

Вода в атмосфере при $t \geq 0^\circ\text{C}$ может быть в газообразной и жидкой фазах, а при отрицат. темп-рах — и газообразной, жидкой (переохлажденной ильот до -35 — -40°C), и твердой (лёд). Важной особенностью водяного пара является то, что его насыщающая упругость над переохлажденной водой (E_p) больше, чем над льдом (E_A) (табл.). Значение $\Delta E = E_p - E_A$ максимально при $t = -12^\circ\text{C}$ ($\Delta E = 0,269$ гПа). То, что $E_A < E_p$, играет большую роль в эволюции переохлажденных облаков, способствуя переконденсации воды с капель на кристаллы, чем облегчается образование частиц осадков.

В табл. для разл. темп-р воздуха приведены значения E , a и m при насыщении над гладкой поверхностью воды (числитель) и льда (знаменатель) при $p = 1000$ гПа.

$t, ^\circ\text{C}$	$E, \text{гПа}$	$a, \text{г/м}^3$	$m, \text{г/лг}$
-30	0,509	0,453	0,318
	0,380	0,338	0,236
-20	1,254	1,073	0,784
	1,031	0,883	0,642
-10	2,852	2,357	1,793
	2,597	2,138	1,620
0	6,107	4,814	3,838
	6,106	4,844	3,838
10	12,271	9,990	7,761
	—	—	—
20	23,371	17,270	14,951
	—	—	—
30	42,427	30,330	27,693
	—	—	—

Фазовые переходы воды сопровождаются выделением или поглощением тепла, поэтому они играют огромную роль в энергетике и термодинамике атмосферы. Поскольку водяной пар имеет в ИК-части спектра неск. полос поглощения, В. в. сильно влияет на тепловой баланс атмосферы. Наиб. интенсивные полосы поглощения находятся на длинах волн $\lambda = 5,5$ — $7,0$ мкм и $\lambda > 17$ мкм.

Лит.: Синоптические таблицы, 2 изд., Л., 1981; Мендухарские метеорологические таблицы, 1—11 серии, Обнинск, 1975; М а т и с е в Л. Т., Курс общей метеорологии. Физика атмосферы, 2 изд., Л., 1984; М а з а и И. П., Ш м е т е р С. М., Облака, строение и физика образования, Л., 1983; Х р г и а н А. X., Физика атмосферы, М., 1986. С. М. Шметер.

ВЛАСОВА УРАВНЕНИЯ — система самосогласованных ур-ний для одночастичных ф-ций распределения электронов и ионов полностью ионизованной плазмы и ур-ний Максвелла для ср. напряженности электрич. и магн. полей. Широко используется для описания процессов в разреженной плазме, когда характерные времена T и пространственный L масштабы плазмы много меньше времени $T_{ред}$ и длины $l_{ред}$ релаксации, к-рые определяются плотностью зарядк. частиц и их столкновениями (корреляциями флуктуаций). В. у. соответствуют уравн.о приближ. к по параметрам $T/T_{ред}$ и $L/l_{ред}$. Это означает, что диссипативные процессы, обусловленные корреляциями (столкновениями) зарядк. частиц, не рассматриваются, плазма бесстолкновительная.

В. у. обратимы; зптрония замкнутой системы в приближении В. у. постоянна. В силу условия $L \ll l_{ред}$ В. у. используются для описания процессов лишь в огранич. системах. Реальные диссипативные граничные условия могут быть учтены введением эффективных интегралов столкновений с характерными параметрами $T_{эфф. ред}$ и $l_{эфф. ред}$. В. у. применяются и для описания турбулентных свойств плазмы, когда возникает рассеяние частиц на волнах. Подробнее см. *Кинетические уравнения для плазмы*. Ю. Л. Наумович.

ВМОРОЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ — один из эффектов, характерных для жидких и газообразных сред, обладающих высокой (в идеале — бесконечной) проводимостью σ и движущихся поперек магн. поля H (напр., для жидких металлов и плазмы). В этих условиях магн. силовые линии и частицы среды жестко связаны друг с другом; можно сказать, что магн. силовые линии как бы вморожены в среду, перемещаясь вместе с ней.

В. м. п. основана на том, что в идеальн. проводящей среде индуцируемое движением среды электрич. поле должно быть равно нулю, иначе, в соответствии с законом Ома, в среде возник бы бесконечный ток, что невозможно. Поэтому, в силу закона об эл.-магн. индукции Фарадея, бесконечн. проводящая среда не должна пересекать силовые линии магн. поля; иначе говоря, магн. поток $\Phi = \int H dS$ через поверхность S , огибающуюся на произвольный контур, движущийся вместе со средой, остается постоянным (dS — векторный элемент поверхности, направленный по нормали к ней). Сохранение магн. потока через поверхность S приводит к тому, что движущиеся поперек магн. поля частицы среды «отпнут» за собой силовые линии магн. поля, к-рые окажутся, т. о., вмороженными в среду в процессе её движения.

В. м. п. характерна для сред с высоким магн. числом Рейнольдса $R = LV/v_\tau$, где L и V — характерный масштаб и характерная скорость течения среды, $v_\tau = c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость. Если $R \gg 1$, т. е. $LV \gg c^2/4\pi\sigma$, то магн. поле вморожено в среду (напр., в плазму). Эти условия обычно выполняются в плазме солнечного ветра (большие L), в высокотемпературной плазме (большие σ).

В. м. п. во мн. случаях позволяет, не прибегая к громоздким расчтам, с помощью простых представлений получить качествен. картину течений среды и деформации магн. поля. См. также *Магнитная гидродинамика*.

ВНЕАТМОСФЕРНАЯ АСТРОНОМИЯ — раздел наблюдательной астрономии, использующий для исследований космич. объектов приборы, вынесенные за пределы земной атмосферы. Методы В. а. применяются преим. для исследований в УФ-, рентг. и гамма-диапазонах, т. к. земная атмосфера для космич. эл.-магн. излучения в этих диапазонах непрозрачна; УФ- и рентг. излучения поглощаются в зависимости от длины волны на высотах 150—80 км, а фотоны жесткого рентгеновского излучения и гамма-излучения с энергией ≥ 10 —20 кэВ достигают высот ≈ 40 км (см. *Прозрачность земной атмосферы*).

В. а. родилась в кон. 40-х гг. 20 в., когда в США и СССР были начаты исследования Солнца в УФ- и рентг. областях спектра при помощи ракет, способных достигать высот св. 100 км и поднимать астр. инструменты весом до 1 т. В сер. 60-х гг. начались внемат. исследования др. источников космических рентгеновских и гамма-излучений.

С помощью УФ- и рентг. аппаратуры, установленной на ракетах, достигавших высот от 100 до 500 км (а нередко и больших), были сделаны первые открытия: обнаружены дискретные источники рентг. излучения (неск. десятков), исследованы УФ-спектры ярких звезд разных спектральных классов, обнаружен УФ-фон неба и спектральной линии водорода L_α .

В принципе, вынос телескопа за пределы земной атмосферы позволяет достичь предельного для данного телескопа углового (пространственного) разрешения ρ , обусловленного лишь дифракцией излучения на входном отверстии телескопа ($\rho = 206265 \lambda/D$ угл. секунд, где λ — длина волны, D — апертура телескопа; см. *Разрешающая способность оптических приборов*). Разрешение наземных телескопов, ограниченное «дрожанием» атмосферы, редко бывает меньше $1''$, что соответствует значению ρ телескопа всего лишь с $D \sim 10$ см

(для $\lambda=5000 \text{ \AA}$). Наконец, мя астрофиз. проблемы требуют для своего решения доставки приборов непосредственно к объекту исследования (планеты Солнечной системы, межпланетная среда, солнечный ветер, кометы и т. д.). Каждая из этих проблем порождает самостоятельную направление: исследования Венеры спускаемыми и пролетающими аппаратами, включая радиолокацию, картографирование этой планеты (СССР и США); изучение поверхности и атмосферы Марса и его спутников (СССР, США); исследования Юпитера, Сатурна и их спутников (США). Особенно большой объем ценнейшей информации был получен 16 см. межпланетными космич. аппаратами (КА «Венера» (1961—84), двумя амер. КА «Викинг» (исследования Марса и его спутников в 1976—82), космич. станциями «Вояджер-1 и 2» при их пролёте вблизи систем Юпитера и Сатурна (США, запущены в 1977).

Новая эпоха во В. а. началась с запусками на околоземную орбиту специализиров. астр. ИСЗ, оснащенных высокоточной системой наведения и пространств. стабилизации (с точностью до $0.03''$). В области рентг. В. а. следует выделить спутники «Хурру» (США, с 1970), «САС-3» (США, с 1975), «ХЕАО-1а» и «ХЕАО-2» (обсерватория им. Эйвнгойна) (США, 1978—84), «АНС» (Нидерланды, с 1974), «УК-5» (Великобритания, с 1974), «Астро» (СССР, с 1983) и японские «Хангук» (с 1979) и «Темма» («Астро-Б», с 1983). Среди наиб. ценных результатов, полученных рентг. В. а.: открытие одиночных и входящих в двойные системы нейтронных звезд с периодами собственного вращения от 0.033 до 1000 с; составление каталогов, включающих тысячи рентг. источников; открытие горячего ($10^7\text{--}10^8 \text{ K}$) межгалактического газа в скоплениях галактик, имеющего плотность $10^{-3}\text{--}10^{-4}$ атомов/см³ и нормальный хим. состав; обнаружение «кандидатов в черные дыры»; детальное исследование негалактич. источников (ядер активных и сейфертовских галактик, квазаров); открытие рентг. источников в неск. ближайших галактиках; обнаружение рентг. излучения коронок нормальных звезд и др. (в подробное см. *Рентгеновая астрономия*).

В УФ-области ($\lambda=1000\text{--}3500 \text{ \AA}$) особую роль сыграли ИСЗ «Коперник» (США), междунар. спутник «UE» (США и ряд стран Европы, с 1977) и «Астро» (СССР) с телескопами diam. 45—90 см. В этом диапазоне спектра проводились: детальное исследование хим. состава и физ. условий в межзвездной среде; обнаружение и исследование молекулярного водорода в плотных и холодных облаках межзвездного газа; обнаружение горячей газовой короны Галактики; детальное исследование распределения водорода (и гелия) в окрестностях Солнечной системы, изучение спектров неск. тысяч звезд с высоким спектральным разрешением, а также исследования УФ-спектров ядер галактик и квазаров (см. *Ультрафиолетовая астрономия*). В США намечают запуск на орбиту ИСЗ оптич. телескопа им. Эдвина Хаббла diam. 2,4 м с пространственным разрешением до $0,01''$ и проницающей способностью вплоть до 29—30 μ ; его астрометрич. точность превысит $0,001''$, срок службы ≥ 10 лет. В ИК-области важные результаты получены ИСЗ «ИРАС» (США, Нидерланды, Великобритания, 1983). Но данным аппаратуры этого спутника составлен каталог $\sim 10^6$ ИК-источников, излучающих в диапазоне длин волн от 1 до 100 мкм (см. *Инфракрасная астрономия*). В миллиметровом диапазоне длин волн советским ИСЗ «Протон» исследовались реликтовое излучение и его флуктуация.

Космич. изучение с энергией гамма-фотонов $\epsilon \geq 100 \text{ МэВ}$ исследовалось со спутников «САС-2» (США, с 1972) и «ГОС-Б» (ряд стран Западной Европы, запущен в 1975). Обнаружены ок. 20 дискретных источников гамма-излучения (из к-рых отожествлено лишь 3) и протяженная область эмиссии вдоль плоскости Галактики (см. *Гамма-астрономия*).

Следует отметить исследования гамма-всплесков, приходя к-рых до сих пор окончательно не выяснена. Их

десяток источников гамма-излучения, координаты к-рых определены с точностью до $5'$ до $10'$, явля одни надеждо не отождествлен с известными астр. объектами. В. а. развивается по пути создания специализиров. тяжелых спутников Земли, оснащенных высокоточной системой астроориентации и уникальными астр. инструментами. Уже сейчас примерно 50% астрономической информации поступает от приборов, установленных на ИСЗ.

В. Г. Курт.

ВНЕЗАПНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ МЕТОД — приближенный способ нахождения и описания осн. характеристик вероятностей квантовых переходов в процессах быстрых столкновений (процессах «встряски»). Под процессами встряски понимаются также процессы, для к-рых характерные времена столкновений ω достаточно малы по сравнению с обратными частотами ω_0 в невозмущенной системе: $\omega \ll 1/\omega_0$ [1, 2]. В отличие от др. предельного случая — *адиабатического возмущения*, вероятности возбуждения системы при внезапном влиянии, воздействии могут достигать величины порядка единицы.

Из невозможных процессов встряски выделяют два крайних случая: типа рассеяния и типа включения [3, 4]. Встряска типа рассеяния — это процесс, в к-ром и течение короткого времени t действует возмущение $\hat{V}(t)$, а при $t \rightarrow \pm \infty$ полный гамильтониан системы совпадает с невозмущенным гамильтонианом \hat{H}_0 . Во встряске типа включения за короткое время ω гамильтониан системы изменяется от некоего нач. значения \hat{H}_i до конечного $\hat{H}_f (\neq \hat{H}_i)$. Амплитуда перехода \mathcal{M} между стационарными состояниями этих гамильтонианов в нулевом порядке по ω по встряске типа включения (в нулевом порядке по $\sqrt{V/\hbar}$) [1, 2]

$$\mathcal{M}_{if}^{(0)} \sim \langle f | \hat{V} | i \rangle \quad (1)$$

представляет собой к-р, неразложения нач. волновой ф-ции по конечным. Чтобы вероятности соответствующих переходов стали близкими к единице, во встряске типа включения достаточно изменить гамильтониан на величину порядка его самого.

