-InGaAsP и представляют собой эпитаксиальные слои таких полупроводников, на поверхность *k*-рых наносится тонкая (~ 10 нм) пленка Ag. Работа выхода Ag снижается адсорбцией цезия и кислорода до величины $\approx 1,1$ эВ. Такие Ф. работают при включении на контакт внеш. напряжения в обратном направлении (плюс на Ag) $V = 2$ —5 В. Фотозлектроны, возбужденные светом в зону проводимости, разогнаются в сильном электрич. поле контакта и выходят в вакуум сквозь пленку Ag. Ф. на основе InGaAs с $\epsilon_g \approx 0,75$ эВ имеют порог чувствительности $\lambda_0 \approx 1,7$ мкм, а квантовый выход достигает 10^{-3} — 10^{-2} электрон/фотон при $\lambda < 1,6$ мкм.

Болеe выcoкий квантовый выход имеют Ф. на основе полупроводниковых гетероструктур с выпрямляющим контактом полупроводник—металл. Они представляют собой тонкопленочные эпитаксиальные гетероструктуры InGaAs—InP. На поверхность к-р-н нанесена тонкая пленка Ag. Работа выхода пленки Ag снижает адсорбционную и кислородную до величины $\approx 1,1$ эВ. Ф. работают при внеш. напряжении (плюс на Ag) $V=5-10$ В. Фотоэлектроны возбуждаются светом в InGaAs. В отсутствие внеш. напряжения на гетерогранице InGaAs—InP в зоне проводимости имеется потенц. барьер $\phi_0 \approx 0,6$ эВ, к-рый иррадирует переходу фотоэлектронов из InGaAs в InP и выводу их в вакуум. При наличии внеш. смещения внутр. электрич. поле выпрямляющего контакта полупроводник—металл проникает в глубь гетероструктуры и снимает барьер на гетерогранице. В результате фотоэлектроны, возбужденные светом в InGaAs, переходят в InP, разогнанные здесь, в сильном электрич. поле и выходят в вакуум сквозь тонкую пленку Ag. Длина волны границы Ф. определяется шириной запрещенной зоны InGaAs ($E_g \approx 0,75$ эВ) и равна $\lambda_0 \approx 1,7$ мкм (рис. 4). Величина квантового выхода фотомиссии в области спектра $\lambda \leq 1,55$ мкм достигает 0,01—0,08 электрон/фотон.

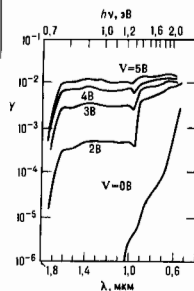


Рис. 4. Спектральные характеристики квантового выхода фотомиссии фотокатода на основе InGaAs—InP—Ag—Cs—O; E_g (InGaAs) $\approx 0,75$ эВ.

Существенным недостатком Ф. на основе полупроводниковых гетероструктур и выпрямляющих контактов полупроводник—металл является большой тепловой ток, связанный с тепловой генерацией электронов в узкомонном полупроводнике. Этот ток может быть уменьшен охлаждением Ф.

Лит.: Дифшиц Т. М., Мусатов А. Л., Автоэлектронная эмиссия из гетерии, управляемая инфракрасным излучением («Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 3, с. 134; Фишер Р., Нойман Х., Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971; Соммер А., Фотомиссионные материалы, пер. с англ., М., 1973; Соболева Н. А., Меламид А. Е., Фотоэлектронные приборы, М., 1974; Белл Р. Л., Эмиттеры с отрицательным электронным средством, пер. с англ., М., 1978; Escher J. S. [e. a.], Field assisted semiconductor photoemitters for the 1—2 μ m range, «IEEE Trans. Electron. Devices», 1980, v. 27, p. 1244; Escher J. S., NEA semiconductors photoemitters, «Semiconductors and semimetals», 1981, v. 15, p. 195; Beugheve V. P., Shefova I. A., Musatov A. L., Optical and photoemissive properties of multi-alkali photocathodes, «J. Phys. D: Appl. Phys.», 1993, v. 26, p. 1499. А. Л. Мусатов.