Классический пример применения В. в. м. для вычисления вероятностей квантовых переходов во встряске типа включения — расчеты возбуждения и ионизации атомов при бета-распаде ядер. В теории атомных столкновений он используется при исследовании двухэлектронных радиационных, а также трёх-, четырёх- (и более) частичных Оже-переходов в сложных атомах [5].

Описание встряски типа включения в нулевом порядке по ω является относительно простым, и независимо от деталей процесса изменения гамильтониана вероятности переходов определяются квадратом модуля амплитуды (1). Расчет же амплитуды перехода в высших порядках — он требует исследования общего случая встряски — и со скачком гамильтониана, и с толчком $\hat{V}(t)$ [4]. Математически эта задача сводится к решению задачи об эволюции системы в процессе встряски типа рассеяния. Для нахождения вероятностей переходов во встряске типа рассеяния оператор взаимодействия $\hat{W}(t)$ в представлении взаимодействия раскладывается в ряд по степеням параметра ω от области момента встряски t_0 . При этом решение у-рия для оператора временной эволюции $\hat{S}(t)$ в представлении взаимодействия также имеет вид разложения по ω . Если операторы $\hat{V}(t)$, взятые в разные моменты времени, коммутируют между собой, то в нулевом порядке по ω амплитуда перехода между стационарными состояниями $|i\rangle$ и $|f\rangle$ гамильтониана \hat{H}_0 равна

$$\mathcal{M}_{if}^{(0)} \sim \langle f | \hat{S}_0(+\infty, -\infty) | i \rangle \sim \langle f | \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \hat{V}(t) \right] | i \rangle. \quad (2) \quad 287$$

Если операторы $\hat{V}(t)$, взятые в разные моменты времени, не коммутируют, то амплитуда перехода во вращение типа рассеяния находится с помощью *Мягнуса разложения* и в общем случае представляется собой экспоненту, содержащую бесконечное число кратных интегралов от коммутаторов типа $[\hat{V}(t), \hat{V}(t')]$. В другом выражается специфика вращение типа рассеяния, её сложность по сравнению со случаем включения, т. е. даже за короткое время структура взаимодействия оказывает существенное влияние на амплитуду перехода. В отличие от вращение типа включения, во вращение типа рассеяния для того, чтобы вероятности переходов стали ~ 1 , требуется достаточно сильное возмущение для выполнения неравенства $Vt \gg \hbar$.

Практически наиб. важными примерами вращение типа рассеяния являются процессы *кулоновского возбуждения ядра тяжёлых ионов*, *кулоновского возбуждения атомов быстрыми нейтр. атомами и атомарными ионами* и *многочисл. процессы колебательно-вращат. возбуждения молекул в столкновениях с электронами и тяжёлыми частицами*. К общему случаю вращение относится задача о влиянии прямого кулоновского возбуждения на вероятности атомных переходов при бета-распаде ядер и др. ядерных реакциях.

Во всех областях физики встречаются процессы, к-рые можно рассматривать как быструю передачу импульса связанной квантовой системе. К ним относятся рассеяние жесткого эл.-магн. излучения, нейтронов или электронов высоких энергий атомами и атомными ядрами, ядерный бета-распад, *Мессбауэра эффект* и др. Аналогия таких процессов показывает, что в системах, обладающих стационарными состояниями, вероятности переходов, стимулированных передачей импульса q , содержат в себе квадрат модуля амплитуды (формулы) [3, 4]:

$$M_{fi} = \langle f | \exp \{ i q r \hbar^{-1} \} | i \rangle, \quad (3)$$

зависящего лишь от свойств невозмущенной системы и величины q , но не от деталей протекания процесса передачи импульса. Подобная универсальность, позволяющая дать единое, унифицир. описание мн. явлений в совершенно разных физ. областях, связана с очень быстрой передачей импульса, так что для её описания достаточно ограничиться нулевым по ω приближением (2). В высших порядках по ω такая универсальность пропадает, поскольку в каждом конкретном процессе обобщение формфакторного подхода обладает своими особенностями. Математически это выражается в появлении в ф.-лах для амплитуд переходов коммутаторов, содержащих гамма-функцию невозмущенной системы. Однако если процесс передачи импульса можно трактовать как вращение типа включения, то на коммутационные соотношения в нулевом порядке по ω не накладывающиеся никаких ограничений.

При условии, что системе в результате столкновения за короткое время передается импульс q , независимо от физ. природы процесса вращение, вероятности переходов определяются величиной параметра [3, 4]

$$N = q \delta R \hbar^{-1}, \quad (4)$$

где δR — неопределённость в координатах, обусловленная относительно медленными движениями в невозмущенной системе.

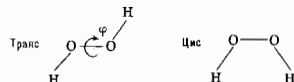
Имеется ряд задач, в к-рых В. в. м., приспособленный для вычисления вероятностей переходов между стационарными состояниями квантовой системы, непосредственно не применим. Примерами таких процессов являются вынужденные эффекты излучения (поглощения) квантов внеш. лазерного поля, происходящие на фоне осн. процесса — фотоэффекта, бета-распада, излучения или поглощения электроном жесткого кванта, рассеяния электрона на атоме, комpton-эффекта и т. д. Для их исследования удобнее рассматривать подклассы, временною картину столкновения, считая, что вращение электрона происходит с одинаковой вероят-

ностью в любой момент времени [3]. Во всех явлениях такого рода, когда вращение состоит в быстрой передаче импульса электрону в первой стадии процесса, вероятности вынужденных эффектов определяются величиной параметра (4), в к-ром под δR понимается теперь амплитуда колебаний электрона во внеш. лазерном поле. В тех случаях, когда параметр N не содержит постоянной Планка (напр., в процессах излучения и рассеяния света классич. электронами), соответствующие вынужденные эффекты имеют классич. объяснение при любом числе испускаемых (поглощаемых) лазерных квантов. Лит.: 1) Дьяков А. П. Д., Физика В. М., Классическая механика, 3 изд., М., 1974; 2) Мигдал А. Б., Выводные методы в квантовой теории, М., 1975; 3) Дьяков А. М., Юд и в Г. Л., Вынужденные эффекты при вращении электрона во внешнем электромагнитном поле, *ЖЭФ*, 1972, т. 121, с. 157; 4) и в ж. «Встряхивание квантовой системы и характер стимулированных их переходов, там же, 1978, т. 125, с. 377; 5) Матвеев В. И., Паркин Э. С., Встряска при зрительных переходах в атомах, там же, 1982, т. 138, с. 573.

ВНЕСИСТЕМНЫЕ ЕДИНИЦЫ — единицы физ. величин, не входящие ни в одну из существующих систем единиц, а также не входящие в СИ, но допускаемые к применению наравне с единицами этой системы. В.в. можно разделить на независимые (определяемые без помощи др. единиц, напр. градус Цельсия, бел) и производные (вырабатые, но выражаемые нек-рым числом др. единиц (напр., атмосфера, лошадиная сила, световой год, парсек).

ВНЕШНЕЕ ТРЕПЕНИЕ — см. *Трение оптическое*.

ВНУТРЕННЕЕ ВРАЩЕНИЕ — вращение определ. атомных групп молекул вокруг к-л св-ей или нек-рых осей вращения. В результате В. в. образуются пространств. изомеры, наз. конформеры или ротамеры. Так, в молекуле пероксида водорода (H_2O_2)



вращение происходит вокруг связи O—O и плоский транс(180°) ротамер (угол поворота вокруг связи O—O $\varphi=180^\circ$) соответствует наиб. удалению атомов H друг от друга, а плоский цис(0°) ротамер ($\varphi=0^\circ$) — их наиб. сближению. Равновесный конформер, отвечающий минимуму потенц. энергии молекулы, возникает при $\varphi=110^\circ$. В. в. в молекуле этана CH_3-CH_3 происходит вокруг связи C—C, причём заслоненный ротамер (связи C—H в разных группах CH_3 попарно лежат в одной плоскости) отвечает максимуму потенц. энергии, а скрещенный ротамер (образующийся из первого поворота одной из групп CH_3 вокруг связи C—C на 60°) — минимуму энергии. В л-комплексах (см. *пространств. структура* в ст. *Валентность*) В. в. заключается в поворотах неплантарных колец вокруг осей, проходящих через атом металла и центры колец.

Характеристики В. в. — барьер вращения (энергия, необходимая для осуществления поворота, см. *Потенциальная поверхность*) и разность энергий ротамеров — определяются экспериментально методами инфракрасной спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света, микроволновой спектроскопии, спектроскопии ядерного магнитного резонанса, ультразвуковой спектроскопии. Экспериментально полученные для пероксида водорода значения барьеров вращения составляют 4 кДж/моль для транс(180°) и 40 кДж/моль для цис(0°) ротамеров. С развитием методов квантовой химии эти параметры В. в. в принципе могут быть теоретически рассчитаны, что позволяет уточнить эксперим. полученные для них значения. В. в. определяют мн. св-ва (напр., вязкость).

Лит.: см. при ст. *Напорная молекула*, В. Г. Давыдовский. **ВНУТРЕННЕЕ ТРЕПЕНИЕ** в твердых телах — свойство твердых тел необратимо превращать в тепло

механич. энергию, сообщённую телу в процессах его деформирования, сопровождающихся нарушением в нём термодинамич. равновесия.

В т. отношении к числу неуругих, или релаксационных, свойств (см. Релаксация), к-рые по описанию теории уругости. Последняя основывается на скратом допущении о квазиэстич. характере (бесконечно малой скорости) уругого деформирования, когда в деформируемом теле не нарушается термодинамич. равновесие. При этом напряженье $\sigma(t)$ в к.-л. момент времени определяется значением деформации $\epsilon(t)$ в тот же момент. Для действующего напряжённого состояния $\sigma(t) = M_0 \epsilon(t)$. Тело, подчиняющееся этому закону, наз. идеальн. уругим телом, соответствующий расчёт рассматриваемому типу деформации (растяжение, кручение). При периодич. деформировании идеальн. уругого тела σ и ϵ находятся в одной фазе.

При деформировании с конечной скоростью в теле возникает отклонение от термодинамич. равновесия, вызывающее соответствующий релаксационный процесс (по сравнению с равновесным состоянием), сопровождаемый диссипацией (рассеянием) уругой энергии, т. е. необратимым её переходом в тепло. Напр., при изгибе равномерно нагретой пластины, материал к-рой расширяется при нагревании, растягиваемые волокна охлаждаются, сжимаемые — нагреваются, вследствие чего возникает поперечный градиент темп-ры, т. е. уругое деформирование вызывает нарушение теплового равновесия. Выравнивание темп-ры путём теплопроводности представляет релаксационный процесс, сопровождаемый необратимым переходом части уругой энергии в тепловую, чем объясняется наблюдаемое на опыте затухание свободных изгибных колебаний пластины. При уругом деформировании сыпуча с равномерным распределением атомов компонент может произойти перераспределение последних, связанное с различием их размеров. Восстановление равновесного распределения путём диффузии также представляет собой релаксационный процесс. Проникновения неуругих, или релаксационных, свойств, кроме упомянутых, являются уругое последствие в чистых металлах и сплавах, *истерезис уругий* и др.

Деформация, возникающая в уругом теле, определяется не только приложенными к нему внешними механич. силами, но и внутренними темп-ры тела, его хим. состава, внешними магн. и электр. полями (магнито- и электрострикция), размерами зёрен и т. д.

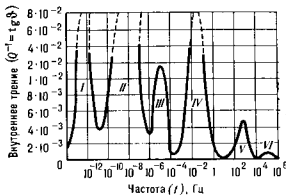


Рис. 1. Типичный релаксационный спектр твёрдого тела при постоянной температуре, связанный с процессами: I — анизотропное распределение растворённых атомов под действием внешних напряжений; II — в граничных слоях зёрен двойников; III — на граничных раздела двойников; IV — восточные атомы в сплавах; V — поперечных тепловых потоков; VI — мезокристаллитных тепловых потоков.

Это приводит к многообразию релаксационных явлений, каждое из к-рых вносит свой вклад во В. т. Если в теле одновременно происходит несколько релаксационных процессов, каждый из к-рых можно характеризовать своим временем релаксации τ , то совокупность всех времён релаксации отд. релаксационных процессов образует т. н.

релаксационный спектр данного материала (рис. 1), к-рый характеризует данный материал при данных условиях; каждое структурное изменение в образце отражается характерным изменением релаксационного спектра.

Существует неск. феноменология теорий неуругих, или релаксационных, свойств, к к-рым относятся: а) теория уругого последствиея Больцмана — Вольтерры, отыскивающая такую связь между напряжением и деформацией, к-рая отображает предшествующую историю деформируемого тела: $\sigma(t) = \int_{-\infty}^t f(t-t') \epsilon(t') dt'$, где вид «функции памяти» $f(t-t')$ остаётся неизвестной; б) метод релогич. моделей, к-рый приводит к соотношениям типа:

$$a_0 \sigma + a_1 \dot{\sigma} + a_2 \ddot{\sigma} + \dots = b_0 \epsilon + b_1 \dot{\epsilon} + b_2 \ddot{\epsilon} + \dots \quad (1)$$

Это линейное дифференциальное уравнение характеризует зависимость от времени и является основой для описания линейного вязкоуругого поведения твёрдого тела.

Явления, описываемые уравнениями типа (1), моделируются механич. и электр. схемами, представляющими последовательные и параллельные соединения уругих (пружины) и вязких (поршни в цилиндре с вязкой жидкостью) элементов или ёмкостей и активных сопротивлений. Наиб. простые модели: параллельное

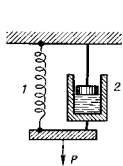


Рис. 2. Механическая модель Фохта, состоящая из параллельно соединённых пружины 1 и поршня 2, заполненного вязкой жидкостью.

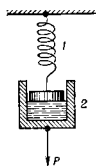


Рис. 3. Модель Максвелла с последовательными соединением пружины 1 и поршня 2.

соединение элементов, приводящее к зависимости $\sigma = b_0 \epsilon + b_1 \dot{\epsilon}$ (т. н. твёрдое тело Фохта — рис. 2), и последует, соединение элементов $a_0 \sigma + a_1 \dot{\sigma} = b_0 \epsilon + b_1 \dot{\epsilon}$ (т. н. твёрдое тело Максвелла — рис. 3). Путём последоват. и параллельного соединения неск. моделей Фохта и Максвелла с разными значениями жёсткости пружины и коэф. вязкого сопротивления удаётся достаточно точно описать соотношения между напряжениями и деформациями в вязкоуругом теле; в) теории, основанные на термодинамике неравновесных состояний, к-рая для случая одного релаксационного процесса приводит к обобщению закона Гука:

$$\sigma(t) = M \epsilon(t) + \frac{\eta}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \dot{\epsilon}(t') dt'$$

где $M = M_0 - \eta/\tau$, а η — материальная постоянная, имеющая размерность вязкости, τ — время релаксации. Для периодич. деформирования с циклич. частотой ω получается: $\sigma(t) = M(\omega) \epsilon(t)$, где

$$M(\omega) = M_1 + iM_2, \quad M_1 = M_0 + \frac{\eta}{\tau} \cdot \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2},$$

$$M_2 = \frac{\eta}{\tau} \cdot \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2},$$

т. е. σ и ϵ сдвинуты по фазе на угол θ :

$$\text{tg } \theta = M_2/M_1 = \Delta M \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2},$$

где $\Delta M = \eta/\tau M_0$ — т. н. дефект модуля, или полная степень релаксации; г) дислокац. теория В. т., согласно к-рой источником В. т. является движение дислокаций, объясняет, напр., уменьшение В. т. при введении примесей тем, что последние препятствуют движению

дислокаций. Такое сопротивление движению дислокаций часто (по аналогии с вязкостью жидкостей) наз. вязким. В. т. в сильно деформированных материалах объясняется взаимным торможением дислокаций и т. д.

В качестве методов измерения В. т. применяются: а) изучение затухания свободных колебаний (продольных, поперечных, крутильных, изгибных); б) изучение резонансной кривой для вынужденных колебаний; в) изучение затухания УЗ-импульса с длиной волны λ . Мерами В. т. служат: а) декремент колебаний δ ; ($\delta \approx Q^{-1}$, где θ — сдвиг фазы между напряжением σ и деформацией ϵ при уругих колебаниях, величина Q аналогична добротности элктрич. колебательного контура); в) относительное рассеяние уругой энергии $\Delta W/W$ за один период колебаний; г) ширина резонансной кривой $\Delta\omega/\omega$, где $\Delta\omega$ — отклонение от резонансной частоты ω , при к-рой квадрат амплитуды вынужденных колебаний уменьшается в 2 раза. Разд. меры В. т. при малых значениях затухания ($\theta \ll 1$) связаны между собой:

$$tg \theta = \Delta W/2\pi W = \delta/\pi \approx \Delta\omega/\omega \sqrt{3} = Q^{-1}.$$

Для исключения влияния деформации амплитуда колебаний при измерениях должна быть настолько мала, чтобы Q^{-1} от неё не зависело.

Снижтр релаксации можно учесть, изменяя не частоту циклич. колебаний, а темп-ру. При отсутствии релаксационных процессов в исследуемом интервале температур В. т. монотонно растёт, а если такой процесс имеет место, то на кривой температурной зависимости появляется максимум (ник) В. т. при температуре $T_m = H/[k \ln (1/\sigma_0)]$, где H — энергия активации релакс. процесса, τ_0 — материальная постоянная, ω — циклич. частота колебаний.

Методом свободных крутильных колебаний малой амплитуды и низкой частоты можно изучать растворимость и параметры диффузии атомов, образующих твёрдые растворы внедрения, фазовые превращения, кинетику и энергетику, характеристики распада пересыщенных твёрдых растворов и др. Колебания от 5 кГц до 300 кГц пригодны для изучения движения границ ферромагнитных доменов, колебания около 30 МГц применены к исследованию в металле рассеяния колебаний кристаллич. решётки (фононов) электронами проводимости. Изучение В. т. твёрдых тел — источник сведений о состоянии и процессах, возникающих в твёрдых телах, в частности в чистых металлах и сплавах, подвергнутых разд. механич. и термич. обработкам.

Лит.: П о с т л и в о в В. С., Внутреннее трение в металлах, 2 изд., М., 1974; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А — Влияние дефектов на свойства твёрдых тел, М., 1969; Н о в и к А. С., Б е р з о в В., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975.

Б. Н. Физикалиейкин.

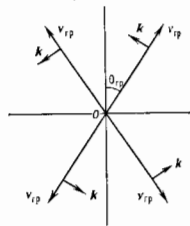
ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ в жидкостях и газах — то же, что *вязкость*

ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ (внутренние гравитационные волны) — вид волновых движений в слоистой (стратифицированной) жидкости (газе), плотность к-рой р растёт с глубиной z . Простейший случай — В. в. на границе раздела двух однородных несжимаемых жидкостей, из к-рых нижняя имеет большую плотность ($\rho_2 > \rho_1$). Такие волны аналогичны *волнам на поверхности жидкости* ($\rho_2 = 0$) и описываются теми же ф-лами, но с заменой ускорения силы тяжести g на $g_{\text{эфф}} = g(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$. В несжимаемой жидкости с непрерывной зависимостью ρ от z осн. параметром, определяющим свойства В. в., служит частота плавуучести (частота Брента — Вэйя сля) $N =$

$= \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}$, равная частоте собств. колебаний элемента жидкости в вертикал. направлении. Если N веде одинаково (т. е. р зависит от z по экспоненте), то частота ω плоской гармоник. В. в. связана с углом θ её волнового вектора k относительно вертикали (рис.) дисперс. ур-нием $\omega = N \sin \theta$; т. о., частота В. в. всегда меньше N .

Колебания частиц жидкости в такой волне перпендикулярны k и лежат в плоскости (z, k) ; так же направлена групповая скорость волны $v_{гг}$. В частности, при колебаниях тела в слоистой жидкости вся энергия В. в. получается по образующей «грунтового конуса», с углом при вершине $\theta_{гг}$, таким, что $\sin \theta_{гг} = \omega/N$. Если N зависит от глубины, то частота В. в. не может превышать макс. значения N , а волна испытывает рефракцию.

В слое жидкости, ограниченном сверху и снизу от-



Направления групповой скорости $v_{гг}$ и волнового вектора k внутренних волн частоты ω , распространяющихся под углом $\theta_{гг}$ от гармонического источника, находящегося в точке O , при $N = \text{const}$.

разжающими поверхностями и являющиеся нотому волноводом, возможны направления В. в. в виде *нормальных волн* (мод), имеющих «стоячую» структуру по вертикали и бегущую в горизонтальном направлении.

В сжимаемой среде свойства В. в., кроме N , зависят также от скорости звука c и x , строго говоря, нельзя отделить от звуковых (акустич.) волн. Поэтому в общем случае говорят об акустико-гравитач. волнах и сжимаемой слоистой среде, к-рые при определенных условиях могут быть разделены на высокочастотную акустическую и низкочастотную гравитационную ивти.

В. в. повсеместно распространены в океане и атмосфере Земли. В частности, с ними связано явление «мёртвой воды» — торможение судна из-за расхода энергии на возбуждение В. в. на ниж. границе слоя тёлной (т. е. более лёгкой) жидкости, лежащей поверх более холодной. В толще океана, где плотность меняется с глубиной из-за изменений темп-ры и содержания солей, существуют В. в. разнообразных масштабов и периодов — от десятков секунд до десятков часов, к-рые эффективно взаимодействуют между собой и с др. типами движений. Они играют существ. роль в процессах вертикал. переноса энергии, возникновения турбулентности, тонкой структуры и т. д. В. в. наблюдаются и в атмосфере Земли. Такие волны, но-видимому, участвуют и в процессах переноса энергии в атмосфере Солнца.

Лит.: Г л а з и н и Я. П. т., Внутренние волны в океанах и морях, М., 1973; Т е р н е р Дж., Эффекты плавуучести в жидкости, пер. с англ., М., 1977; Г о с с а р д Э., Х у к У., Волны в атмосфере, пер. с англ., М., 1978; М и р о л о в с к и й Ю. З., Динамика внутренних гравитационных волн в океане, Л., 1981; Л а в р е н ц и Л. Дж., Волны в жидкостях, пер. с англ., М., 1981; Л е В о н П., М а й е с К. Л., Волны в океане, пер. с англ., [ч.] 1—2, М., 1981. Л. А. Островский.

ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ — см. *Конверсия внутр.*

ВНУТРЕННЯЯ СИММЕТРИЯ в квантовой теории поля (КТП) — инвариантность относительно преобразований над квантованными полями, при к-рых по затрагиваются пространственно-временные координаты. С преобразованиями пространственно-временных координат (x) связаны *пространственно-временные симметрии*.

Каждому закону сохранения соответствует некая симметрия, в частности В. с. Поэтому утверждение о существовании симметрии часто заменяется на эквивалентное высказывание о сохранении к.-л. физ. величины. Напр. говорит о сохранении *странности* (S) в сильном взаимодействии, что эквивалентно В. с. гамилтониана сильного взаимодействия относительно фазового преобразования $\Phi \rightarrow \exp(iS\omega)\Phi$, где Φ — оператор квантованного поля, ω — параметр преобразования. Однако обратное утверждение, вообще говоря, не верно, т. е. не любая В. с. ассоциируется с соответствующим законом сохранения.

В. с. может быть связана с дискретной группой преобразований. Примером является симметрия относительно *зарядового сопряжения* (C) её следствие — мультипликативный закон сохранения *зарядовой чётности* (C -чётности). Зарядовое сопряжение в релятивистской КТП тесно связано с симметрией относительно отражений пространственных (P) и временной (T) координат, поскольку существует строгая инвариантность относительно CP -преобразований (теорема CP). Др. известные дискретные В. с. в моделях КТП не связаны с пространств. симметриями.

Наиб. широкий класс В. с. описывается группами Ли непрерывных преобразований (см. *Группы*). Примером является группа $U(1)_Q$ фазовых преобразований $\Phi \rightarrow \exp(iQ\alpha)\Phi$, где Q — заряд, α — параметр, не зависящий от координат x . Её следствие — аддитивный закон сохранения электрич. заряда. Симметрия $U(1)_Q$ — точная (её нарушение означало бы несохранение электрич. заряда, что исключается экспериментом), и, по-видимому, не существует в принципе внутренне согласованного способа её нарушения. Все остальные В. с. или являются приближёнными (нарушенными), или допускают принципиальную возможность нарушения. Напр., в пределах существующей аксиерм. точности наблюдается сохранение *барионного числа*, но теория *великого объединения* предсказывает очень слабое нарушение соответствующей симметрии, к-рое может обнаружиться с уточнением аксиерматов. Такаж ситуация с сохранением *лептонного числа*. Др. пример — группа $SU(2)_I$ изотопич. преобразований (см. *Изотопическая инвариантность*). Точность соответствующей симметрии $\sim 1-10\%$, и её нарушение наблюдается на опыте.

Существует теорема (т. н. теорема Райферти [1]), серьёзно ограничивающая возможность объединения внутренних и пространственно-временных симметрий. Согласно этой теореме, нет физически удовлетворит. способа нетривиально объединить группы Ли (L) конечного ранга, относящиеся к В. с., и группу Пуанкаре (P) пространственно-временной симметрии. Единств. способ объединения указанных групп — прямое произведение $L \otimes P$, когда преобразования соответствующих симметрий действуют независимо.

Группа G В. с. наз. г. л. о. б. а. л. и. о. я., если в преобразованиях $\Phi \rightarrow \exp(i\omega_j T^j)\Phi$ (где T^j — *генераторы группы* G) параметр ω_j не зависит от координат, и локальн. о. я., если ω_j являются ф-циями координат, т. е. преобразования из G зависят от точки пространства-времени (при этом группа становится бесконечнопараметрической и к ней не применима теорема Райферти). Симметрия, связанная с локальной группой, наз. *калибровочной симметрией* (см. *Калибровочная инвариантность*). Строган (не нарушенная) локальная В. с. требует существования безмассовых векторных *калибровочных полей*. Напр., с группой $U(1)_Q$ (к-рая реализуется не только в глобальном, но и в локальном варианте) связано эл.-магн. поле, с группой цветовых преобразований $SU(3)_c$ в *квантовой хромодинамике* связаны восемь глюонных полей. Локальные В. с. не приводят к новым законам сохранения, помимо тех, к-рые отвечают исходной глобальной симметрии.