ФОТОЛИТОГРАФИЯ—способ формирования изделий разл. типа с использованием светочувствит. материалов. Ф. применяется в полиграфии для фотомеханики, изготовления печатных форм на формном материале (камне или металлиз. пластине) в результате фотодублирования или фотополлимеризации светочувствит. слоя. Этот способ отличается высокой трудоёмкостью и многооперационностью, но широко используется для изготовления офсетных форм, обеспечивающих высококачеств. воспроизведение сложных оригиналов. В процессе фотодублирования применяются поливиниловый спирт, низкомолекулярные смолы (связующие), соли хрома и диазосоединения (сенсibilизаторы), обеспечивающие фотосшивку макромолекул. В состав ф-

тополимеризующихся композиций входят мономеры или низкомолекулярные полимеры и инициаторы фотополлимеризации, сенсibilизаторы.

В электронике Ф. используется для формирования рельефного рисунка в слое металла, диэлектрика или полупроводника с применением фоторезистов и источников УФ-излучения в процессе изготовления интегральных схем и др. электронных устройств. В зависимости от требуемого размера элементов интегральных схем применяют контактную (при низком разрешении) или проекционную (при высоком разрешении) Ф. Проекционная Ф. обеспечивает создание сверхтонких интегральных схем типа динам. оперативных запоминающих устройств ёмкостью до 64 Мбит и более при использовании наиб. коротковолнового УФ-излучения экзимерных лазеров ($\lambda \approx 193$ нм). При этом предельные мин. размеры элементов сверхтонких интегральных схем, получаемых методом Ф., практически ограничиваются интерференцией и дифракцией света и достигают 0,35 мкм.

С 90-х гг. развивается т. н. фотостереолитография—способ получения объёмных изделий из жидких фотополлимеризующихся композитов путём постоянной фотополлимеризации лазерным излучением методом автоматизированного проецирования. Этот способ применяется при изготовлении эксперим. моделей и образцов техн. и медицинских изделий сложной формы, а также пресс-форм разл. назначения. Фотостереолитография существенно сокращает время, необходимое для отработки конструкции новых изделий.

Лит.: Бокон Ю. С., Фото-, электронно- и рентгеноэнергетика, М., 1982; Лазаренко Э. Т., Фотохимическое формирование печатных форм, Львов, 1984; Слудский А. А., Справочник технолога-полиграфиста, ч. 2. Копировально-множительные процессы, М., 1989. В. А. Барченко.

ФОТОЛОМИНЕСЦЕНЦИЯ—люминесценция, возбуждаемая оптич. излучением видимой и УФ-областей спектра. В отличие от рассеяния света и горячей люминесценции, Ф. испускается после того, как в возбуждённом светом веществе закончились процессы релаксации и установилось квазиравновесное состояние. Обычно квазиравновесие устанавливается в течение $\sim 10^{-12}-10^{-10}$ с.

Спектр Ф. подчиняется Стокса правилу. В отсутствие тушения люминесценции квантовый выход Ф. (отношение числа испускаемых квантов к числу поглощённых) равен единице. Зависимость квантового выхода от длины волны возбуждающего излучения определяется Вавилова законом. Более сложные закономерности наблюдаются при Ф. кристаллофосфоров, для к-рых характерна нелинейная зависимость Ф. от интенсивности возбуждающего излучения. Ф. используются в люминесцентных лампах, люминесцентном анализе, дефектоскопии и др.

Лит. см. при ст. Люминесцентная. М. Д. Галанци.
ФОТОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (фотоэлектромгнитный эффект, Киконна—Носкова эффект)—возникновение электрич. поля в полупроводнике, помещённом в магн. поле, при освещении его сильно поглощающим светом.

Если на полупроводник падает свет, частота к-рого ω соответствует собств. поглощению: $\hbar\omega = E_g$ (E_g —ширина запрещённой зоны полупроводника), то в тонком поверхностном слое образуется высокая концентрация электронов и дырок. Возникающий при этом градиент их концентраций приводит к появлению диффузионного потока носителей в направлении падающего излучения. Если магнитное поле H приложено вдоль оси oz (рис. 1), световой пучок и диффузионный поток—вдоль оси oy , то магн. поле отклоняет электроны и дырки в разные стороны, вызывая в направлении их пространственного разделения зарядов. Если

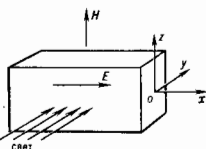


Рис. 1.