Очень важен вопрос о нарушении В. с. в КТП. Известно два механизма нарушения — явный и спонтанный. При явном нарушении гамилтониан теории содержит члены, не инвариантные относительно группы В. с., масштаб к-рых характеризует степень нарушения соответствующей симметрии. Напр., гамилтониан сильного взаимодействия инвариантен относительно изотопич. преобразований, но подяный гамилтониан включает ещё эл.-магн. и слабое взаимодействия, а также массовые члены, к-рые явно нарушают изотопич. симметрию. Поэтому у-ряния КТП не обладают свойством точной изотопич. инвариантности.

При *спонтанном нарушении симметрии*, напротив, гамилтониан и у-ряния КТП остаются инвариантными,

но вакуум становится не инвариантным относительно преобразований группы В. с.; при этом одна или неск. компонент квантового поля приобретают отличные от нуля *вакуумные средние*; величина вакуумного среднего $\langle 0|\Phi|0\rangle$ определяет и новый энергетич. масштаб теории. При спонтанном нарушении непрерывной группы В. с. конечного ранга обязательно возникают безмассовые поля, к-рым отвечают т. н. *голдстоуновские частицы* [*голдстоуновские бозоны*, *голдстоуновские фермионы*] [2], поэтому описанный механизм наз. *реализацией симметрии и голдстоуновской моде*. Наблюдаемые проявления симметрии оказываются в этом случае сложнее, чем при явном нарушении. Напр., отсутствуют простые соотношения между массами состояний и не зависящие от энергии соотношения между амплитудами разных процессов. Симметрия проявляется прежде всего в т. н. *милковско-геллмановских теоремах*, к-рые позволяют связать между собой асимптотич. масштабы разл. числа голдстоуновских частиц. Примером симметрии, реализованной в голдстоуновской моде, является *киральная симметрия*.

Отсутствие в природе большого числа безмассовых частиц является в силу *голдстоуна теоремы* препятствием для реализации механизма спонтанного нарушения в применении к глобальным группам В. с. Иная ситуация при спонтанном нарушении локальных симметрий, когда осуществляется т. н. *Хиггса механизм* [3]. В этом случае голдстоуновские частицы не возникают, но калибровочные поля приобретают массу. Так, напр., локальная В. с. $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{DW}$ *электро-слабого взаимодействия* нарушается спонтанно до группы $U(1)_Q$, при этом вместо четырёх остаётся только одна безмассовая частица (Фотон), остальные три векторные частицы — *промежуточные векторные бозоны* Z^0 , W^+ , W^- — приобретают массу. Происходит как бы поглощение «лишних» голдстоуновских частиц «лишними» безмассовыми калибровочными полями, и в результате остаются только массивные векторные поля, существование к-рых не противоречит эксперим. данным.

Важным свойством механизма спонтанного нарушения является восстановление точной симметрии при энергиях, больших по сравнению с характерным масштабом, определяемым величиной $\langle 0|\Phi|0\rangle$. Это позволяет сохранить перенормируемость квантовой теории калибровочных полей, поэтому описанный механизм привлекается с теоретич. точки зрения. Он напёй широко распространён в разл. моделях КТП и, по-видимому, реализуется в действительности. Подчеркнём, однако, что чёткое различие между явным и спонтанным механизмами нарушения симметрии имеет смысл только в определ. интервале энергий. Так, явное нарушение глобальной $SU(3)_c$ -симметрии сильного взаимодействия при достижимых энергиях за счёт разности масс d -, u - и s -кварков может быть интерпретировано с точки зрения моделей великого объединения как спонтанное нарушение.

Приведём примеры групп В. с. основных взаимодействий реальности, КТП. Локальная В. с. сильного и электрослабого взаимодействий имеет вид:

$$G_{SEW} = SU(3)_c \otimes SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}, \quad (*)$$

где группа цвета сильного взаимодействия $SU(3)_c$ не нарушена, группа электрослабого взаимодействия $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}$, как отмечалось выше, спонтанно нарушена до $U(1)_Q$. В разл. моделях великого объединения произведение полупростых групп (*) входит в более широкую единую группу, к-рая сильно нарушена (спонтанно) при доступных энергиях. Помимо указанных локальных групп, коякратич. лагранжиан сильного и электрослабого взаимодействия имеет большое число донотич. глобальных непрерывных и дискретных В. с. Почти все эти симметрии не являются теоретически «необходимыми», а возникают как следствие эксперимента, т. е. являются эмпирическими. Такаж

ситуация является отражением полупереносологии, характера существующей теории.

Лит.: 1) O'Raifeartaigh L., Lorentz invariance and internal symmetry, *Phys. Rev.*, 1965, ч. 130, p. B1002; 2) Goldstone J., Field theories with supersymmetric solutions, *Nuovo Cim.*, 1961, v. 19, p. 154; 3) Higgs P., Broken symmetries, massless particles and gauge fields, *Phys. Lett.*, 1964, ч. 12, p. 132; 4) М. В. Терзицке.

ВНУТРЕННЯЯ ЧЕТНОСТЬ — внутренняя характеристика частицы, определяющая поведением ее вектора состояния при пространственной инверсии (переходе к системе координат, все оси к-рой направлены противоположно осям исходной системы); является мультипликативным квантовым числом. Если $(0, \sigma)$ — вектор состояния частицы в с-системе покоя, а $(0, \sigma')$ — вектор состояния частицы в системе, полученной путём инверсии первоначальной системы координат ($x \rightarrow -x$), то

$$|0, \sigma' = P |0, \sigma, \quad (1)$$

где P — В. ч. частицы (σ — проекция спина). В произвольной инерц. системе отсчёта

$$\hat{P} |p, \sigma = P | -p, \sigma, \quad (2)$$

где p — импульс частицы, а \hat{P} — оператор инверсии — оператор, переводящий вектор состояния частицы из исходной правой (левой) системы в левую (правую). В. ч. частицы с целым спином (бозона) может равняться ± 1 , а частицы с полуцелым спином (фермиона) $\pm \frac{1}{2}$. Для фермионов произведение В. ч. частицы и античастицы равно -1 (Берестецкого теорема). Для мезонов (бозонов) В. ч. частицы и античастицы одинаковы.

В. ч. протона и нейтрона принято считать одинаковыми и обычно равными $+1$ (это означает, что В. ч. кварка также равна $+1$). В. ч. других адронов определяются из эксперимента.

Полная чётность системы частиц представляет собой произведение В. ч. частиц на чётность их относит. движения. Напр., полная чётность системы электрон-позитрон, падающей в состоянии с орбит. моментом l , равна $(-1)^l (-1)^l$. Классич. пример эксперим. определения В. ч. адрона — определение В. ч. пиона в процессе захвата его из S-состояния дейтроном с образованием двух нейтронов:

$$p + d \rightarrow n + n. \quad (3)$$

Если полный спин образованных нейтронов равен нулю (единице), то в силу Паули принципа их орбит. момент должен быть чётным (нечётным). Т. к. полный момент нач. частиц равен единице, то первая возможность запрещена законом сохранения момента. Это означает, что чётность конечного состояния равна $(-1)^l$. Т. к. чётность нач. состояния равна $P(\pi)$, то в силу сохранения чётности в сильном взаимодействии процесс (3) разрешён только в случае, если $P(\pi) = -1$. Наблюдение этого процесса на опыте позволило сделать однозначное заключение о том, что чётность пиона равна -1 (более точно, что относит. чётность системы $n; p; \pi$ равна -1). Т. о., пион является псевдоскалярной частицей (его спин равен нулю). Псевдоскалярными частицами являются также мезоны η, K, D и лёгкие др. мезоны. В. ч. векторных мезонов, напр. $\rho, \phi, \omega, J/\psi$, совпадают с В. ч. γ -кванта и равны -1 .

В соответствии с кварковой моделью адронов мезоны представляют собой связанные состояния системы кварк-антикварк. Псевдоскалярные π, η, K - и D -мезоны — состояния с нулевым полным спином и нулевым орбит. моментом [чётность $(-1)(-1)^0 = -1$, полный спин 0], векторные $\rho, \phi, \omega, J/\psi$ -мезоны — состояния со спином 1 и нулевым орбит. моментом [чётность $(-1)(-1)^1 = -1$, полный спин 1].

Лит.: Н. О. В. и др. в Ю. В. Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Гиббс с соавт., Поляризация, Принципы симметрии в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1979. С. М. Биленький.

ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ — функция термодинамич. параметров системы (напр., объёма V и темп-ры T), наименее к-рой определяется работой, совершаемой

над однородной системой при условии её адиабатич. изоляции. Существование такой ф-ции $U = U(V, T)$ есть следствие первого начала термодинамики, согласно к-рому полный дифференциал В. э. равен $dU = dq - PdV$, где dQ — кол-во теплоты, сообщаемое системе, P — давление, PdV — работа, совершаемая системой (dQ и PdV не являются полными дифференциалами). В. э. равна (с точностью до аддитивной постоянной, работе, совершаемой адиабатически изолированной ($dQ=0$) системой): $U = -\int PdV + \text{const}$. При переходе адиабатически изол. системы из состояния (1) в состояние (2) изменение В. э. равно работе, совершаемой системой $U_2 - U_1 = -\int_1^2 PdV$ при бесконечно медленном, квазистатическом процессе. Для кругового процесса изменение В. э. равно нулю $\oint dU = 0$.

В общем случае В. э. есть ф-ция внеш. и внутр. термодинамич. параметров a_i , включая темп-ру. Тогда $dU = dQ - \sum_{i=1}^n A_i da_i$, где A_i — обобщённые силы. Вместо темп-ры можно выбрать в качестве термодинамич. параметра энтропию S . Для этого нужно привлечь второе начало термодинамики, согласно к-рому $dQ = TdS$, тогда $dU = TdS - PdV$. В. э. как ф-ция энтропии и объёма $U(S, V)$ является одним из термодинамич. потенциалов (характеристической функцией), т. к. определяет все термодинамич. свойства системы. Если система состоит из n компонентов, то U зависит кроме S и V от числа частиц N_i в компонентах, $i=1, 2, \dots, n$. В этом случае полный дифференциал В. э. равен

$$dU = TdS + \sum_i \mu_i dN_i - PdV,$$

где $\mu_i = \partial U / \partial N_i$ — хим. потенциал i -го компонента. Минимум U при пост. энтропии, объёме и массах компонентов определяет устойчивое равновесие многофазных и многокомпонентных систем.

В. э. имеет смысл ср. механич. энергии (кинетич. энергии и энергии взаимодействия) всех частиц, к-рые можно рассматривать как компоненты или фазы термодинамич. системы. Если в термодинамич. систему входит эл.-магн. поле, то его энергию включают во В. э. Кинетич. энергия движения тела как целого не входит в В. э.

В статич. физике, в классич. случае, В. э. определяется как ср. значение ф-ции Гамильтона системы $H(p, q)$ по каноническому (или большому каноническому) распределению Гиббса $\rho(p, q)$:

$$U = \int H(p, q) \rho(p, q) d\Gamma_N,$$

где p, q — совокупности импульсов и координат всех частиц системы, $d\Gamma_N$ — элемент фазового объёма. В квантовом случае $U = \text{Tr}(H\rho)$, где H — гамильтониан системы, ρ — статич. оператор. Tr означает след оператора. В. э. удобно выразить через Гельмгольца энергию, т. е. свободную энергию F с помощью Гиббса — Гельмгольца уравнения $U = F - T(\partial F / \partial T)$, т. к. F более непосредственно связана со статистикой и определяется статистич. интегралом или статистич. суммой.

Для идеального газа, подчиняющегося классич. статистике, В. э. зависит только от темп-ры $U = C_V T$, где C_V — теплоёмкость при пост. объёме. Для идеального газа и жидкости В. э. зависит также от уд. объёма $v = V/N$, отнесённого к одной молекуле. Напр., для газа, подчиняющегося Ван-дер-Ваальса уравнению, В. э. имеет вид $U = C_V T - a/v$, где a — константа.

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. Н. Зильберс.

ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ (кristallfeld) — поле, существующее внутри кристаллов и воздействующее на электроны и ядра. Электрич. В. и., действующее

на внеш. электроны атома или иона, имеет эл.-статич. (на расстояниях порядка межатомных промежутков) и отрицат. заряды не компенсируют друг друга) и обменное (см. *Обменное взаимодействие*) происхождения). Напряженность V , п. может достигнуть значений $\sim 10^8$ В/см. В. п. имеет симметрично, определяемую *симметрией кристалла* (для примесных атомов или ионов — точечной симметрией).

Понятие V , и. возникает в связи с теоретич. расчётами электронного спектра примесных парамагн. ионов (см. *Парамагнетизм*) в диамагн. ионных кристаллах (матрицах) и комплексных соединениях. В этом случае V , п. наз. также *полем лигандов*. Под действием V , п. происходит расщепление вырожденных электронных уровней парамагн. атома или иона (см. *Штарк эффект*). В. п. снимает орбитальное вырождение, имеющееся в изолир. атоме или ионе, и изменяет структуру электронных уровней. В зависимости от соотношения V , и. и внутриатомного взаимодействия (обменного, спин-орбитального) различают случаи сильного, промежуточного и слабого V , п. В сильном V , п. энергии взаимодействия электронов парамагн. иона с V , п. больше энергии *спин-орбитального взаимодействия* и обменного взаимодействия. При этом расщепление уровней Δ велико ($\Delta \approx 5$ эВ), нарушается структура энергетич. уровней изолированного атома или иона, в частности нарушается *Хунда правило* и реализуется т. н. низкоспиновое состояние иона; этот случай наблюдается, напр., для ионов Fe^{2+} , Co^{2+} для мн. ионов водородоспичных 4d- и 5d-оболочками. Случай промежуточного V , п. ($\Delta \approx 1$ эВ), когда энергии взаимодействия электронов с полем лигандов и энергии спин-орбитального взаимодействия, но меньше энергии внутриатомного обменного взаимодействия, встречается в большинстве соединений переходных металлов с недостаточной 3d оболочкой. В соединениих редкоземельных элементов с недостаточной f-оболочкой реализуется случай слабого V , п. ($\Delta \sim 10^{-2}$ эВ). При этом мультиплетная структура уровней изолир. иона сохраняется в кристалле.

Эффекты, вызываемые электр. V , п., важны для магнитоупорядоченных веществ, а также для примесных парамагн. ионов (переходных и редкоземельных элементов) в кристалле; они определяют величину магн. момента иона, *магнитную анизотропию* и *магнитострикцию*, а также спектральные свойства кристалла. С воздействием электр. V , п. связаны сдвиги фазовых переходов (кооперативный Янг — Теллера эффект, переход из высокоспинового состояния в низкоспиловое и др.).

В. п. исследуются с помощью спектроскопич. методов — оптич. спектроскопий, радиоспектроскопий (ЭПР, ЯМР, ЯКР), *мессбауэровской спектроскопии*, с помощью рассеяния нейтронов (см. *Нейтронграфия*), измерений *теплоёмкости*, акустического парамагнитного резонанса и акустического ядерного магнитного резонанса. Для оценки величины и определения локальной симметрии V , п. в диамагн. кристалле оптич. методами и методом ЭПР в него часто вводят небольшие кол-ва парамагн. ионов, к-рые служат «атомными зондами». Исследование величины и симметрии V , п. позволяет изучать структуру твёрдых тел и энергию взаимодействия ионов с кристаллич. окружением. Такие диамагн. матрицы примесью парамагн. ионов являются основой *твердотельных лазеров* и *квантовых усилителей СВЧ*.

Внутренние магн. поле, действующие на орбит. моменты и спины электронов и ядер в кристалле, имеет эл.-магн. и обменное происхождение. Эл.-магн. вклад (за счёт диполь-дипольного взаимодействия) невелик, и соответствующие поля обычно $\sim 10^2 - 10^4$ Э; они являются наименее действующими (спадают с расстоянием как $1/r^3$). Обменные поля значительно сильнее и для электронов достигают $10^6 - 10^7$ Э. Магнитные поля на ядрах, обусловленные сверхтонким взаимодействием магн. моментов ядер и электронов окружения, порядка

$10^6 - 10^8$ Э. Эти поля — короткодействующие. В парамагнетиках из-за хаотич. тепловых реориентаций магн. моментов электронов и ядер величина и направление магн. В. и. быстро флуктуируют во времени и его ср. значение мало или равно 0. Значит, величины оно достигает лишь в магнитоупорядоченных средах или в парамагнетиках при низких темп-рах.

Магн. В. и. проявляется в расщеплении уровней парамагн. ионов и ядер (см. *Земана эффект*). Оно непосредственно сказывается в спектрах (оптических, ЯМР, ЭПР, ЯКР, Мессбауэра, ферро- и антиферромагн. резонансов). Эти методы и используются в основном для исследования магн. В. и. Его изучение даст возможность установить наличие и тип магн. упорядочения в магнетиках, локальную симметрию и характер взаимодействия парамагн. примесей с матрицей, характер хим. связей в кристалле (долю ковалентности связей, степень переноса заряда).

Помимо собственных электрич. и магн. В. п., в конденсированных средах существенно изменяются и внешние электр. и магн. поля, что, в частности, приводит к эффектам локального поля.

Внутриволновое рассеяние — явление в теории поля лигандов, пер. с англ., М., 1964; В о с о в с к и е в С. В., Магнетизм, М., 1971; А б р а м а м А., В л и н и Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, пер. с англ., т. 1-2, М., 1979-78; Д. И. Комель. **ВНУТРИВУЛНОВОЕ РАССЕЯНИЕ** в ускорител. пучках заряженных частиц — рассеяние частиц пучка друг на друге. В накопительных заряд. частях при дит. циркуляции интенсивных пучков в условиях высокого вакуума важную роль могут играть кулоновские столкновения частиц пучка. Характерным для В. р. процессом является столкновение частиц, имеющих в системе центра инерции поперечные импульсы p_{\perp} , большие по сравнению с продольными: в результате рассеяния с уменьшением p_{\perp} на величину q^2 энергии в лаб. системе изменяется на величину $\pm q \cdot \epsilon$ (ϵ — Лоренц-фактор пучка, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, где β — продольная скорость частиц пучка в единицах c). Скачок энергии вылетит за собой смещение замкнутых орбит частиц с возбуждением поперечных колебаний импульса пропорционально $q \cdot \epsilon$, где Q — число колебаний на периметре орбиты в фокусирующем поле накопителя. При достаточно большой величине q близкие столкновения приводят к выходу частиц за пределы фазового объёма накопителя, т. е. к гибели частиц, — имеет место *Тулеша эффект*. Более вероятно многократное рассеяние частиц с малым обменом импульса: при $q \gg Q$ его результирующим эффектом является стохастич. неустойчивость — самоанношение пучка (за счёт незначит. общего торможения) с инкрементом

$$\lambda \sim 2\pi (Ze)^4 m n L_C / (p_0^3)^2 Q^2,$$

где Ze и m — электр. заряд и масса частицы, n — концентрация, p — импульс, θ — угл. разброс частиц в пучке в лаб. системе, $L_C = \theta - \ln$ логарифм кулоновских столкновений, $L_C = \ln(r_1/p_{\perp})$, где r_1 — миним. поперечный размер пучка, p_{\perp} — причесный параметр ближнего взаимодействия (с отклонением на угол $\pi/2$). При $q \ll Q$ самоанног не развивается. В. р. может лишь термализовать пучок с характерным декрементом

$$\lambda \sim 2\pi (Ze)^4 m n L_C / (p_0^3)^2 (p_0^3).$$

В накопителях с длинными промежуточными ускоряющими критерий самоанногера более сложен.

Лит.: Д е р б е в е в Я. С., Труды VII Всесоюзного совещания по усорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1979, с. 119; Д е р б е в е в Я. С., С к р и н с к и й Я. А. Н., Электронное охлаждение протон-антипротонных встречных пучков, в сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по усорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1981, с. 259; Р и в и н с к и А., Proceedings IXth International Conference on High Energy Accelerators, Stanford (Cal.), 1974, p. 405.

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — метод лазерной спектроскопии, в к-ром исследуемое вещество помещается внутрь резонатора ла-

асра с широкой спектральной полосой генерации. (Др. методы лазерной спектроскопии используют узкополосные лазеры.) В традиционной абсорбц. спектроскопии для изучения спектра поглощения вещества свет от вешн. пироколосного источника интенсивностью $I_0(\omega)$ (где ω — частота излучения) пропускают через слой поглощающего вещества. Пройдящий свет оказывается ослабленным в соответствии с *Бугера — Ламберта — Бера* законом тем больше, чем выше показатель поглощения исследуемого вещества $k(\omega)$. Для исследования слабого поглощения необходимо увеличивать оптич. длину пути l ; с этой целью применяют многоходовые оптич. кюветы, в к-рых свет, отражаясь от торцовых зеркал, многократно проходит через исследуемое вещество. Число таких проходов ограничено потерями света при отражении от зеркал.

В методе В. л. с. эти потери компенсируются усилением в активной среде, т. е., по существу, роль многоходовой кюветы играет резонатор лазера. При стационарной генерации из-за конкуренции процессов накачки и *вынужденного излучения* усиление в активном элементе с точностью до влияния спонтанного излучения оказывается равным потерям резонатора. Однако это равенство выполняется не для каждой конкретной частоты, а для усреднённых (в пределах однородно уширенного контура усиления активной среды) потерь и усиления. Т. о. оказываются скомпенсированными широкополосные потери на зеркалах резонатора. Если линии поглощения вещества узки по сравнению с величиной однородного уширения контура усиления активной среды лазера, то поглощение не компенсируется усилением и проявляется в спектре генерации лазера.

В стационарном режиме в области, где отсутствует поглощение, интенсивность генерации $I(\omega, t)$ остаётся постоянной, а на частоте линии поглощения она изменяется по закону:

$$I(\omega, t) = I_0(\omega) \exp[-k(\omega)ct]. \quad (*)$$

Выражение (*) аналогично закону Бугера — Ламберта — Бера, а величина эфф. оптич. пути l определяется произведением скорости света c на длительность t импульса генерации лазера в окрестности исследуемой линии поглощения. При длительности импульса 10^{-2} с l достигает $3 \cdot 10^8$ см, что позволяет обнаруживать поглощение $\sim 10^{-9}$ см $^{-1}$, т. е. вприсе атомов с концентрацией до 10^4 атомов/см 3 . Приципиальное ограничение роста чувствительности приборов, основанных на методе В. л. с., с ростом длительности импульса генерации возникает вследствие яеточной компенсации широкополосных потерь из-за спонтанного излучения. Теоретич. оценки показывают, что предельный уровень чувствительности, ограниченный влиянием спонтанного излучения, должен быть $\sim 10^{-12}$ см $^{-1}$. Реально чувствительность определяется либо длительностью импульса (при использовании импульсных лазеров), либо техн. нестабильностями, нрвырывающими генерацию или изменяющими её спектр (для непрерывного лазера). Достигнутая экспериментально чувствительность составляет $\sim 10^{-9}$ см $^{-1}$ (что соответствует толщине поглощающего слоя $\sim 10^8$ см) и позволяет обнаруживать по спектру поглощения примеси атомов с концентрацией до 10^4 атомов/см 3 .

В методе В. л. с. применяются любые широкополосные лазеры — на органич. красителях, органич. стёклах, кристаллах, активированных редкоземельными элементами, лазеры на центрах окраски в шибко-галогенных кристаллах и т. д. Эти лазеры позволили нерекреть весь видимый и ближний ИК- (до 3 мкм) диапазон.

Метод В. л. с. находит применение для исследования спектров поглощения газов, исследовании малых примесей, загрязняющих атмосферу, высоковольтных состояний атомов и молекул, моделирования оптич. свойств больших толщин газов, напр. атмосфер больших планет, исследования процессов в плазме и кине-

тики хим. реакций, для поиска новых активных сред лазеров и т. д.

Лит.: В. а в В. М. и др., Внутриврезонаторная спектроскопия с использованием лазерной оптической и квантизерывающего действия, «ЖТФ», 1978, т. 74, с. 43; Бураков В. С., Развитие метода внутриврезонаторной лазерной спектроскопии, «Ж. прикл. спектроскопии», 1981, т. 35, с. 223; Д. у в и к в и к о с. Ф., М а в о г о и М. М., С в и н и ц а Д. И., Внутриврезонаторная лазерная спектроскопия, Новоси., 1985.

Д. А. Свириденко.

ВОДА — простейшее устойчивое хим. соединение водорода и кислорода (окисл водорода — H $_2$ O), при нормальных условиях — бесцветная (голубоватая в толстых слоях) прозрачная жидкость без запаха. Одно из самых распространённых соединений в природе, играющее исключительно важную роль в процессах, происходящих на Земле. Молекулы В. зарегистрированы также в межзвёздном пространстве, она входит в состав комет, больших планет Солнечной системы и их спутников, обнаружена на Марсе и Венере.

Известно 3 изотопа водорода (^1H — протий; ^2H , или D, — дейтерий; ^3H , или T, — тритий) и 6 изотопов кислорода (^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}O и ^{20}O), так что существует большое кол-во изотопных разновидностей молекул В. В природной В. на 10^8 атомов H приходится 15 атомов ^2H , а на 10^4 атомов ^{18}O — 20 атомов ^{17}O и 4 атома ^{19}O . Остальные изотопы H и O радиоактивны. Свойства т. н. тяжёлой воды D $_2$ O (др. «тяжёлые» изотопные разновидности молекул В. обычно к этому термину не относят) сильно отличаются от свойств природной В. (см. ниже). Тяжёлая В. применяется в промышленности, технике и научных исследованиях. Наряду с тяжёлой В. в физ., хим. и биол. экспериментах используется В., содержащая T, ^{18}O и ^{19}O (в частности, в колебательной и ЯМР-спектроскопии, нейтрографии и др.). Свойства В., содержащей тяжёлые изотопы O, не так резко, как для D $_2$ O, отличаются от свойств обычной В. Молекула В. представляет собой равнобедренный треугольник с ядрами O и H в вершинах. Ниже приведены нек-рые характеристики молекул В. (в основном состоянии):

Молекулярная масса	18,01
Межатомное расстояние O—H	0,0957 нм
Валентный угол H—O—H	104,5°
Моменты инерции	
I_x	2,938 · 10 $^{-40}$ г·см 2
I_y	1,918 · 10 $^{-40}$ г·см 2
I_z	1,023 · 10 $^{-40}$ г·см 2
Дипольный момент	1,855 Д
Ср. асимпт. квадрупольный момент	5,6 · 10 $^{-28}$ эд. СГСЗ
Энергия ионизации	12,6 эВ
Средство и протону	7,1 эВ

Физические свойства воды. В. может существовать в твёрдом (лёд), жидком и газообразном состояниях. Области существования разл. фаз В. показаны на диаграмме (рис. 1). Физ. свойства В. своеобразны. Так, при атм. давлении плавление льда В. сопровождается уменьшением объёма на 9% (рис. 2); коэф. термич. расширения льда (модификация II, см. ниже) в интервале 0—63 К и жидкой В. до 3,98 °С отрицателен (рис. 3). Теплоёмкость c_p жидкой В. почти вдвое выше, чем твёрдой и газообразной, и в интервале темп-р 0—100 °С почти не зависит от темп-ры (имеется очень пологий минимум при 35 °С). Минимум изотермич. сжимаемости наблюдается при 46 °С (рис. 4). Не совсем обычно зависимость вязкости жидкой В. от давления: в области сравнительно низких давлений при темп-рах до 30 °С вязкость с ростом давления уменьшается. Молекула В. — полярная, и жидкая В., и лёд являются диэлектриками. В. диаманитна. Свойства В. зависят от её изотопного состава. Так, давление пара D $_2$ O при 20 °С на 13% ниже, чем пара H $_2$ O; при 222 °С значение давлений для них одинаково, а при более высоких темп-рах давление пара D $_2$ O выше, чем для H $_2$ O. Ниже приведены значения нек-рых физ. величин для обычной и тяжёлой В. в газообразном, жидком и твёрдом (лёд II) состояниях при атм. давлении (кроме критич. параметров):

	H ₂ O	D ₂ O
Плотность		
лед при 0°C	0,917 г/см ³	1,017 г/см ³
жидкость при 20°C	0,9982 г/см ³	1,1053 г/см ³
Вязкость при 20°C	1,005 спз	1,251 спз
Темп-ра плавления	273,16 К (0°C)	276,97 К (3,815°C)
Темп-ра кипения	373,16 К (100°C)	374,59 К (101,43°C)
Критич. темп-ра	647,3 К (374,15°C)	843,9 К (370,7°C)
Критич. давление	22,06 МПа	21,67 МПа
Критич. плотность	0,322 г/см ³	0,356 г/см ³
Теплота плавления	332,4 Дж/г	316,8 Дж/г
Теплота испарения	2256,2 Дж/г	2070,9 Дж/г
Теплота сублимации льда при 0°C	2833,9 Дж/г	2639,6 Дж/г
Уд. теплоёмкость (ср)		
лед при 0°C	2,038 Дж/г·К	2,202 Дж/г·К
жидкость при 0°C	4,186 Дж/г·К	4,23 Дж/г·К
пар при 0°C	1,905 Дж/г·К	1,68 Дж/г·К
Диэлектрич. проницаемость		
лед при -10°C	95	92
жидкость при 25°C	78,54	78,25
Теплопроводность		
лед при 0°C	234,6 мВт/м·К	—
жидкость при 0°C	560,9 мВт/м·К	559,5 мВт/м·К
жидкость при 100°C	678,6 мВт/м·К	644,4 мВт/м·К
пар при 100°C	25,1 мВт/м·К	—
Адиабатч. сжимаемость при 20°C	4,555·10 ⁻¹² м ² /Н	4,70·10 ⁻¹² м ² /Н
Время диэлектрич. релаксации		
лед при -10°C	6·10 ⁻⁸ с	9,1·10 ⁻⁸ с
жидкость при 25°C	9,22·10 ⁻¹² с	11,89·10 ⁻¹² с
Молекулярная магн. восприимчивость при 30°C	-12,972·10 ⁻⁶	-12,948·10 ⁻⁶
Поверхностные натяжение жидкой воды		
при 0°C	74,64·10 ⁻³ Н/м	—
при 20°C	72,75·10 ⁻³ Н/м	72,57·10 ⁻³ Н/м
при 100°C	58,89·10 ⁻³ Н/м	58,85·10 ⁻³ Н/м
Показатель преломления при 20°C	1,333	1,328

Благодаря высоким теплоёмкости, теплоте плавления и испарения, а также особенности зависимости плотности от темп-ры, В. является важным регулятором и

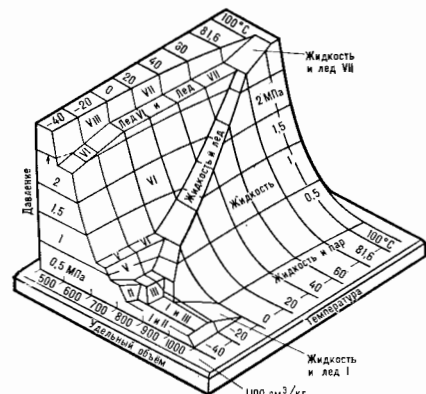


Рис. 1. Фазовая трёхмерная диаграмма воды. Показаны области температуры и давления существования и сосуществования различных фаз и их удельные объёмы.

стабилизатором климата, условий на Земле. Высокая диэлектрич. проницаемость, большой дипольный момент молекулы, обеспечивающие хорошую растворимость в В. мн. веществ, широкий температурный интервал существования жидкого состояния наряду с

распространённостью В. обуславливают её широкое применение для мн. технол. процессов.

Структура воды. Поскольку молекулы В.— полярные и обладают значит. дипольным моментом, они сильно

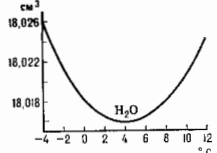


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента объёма жидкой воды при атмосферном давлении в области её максимальной плотности.

взаимодействуют друг с другом и с др. полярными молекулами. Атомы Н молекулы В. могут образовывать *водородные связи* с атомами кислорода, фтора, азота и нек-рыми др. атомами. Водородная связь заменяет гео-

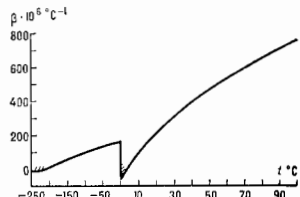


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента в термическом расширении льда Ih и жидкой воды (при атмосферном давлении). Заштрихованные участки — области отрицательных значений коэффициента β.

метрию и электронную конфигурацию молекулы В.: длины связей О—Н и валентные углы Н—О—Н увеличиваются. В результате дипольный момент растёт, полосы в колебательных спектрах, обусловленные валентными и деформат. колебаниями, сдвигаются в низкочастотную область и уширяются. В водном паре

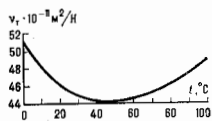


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента изотермической сжимаемости для жидкой воды при атмосферном давлении.

при невысоких давлениях и умеренных темп-рах присутствует небольшое кол-во (ок. 1% при темп-ре кипения и атм. давлении) димеров — систем, состоящих из двух молекул В. Энтальпия образования димеров (Н₂О)₂ ~ 3,6 ккал/моль (~15 кДж/моль), расстояние между атомами кислорода в них ~ 0,3 нм. В конденсир. фазах каждый молекула В. может участвовать в четырёх водородных связях: в двух в качестве донора протона и в двух — в качестве акцептора.

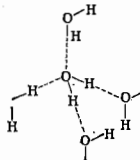


Рис. 5. Тетраэдрическая координация молекулы воды в конденсированных фазах. Показана одна из многих возможных ориентаций молекул.

Известно 10 модификаций льда (табл.), существуют также аморфный лёд.

Из структурных исследований кристаллич. модификаций льда и кристаллогидратов (органич. и неорганич. кристаллов, в состав к-рых входят молекулы воды)

Симметрия кристаллов и плотность льда

Модификация	Симметрия и кристаллографическая группа	Плотность (г/см ³)	
		при 98 К и атм. давлении	в области стабильного существования *
Ih	гексагональная, $P6_3/mmc$	0,94	0,917 (273; 0)
Ic	кубическая, $Fm\bar{3}m$	0,94	0,93 (140; 0)
II	тригональная, $R\bar{3}$	1,17	1,18 (240; 2,1)
III	тетрагональная, $P4_212$	—	1,15 (251, 2)
IV	тригональная, $R\bar{3}c$	1,27	—
V	моноклинная, $A2/a$	1,23	1,26 (268, 8)
VI	тетрагональная, $P4_2/nmc$	1,31	1,34 (288, 8)
VII	кубическая, $Im\bar{3}m$	1,50	1,63 (298, 25)
VIII	—	1,50	1,66 (293, 25)
IX	тетрагональная	1,14	—

* Лёд IV является метастабильной фазой в области стабильного существования льда V; лёд IX — упорядоченный по ориентации молекул вариант льда III; лёд VIII — лёд VII; в скобках темп-ра в К и давление в кбар.

известно, что ср. расстояние $O \dots O$ составляет $\sim 0,28$ нм, а угол $O-H \dots O$ в набл. энергетически выгодной конфигурации 180° . Четыре водородные связи молекулы В, направленные приблизительно к вершинам правильного тетраэдра (рис. 5). В кристаллогидратах довольно часто встречаются молекулы В, участвующие в трёх водородных связях: в двух — в качестве донора и в одной — акцептора. Во всех модификациях льда система водородных связей между молекулами представляет собой трёхмерную сетку (рис. 6). В гексагональной и кубической модификациях, существующих при низких давлениях (льды Ih и Ic), все связи практически примолинейны и каждая молекула окружена четырьмя другими, находящимися в вершинах правильного тетраэдра. Расположение атомов кислорода в них такое же, как углерода в алмазе (лёд Ic) и лонсдейлите (лёд Ih). В модификациях, устойчивых при высоких давлениях (кроме льдов VII и VIII), связи искривлены (углы $O-H \dots O$ меньше 180°) и углы между ними заметно отклоняются от тетраэдрич. ($109^\circ 28'$). В самых плотных

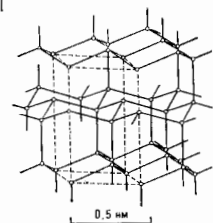
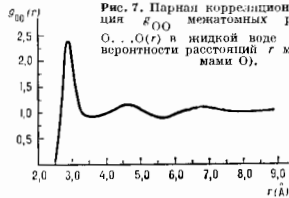


Рис. 6. Структура обычного (Ih) льда.

модификациях VII и VIII две искажённые сетки, такие же, как во льду Ic, вставлены одна в другую. В структуре льда VI также можно выделить две вставленные друг в друга сетки, но связи в них сильно искривлены, а окружающие молекулы заметно отличаются от её окружения при идеально тетраэдрической структуре. Все модификации льда (кроме II, VII и IX) ориентационно разупорядочены. Каждая молекула В. в них может быть ориентирована одним из шести способов (по числу рёбер тетраэдра), за счёт чего кристаллы этих модифи-

Рис. 7. Парная корреляционная функция $g_{OO}(r)$ межмолекулярных расстояний $O \dots O$. $O(r)$ в жидкой воде (плотность вероятности расстояний r между атомами O).

каций обладают остаточной энтропией, т. е. при абс. нуле темп-р сохраняются некая разупорядоченность. Низкочастотная диэлектрич. проницаемость ориентационно разупорядоченных модификаций высока (100 и выше), а упорядоченных — низка (~ 3). Эксперим. данные, полученные с помощью рентгеновского структурного анализа, нейтрографии, колеб. спектроскопии, ЯМР, рассеяния света, термодинамич. методов, исследования диэлектрич. релаксации и др., позволяют утверждать, что трёхмерная приблизительно тетраэдрич. сетка водородных связей существует и в жидкой В. во всем интервале темп-р и давлений. Это, в частности, следует из анализа парной корреляционной функции расстояний $O \dots O$ (рис. 7), построенной на основании нейтрографии и рентгенографии, исследованной Положение первого максимума и площадь под ним говорят о том, что каждая молекула в ср. окружена менее чем пятью др. молекулами, находящимися на расстоянии, близком к длине водородной связи, а положение второго максимума ($\sim 4,5$ Å) соответствует диаметру тетраэдра вокруг молекулы воды (рис. 5). Это довольно трудно согласовать с существующими моделями В., допускающими наличие в ней ассоциатов, групп, кластеров (в к-рых молекулы соединены водородными связями), раздельных несвязанных молекул. Видимому, ближе к реальности т. н. клатратные модели (набл. известная из них — модель, предложенная О. Я. Самойловой в 1946), постулирующие размещение несвязанных молекул в пустотах трёхмерной сетки («картасы»), однако эти модели требуют наличия значит. концентрации несвязанных молекул. В действительности же их содержание незначит. кол-во. Повышенная плотность жидкой В. по сравнению со льдом I объясняется, как и в случае плотных модификаций льда, уменьшением объёма в результате искривления связей и отклонения координации молекул от идеально тетраэдрической. С другой стороны, ср. длина водородных связей при возрастании темп-ры увеличивается, что приводит к расширению В. Наличие этих двух противоположных тенденций объясняет своеобразную зависимость объёма В. от темп-ры.

Представление о жидкой В. как о трёхмерной тетраэдрич. сетке из связанных друг с другом молекул впервые было высказано Дж. Д. Берралом (J. D. Bernal) и Р. Фаулером (R. G. Fowler) в 1933. Как локализы. элемент, данные 70–80-х гг., в жидкой В. реализуются некая случайная тетраэдрич. сетка, отличная от существующих в кристаллич. модификациях льда или в др. тетраэдрич. координированных кристаллах, структурах. Такая концепция наилучшим образом согласуется и с результатами изучения В. теоретич. методами и при помощи численного моделирования на ЭВМ («молекулярной динамики метод и Монте-Карло метод»).

Химические свойства воды. Химически чистая В. состоит почти исключительно из молекул H_2O . Небольшая доля молекул (при $25^\circ C$ — примерно одна на $5 \cdot 10^8$) диссоциирует по схеме $H_2O \rightleftharpoons H^+ + OH^-$. Протоны H^+ в жидкой среде существуют в свободном состоянии не могут и, взаимодействуя с молекулами В., образует комплексы H_3O^+ . Расстояние $O \dots O$ в таких комплексах заметно короче, чем при нормальной водородной связи между нейтральными молекулами. По поскольку протон, но-видимому, находится не точно посредине этой укороч. связи, а ближе к одному из атомов O, то в таком комплексе можно выделить ион оксидия H_3O^+ . Хотя степень диссоциации в В. ничтожна, она играет большую роль в хим. процессах, происходящих в разл. системах, в том числе в биологических. В частности, она является причиной гидролиза солей слабых к-т и оснований и нек-рых др. реакций, протекающих в В.

При повышенных темп-рах происходит разложение В. на элементы: $2H_2O \rightarrow 2H_2 + O_2$ (при давлении 1 атм и темп-ре $1015^\circ C$ разлагается 0,034%, при $2125^\circ C$ — 8,6%, при $2483^\circ C$ — 11% молекулу). Под действием УФ-

злучения (с длиной волны 1650 нм) происходит фотохим. диссоциация В. Ионизирующие излучения вызывают радиолиз В. с образованием H_2 , перекиси водорода H_2O_2 и свободных радикалов (H , OH , HO_2).

В. взаимодействует со мн. элементами и веществами. Так, при реакции В. с паиб. активными металлами выделяется водород и образуется соответствующая гидроксиды. При реакции В. со мп. оксидами образуются к-ты или основания. В.: гидрилизует гидриды и карбиды щелочных и щелочноземельных металлов и др. вещества.

Среди кристаллогидратов особый интерес представляют клатратные гидраты, в к-рых молекулы В., соединяясь водородными связями друг с другом, образуют трёхмерный каркас, содержащий крупные пустоты, в к-рых размещаются молекулы др. веществ (в т. ч. атомы инертных газов, молекулы углеводородов, CO_2 , Cl_2 и др.). Эти клатратные гидраты можно рассматривать как неустойчивые в свободном состоянии модификации льда, стабилизированные внедрившимися в пустоты химически малоактивными молекулами.

Лит.: Хорн Р., Морская химия, пер. с англ., М., 1972; Молекулярная физика и биофизика водных систем, в. 1—4, Л., 1973—79; Кс и ев и ч. В. В., Инфракрасная спектроскопия воды, М., 1972; Э в н и б е р г Д., Кау д м а и В., Структура и свойства воды, пер. с англ., Л., 1975; С и ю к о в В. В., Структура одноатомных жидкостей, воды и водных растворов электролитов. Историко-химический анализ, М., 1976; М а г л е и к о в Г. Р., Структура воды, в сб.: Физическая химия. Современные проблемы, М., 1984; Water: a comprehensive treatise, ed. by F. Franks, (v. 1—8), N.Y.—L., 1972—79.

Г. Г. Малеев.

ВОДОРОД (лат. Hydrogenium, от греч. $hydro$ — вода и $genao$ — рождать), H_2 — первый элемент периодич. системы элементов, ат. номер 1, ат. масса 1,00794. В природе встречается 3 изотопа: стабильные изотопы 1H (99,985%) и дейтерий D , или 2H (0,015%), и β^- -радиоактивный тритий T , или 3H (в ничтожных кол-вах, $T_{1/2} = 12,43$ год). Искусственно получено крайне неустойчивый 4H . В земной коре по долу В. приходится 1% по массе (16 ат. %), атм. содержание В. менее 10 $^{-4}$ % (по объёму), а во Вселенной В. — самый распространённый элемент. Конфигурация электронной оболочки атома В. $1s^1$, энергия ионизации 13,598 эВ. Ковалентный радиус атома H 0,028 нм, радиус иона H^+ 0,136 нм. Значение электроотрицательности 2,1.

Молекула В. двухатомна (H_2), межъядерное расстояние 0,084142 нм, энергия диссоциации высока и при 0 К составляет 432,07 кДж/моль, поэтому диссоциация H_2 становится заметной только при высоких темп-рах (степень диссоциации 0,0013 при 2000 °С и 0,95 при 5000 °С). В зависимости от взаимной ориентации ядерных спинов существуют 2 состояния молекулярного В. — орто-водород (параллельные спины) и пара-водород (антипараллельные спины), различающиеся по физ. свойствам и содержащиеся обычно в отношении 3:1. При понижении темп-ры содержание пара-водорода растёт и при 0 К составляет 100%.

При обычных условиях В. — бесцветный газ, $d_{4} = -259,19$ °С, $d_{20} = -252,77$ °С, плотность газообразного В. (при нормальных условиях) 0,08988 кг/м 3 , жидк. темп-ра (23,1 К) 67,2 кг/м 3 , твёрдого (13 К) 76 кг/м 3 ; критич. темп-ра — 240 °С, давление 1,296 МПа (12,8 атм), плотность 31,2 кг/м 3 . Влажность (15 °С, 101,33 кПа) 8,7 мл/ка.с. Из всех газов В. обладает наивысшей теплопроводностью — 0,168 Вт/(м·К) (при нормальных условиях). Уд. теплоёмкости (0—200 °С): $c_p = 14,21$ кДж/(кг·К), $c_v = 10,12$ кДж/(кг·К). Теплота плавления 58,2 кДж/кг, теплота кипения 450 кДж/кг. В воде В. мало растворим (0,0182 мл/г при 20° и 101,33 кПа), хорошо растворим в наллады (до 850 объём. В. на 1 объём Pd), никеле, платине и др. металлах; диффундирует через мн. металлы, в частности через сталь.

При комнатной темп-ре и давлении 5,7 ГПа В. образует молекулярный кристалл. При дальнейшем повышении давления прочность связи в молекулах H_2 ослабевает и при сверхвысоких давлениях водород становится

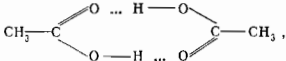
одноатомным кристаллом, к-рый должен обладать металлич. свойствами. Имеются сообщения о переходе твёрдого В. при низких темп-рах (ок. 4 К) и сверхвысоких давлениях в металлич. состояние.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +1 и реже —1. При обычных условиях химически малоактивен, но при нагревании способен реагировать со мн. веществами. Важное значение имеет реакция H_2 с оксидом углерода (H_2), при к-рой в зависимости от темп-ры, давления и катализатора получаются разл. органич. соединения. В. широко применяется в хим. синтезах, используется при заполнении шаровозондов и т. п., при сварке и резке металлов. Дейтерий и тритий отводят важную роль в осуществлении управляемого термоядерного синтеза. С. С. Вербонов.

ВОДОРОДНАЯ СВЯЗЬ — тип связи между атомами, промежуточный между валентным и невалентным *межатомным взаимодействием*. В. с. может образоваться при наличии атома Н между двумя эл.-отрицат. атомами — F, N или O, причём с одним из этих двух атомов атом водорода связан *ковалентной связью*.

Природа В. с. состоит в том, что электронная плотность на линии связи O—H (N—H и т. д.) смещается к более эл.-отрицат. атому O (N и т. д.). При этом протон водорода «оголяется», что способствует сближению эл.-отрицат. атомов соседних молекул. В результате расстояния O...O и N...N в В. с. O—H...O и N—H...N...O оказываются примерно равными сумме ван-дер-ваальсовых *атомных радиусов*, т. е. эл.-отрицат. атомы в кристаллах сближаются так, как будто бы атома водорода между ними нет.

Энергия В. с. на 1—4,5 порядка меньше энергии хим. связи и на 2—3 порядка больше энергии невалентного ван-дер-ваальсова взаимодействия. Наиб. сильную В. с. образуют между собой молекулы HF, к-рые способны соединяться в полимерные структуры H_2F_2 , H_3F_3 , H_4F_4 , H_5F_5 и H_6F_6 (последняя особенно устойчива, поскольку является кольцеобразной и, следовательно, стабилизирована допональной В. с.). Весма сильные В. с. (с энергией ~30 кДж/моль каждой) стабилизируют димер муравьиной к-ты



устойчивый даже в паровом состоянии. В жидкой и твёрдой воде энергия В. с. составляет ~20 кДж/моль. Примерно такой же энергией характеризуются В. с. N—H...O и O—H...O во мн. биологически важных молекулах — белках, нуклеиновых к-тах, углеводах и пр.

Наличием В. с. обусловлено своеобразие структуры и физ. свойств воды и водных растворов. Кристаллич. структура льда, существующая при обычных условиях, представляет собой ажурную сетку В. с., в к-рой имеются большие полости, заполненные молекулами воды, и поэтому плотность воды выше плотности льда.

В. с. могут быть не только межмолекулярными (как в рассмотренных выше примерах), но и внутримолекулярными. Внутримолекулярные В. с. являются одним из осн. факторов, стабилизирующих глобулярную структуру молекул белков, к-рая определяет функциональное поведение в живых клетках; они же в значительной степени влияют на свойства красителей и бумаги, носторожных из волокон целлюлозы, и отвечают за уникальную структуру молекул пенистых к-т.

Лит. см. при ст. *Межатомное взаимодействие*.

В. Г. Давешевский.
ВОДОРОДНЫЙ ГЕНЕРАТОР — квантовый генератор высокостабильных эл.-магн. колебаний, работа к-рого основана на вынужденном испускании фотонов атомами водорода. В. г. служит частотным репером активных *квантовых стандартных частот*. В. В. г. используют

квантовый переход в слабом магн. поле H между магн. подуровнями *сверхтонкой структуры* основного состояния (рис. 1), а именно переход ($F=1, m_F=0$) \rightarrow ($F=0, m_F=0$) (см. Атом. Атомные спектры, Земляна эффект). Частота этого перехода ν_0 для слабых полей H

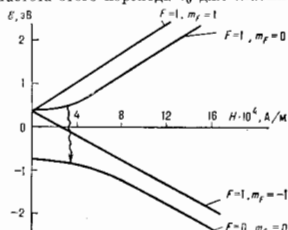


Рис. 1. Зависимость расщепления уровней сверхтонкой структуры в магнитном поле от напряженности магнитного поля H ; $F=J+I$ — полный спин атома (I — спин ядра, J — электрона); Δm_F — проекция полного спина на направление H .

определяется выражением: $\nu_0 = (1420405751,786 \pm 428,1 \cdot 10^{-3}) H^2 \pm 0,0046$ Гц.

Если атомы водорода в верх. энергетич. состоянии (1,0) вводит в *объемный резонатор*, настроенный на частоту ν_0 , эл.-магн. поле резонатора вынуждает их переходить в ниж. состояние (0,0). Начало этому процессу может дать флукуационное эл.-магн. поле либо спонтанное испускание фотона одним из атомов в резонаторе. При каждом акте вынужденного перехода (1,0) \rightarrow (0,0) в резонаторе выделяется эл.-магн. энергия, равная $h\nu_0$. Если кол-во атомов в состоянии (1,0), вводимых ежесекундно в резонатор, достаточно для того, чтобы выделяемая ими эл.-магн. энергия компенсировала потери энергии в нём, включая излучение через элемент связи, то наступает самовозбуждение. В результате атомы будут переходить из состояния (1,0) в состояние (0,0). В дальнейшем кол-во переходов (1,0) \rightarrow (0,0) станет равным кол-ву обратных переходов (эффект насыщения). Это определяет амплитуду установившихся колебаний (см. *Квантовая электроника*).

Устройство В. г. показано на рис. 2. Атомы водорода получают в источнике пучка электролизом H_2O (рис. 3). Молекулярный водород H_2 очищают от примесей (Pa, Ni) и превращают в атомарный водород электрич.

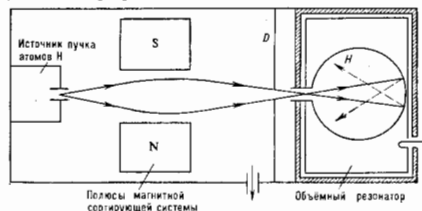


Рис. 2. Схематическое изображение водородного генератора.

разрядом в диссоциаторе. Далее атомы проходят через коллиматор — систему из 150—200 тонких параллельных каналов, формирующих пучок. Интенсивность коллимированного пучка $\sim 10^{17}$ атомов / с в телесном угле $\sim 5-6^\circ$. Кол-во атомов в состоянии (1,0) в пучке меньше, чем в состоянии (0,0), в соответствии с *Вольцмана распределением* по энергии.

Для обогащения пучка атомами в состоянии (1,0) применяется магн. сортирующая система (рис. 2). Обыч-

но это шестиполосный магнит (рис. 4). При симметричном расположении и гиперболич. форме полюсов одинакового размера в межполюсном зазоре $H=H_0(r/a)^2$, где H_0 — напряженность поля вблизи поверхности полюсов, a — расстояние от оси симметрии магнита

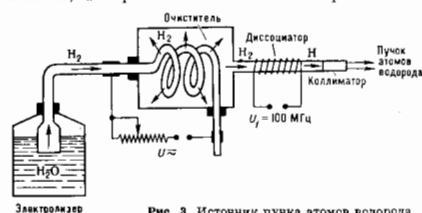


Рис. 3. Источник пучка атомов водорода.

до поверхности полюсов, r — расстояние от оси магнита (0) до рассматриваемой точки. Сила, действующая на атомы водорода в магн. поле, $f = -\text{grad } U$, где $U = \pm \mu_0 H (m_0 H_0 / h\nu_0) \gg h\nu_0$ — энергия взаимодействия атома с полем, μ_0 — магн. дипольный момент атома водорода, знаки \pm относятся соответственно к атомам в состоянии (1,0) и (0,0). Атомы влетают в сортирующую систему вдоль оси симметрии 0. Сила, действующая на атомы внутри сортирующей системы, искривляет их траектории т. о., что атомы в состоянии (1,0) фокусируются на оси 0, а атомы в состоянии (0,0) выбрасываются из пучка. Из-за разброса атомов по нач. скоростям фокусирующие свойства сортирующей системы несовершенны. Их улучшают с помощью диафрагмы D (рис. 2).

Отсортированные атомы в состоянии (1,0) попадают в накопитель. ячейку N , находящуюся внутри резонатора. Обычно это цилиндр, резонатор с титом колебаний H_{011} , обладающий наиб. однородной структурой высокочастотного магн. поля H_1 (резонатор изготавливают из ситалла, имеющего высокую температурный коэф. расширения). Для уменьшения потерь поверхности резонатора покрывают слоем Ag (20—50 мкм). Для получения макс. добротности диаметр резонатора выбирают близким к его высоте (280 мм). Добротность резонатора с расположением в нём накопит. ячейки достигает значения $Q_0 \approx 4 \cdot 10^4$, что значительно выше требуемого для самовозбуждения. Накопит. ячейкой служит тонкостенная колба из плавящего кварца (диам. 14—20 см, толщина стенок 1 мм), снабжённая узким входным каналом для увеличения времени нахождения атомов в накопит. ячейке до 1 с (пучок атомов проходит сквозь канал в колбу перпендикулярно, а вероятность обратного вылета атомов из колбы мала, т. к. пропорциональна отношению площади входного канала к площади поверхности колбы). Внутри поверхность колбы покрыта плёнкой тефлона, при соударениях с k -рой лишь 1 атом из 10^5 атомов в состоянии (1,0) переходит в состояние (0,0) без вынужденного испускания фотона, т. е. не принимает участия в генерации. Диаметр колбы меньше длины волны В. г. ($\lambda = 21$ см), что подавляет доплеровское уширение спектральной линии (см. *Доплера эффект*). Для исключения влияния внеш. темп-ры и магн. поля на работу

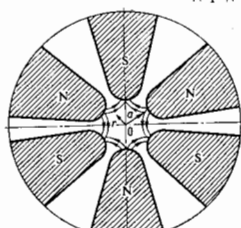


Рис. 4. Магнитная сортирующая система (неперетное сечение); пунктир — силовые линии.

В. г. резонатор помещён в двухступенчатый термостат и защищён трёхслойным магн. экраном.

Теоретическое описание. Работу В. г. можно объяснить в рамках квантового описания ансамбля атомов водорода и классич. описания высокочастотного эл.-магн. поля в резонаторе. Для ансамбля атомов вводится макроскопич. вектор поляризации P , вычисляемый квантово-механически. Если разность населённости уровней $(1,0)$ и $(0,0)$ $\Delta N = N_1 - N_0$, напряжённость H_1 высокочастотного магн. поля и поляризация P постоянны внутри резонатора, то ур-ния, приближённо описывающие связь этих величин, имеют вид:

$$\dot{P} + \frac{\tau}{\alpha} \dot{P} + \omega_0^2 P = - \frac{2M^* \omega_0}{\hbar} H N; \quad (1)$$

$$\Delta \dot{N} + \frac{1}{\tau} (\Delta N - \Delta N_0) = 2HP / \hbar \omega_0; \quad (2)$$

$$\ddot{H} + \frac{\omega_p}{Q_p} \dot{H}_1 + \omega_0^2 H_1 = - 4\pi \dot{P}. \quad (3)$$

Здесь τ — время релаксации, т. е. ср. время, за к-рое атомы водорода в резонаторе переходят из состояния $(1,0)$ в состояние $(0,0)$ при $H_1 = 0$. Величина τ близка к времени пребывания атома в накопит. ячейке; $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\omega_0^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{\tau^2}$ — угловая частота, соответствующая вершине спектральной линии; M — матричный элемент магн. дипольного квантового перехода $(1,0) \rightarrow (0,0)$; ω_p , Q_p — резонансная частота и нагруженная добротность резонатора; ΔN_0 — разность населённости атомов водорода в отсутствие эл.-магн. поля в резонаторе ($H_1 = 0$).

Решение ур-ний (1) — (3) приводит к след. выражениям для H_1 и угловой частоты генерации:

$$H_1^2 = \frac{4\pi Q \hbar}{\tau} \left\{ \Delta N_0 - \frac{\hbar}{4\pi Q_p M^* \tau} (1 + \delta^2 \tau^2) \right\}; \quad (4)$$

$$\omega = \omega_0 (1 - \delta); \quad \delta = \frac{2Q_p}{\omega_p \tau} (\omega_0 - \omega_0). \quad (5)$$

Ф-ла (4) определяет пороговую разность населённости в единице объёма резонатора $(\Delta N_0)_n$, при превышении к-рой наступает самовозбуждение В. г.:

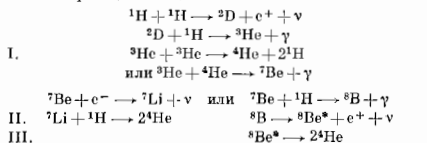
$$(\Delta N_0)_n = \frac{\hbar}{4\pi Q_p M^* \tau} (1 + \delta^2 \tau^2). \quad (6)$$

Условие самовозбуждения $\Delta N \geq (\Delta N_0)_n$. Пучок атомов, влетающих в накопит. ячейку, состоит в осн. из атомов в состоянии $(1,0)$, т. е. $(\Delta N_0)_n$ определяется кол-вом атомов n_n , влетающих в накопит. ячейку в 1 с; $n_n = V_p \eta \tau (\Delta N_0)_n$, где V_p — объём резонатора, η — коэф.,

на то, что для В. г. выполняются условия $Q_p / Q_0 \ll 1$ и $|(\omega_0 - \omega_p) / \omega_0| \ll 1$, ω отличается от ω_0 . В В. г., работающих в составе квантовых стандартов частоты, принимаются спец. меры по настройке резонатора на частоту ω_0 , обеспечивающие относит. воспроизводимость частоты $\sim 10^{-13}$.

Лит.: Ельзштейн М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Орасевский А. К., Молекулярные генераторы, М., 1964; Григорьев И. В. В., Жыбабонинский М. Е., Золди В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; Гайгеров Б. А. и др., Квантовые мера частоты на водородном генераторе, [Измерительная техника, 1972, № 14]; Страховский Г. М., Успенский А. В., Основы квантовой электроники, М., 1973. Е. Н. Валаров.

ВОДОРОДНЫЙ ЦИКЛ (протон-протонная цепочка) — последовательность термоядерных реакций в звёздах, приводящая к превращению водорода в гелий без участия катализаторов. В. ц. — осн. источник энергии звёзд с массой $M < 1,2 M_\odot$ (масс Солнца) на нач. стадиях их существования (см. *Эволюция звёзд*). Наиб. важные реакции В. ц.:



В. ц. начинается реакцией столкновения двух протонов (${}^1\text{H}$ или p) с образованием ядра дейтерия (${}^2\text{D}$). Дейтерий реагирует с протоном, образуя изотоп гелия ${}^3\text{He}$ с испусканием γ -фотона. Два ядра ${}^3\text{He}$ при столкновении образуют ${}^4\text{He}$ с отщеплением двух протонов либо ${}^3\text{He}$ соединяется с ${}^4\text{He}$ и даёт ядро ${}^7\text{Be}$. Последнее в свою очередь захватывает либо электрон (e^-), либо протон, и возникает ещё одно разветвление протон-протонной цепочки реакций. В результате В. ц. может идти тремя разл. путями I, II и III.

В табл. приведены осн. параметры реакций В. ц.: Q — полное энерговыделение; τ — характерное время протекания реакции; энергия испускаемых нейтронов

Параметры реакций водородного цикла

Реакции	Q , МэВ	τ , лет	ϵ_v , МэВ; X
${}^1\text{H} (p, e^+) {}^2\text{D} \dots$	1,44	$8,2 \cdot 10^8$	$\epsilon_v = 0,26$; $\epsilon_{v, \text{макс}} = 0,42$
${}^2\text{D} (p, \gamma) {}^3\text{He} \dots$	5,49	$4,4 \cdot 10^{-10}$	$X ({}^2\text{D}) = 2,7 \cdot 10^{-16}$
${}^3\text{He} ({}^3\text{He}, 2p) {}^4\text{He} \dots$	12,86	$2,4 \cdot 10^8$	$X ({}^3\text{He}) = 1,6 \cdot 10^{-8}$
${}^3\text{He} ({}^4\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be} \dots$	1,59	$9,5 \cdot 10^8$	$X ({}^7\text{Be}) = 1,2 \cdot 10^{-11}$
${}^3\text{He} (e^-, \gamma) {}^3\text{Li} \dots$	0,862	0,30	$\epsilon_v = 0,862$ (90%), $0,383$ (10%); $\epsilon_{v, \text{макс}} = 0,81$
${}^7\text{Li} (p, {}^4\text{He}) {}^4\text{He} \dots$	17,348	$3,8 \cdot 10^{-10}$	$X ({}^7\text{Li}) = 1,5 \cdot 10^{-12}$
${}^7\text{Be} (p, \gamma) {}^8\text{B} \dots$	0,137	$1,0 \cdot 10^8$	$X ({}^8\text{B}) = 4 \cdot 10^{-11}$
${}^7\text{Be} (e^-, \gamma) {}^7\text{Be}^* \dots$	15,08	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\epsilon_v = 7,3$; $\epsilon_{v, \text{макс}} = 14,06$
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2 {}^4\text{He} \dots$	2,99		$\epsilon_{v, \text{макс}} = 0,6$
${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu \dots$	26,73		

ϵ_v и $\epsilon_{v, \text{макс}}$ — ϵ_v и макс. $\epsilon_{v, \text{макс}}$ значения в случае, когда нейтринно испускаются с энергией в интервале $0 < \epsilon_v < \epsilon_{v, \text{макс}}$, а также концентрации промежуточных атомных ядер (по массе X), устанавливающиеся в процессе В. ц. Величины τ и X рассчитаны для физических условий, близких к ожидаемым в центре Солнца: при температуре $T \approx 15 \cdot 10^8$ К, плотности 100 г/см^3 и равных концентрациях водорода и гелия по массе $X_{\text{H}} = X_{\text{He}} = 0,5$. Скорости промежуточных

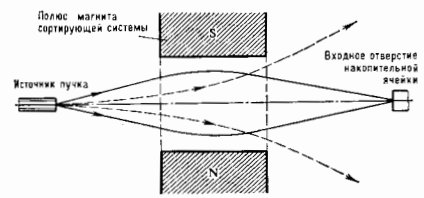


Рис. 5. Траектории движения атомов водорода; в состоянии $(1,0)$ — сплошные линии, в состоянии $(0,0)$ — пунктир.

учитывающий неоднородность напряжённости поля H_1 в объёме резонатора и то, что накопит. ячейка занимает только часть объёма резонатора. Макс. мощность генерации В. г. $P = \hbar \omega_0 (n_1 - n_0)$. При $n = 10^{14} - 10^{12}$ атом/см 3 и $n_0 \gg n_1$, $P \sim 10^{10} - 10^{12}$ Вт.

Из (5) следует, что отклонение частоты генерации ω от ω_0 зависит от неогрешения настройки резонатора на частоту ω_0 из-за затухания частоты. Несмотря

реакций очень велики по сравнению со скоростью первой реакции В. ц. Поэтому ^2D , ^3He , ^7Be , ^7Li и ^8B не накапливаются в сколько-нибудь заметных количествах. Примерно в 70% всех случаев В. ц. заканчивается ветвью I, в 30% — ветвью II, а на долю ветви III приходится менее 0,1% случаев. В последней строке табл. приведён итог В. ц.: каждая ветвь заканчивается образованием ядра ^4He из четырёх протонов с испусканием двух нейтронов. При этом выделяется энергия 26,73 МэВ, из к-рой в ср. ок. 0,6 МэВ уносит нейтрон. В недрах звёзд при $T \approx 18 \cdot 10^8 \text{ K}$ с В. ц. конкурирует *углеродно-азотный цикл*.

Лит.: Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986.

ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ АТОМЫ — атомы (ионы), состоящие, подобно атому водорода, из ядра с одного электрона. К ним относятся ионы элементов с ат. номером $Z \geq 2$, потерявшие все электроны, кроме одного: He^+ , Li^{+2} , V^{+3} , ... Вместе с водородом они образуют простейший *изовалентный ряд*. Уровни энергии (и спектры) В. а. подобны водородным, отличаясь от них масштабом энергий (и частот) переходов в Z^2 раз (см. *Атом*).

Системы, подобные В. а., образуют атомное ядро и мезон (*мезоатом*), а также электрон и позитрон (*позитроний*); для этих систем так же получают аналогичные водородным уровни энергии и спектры.

ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМА И МОЛЕКУЛЫ — квантовый переход атома или молекулы с более низкого (напр., основного) уровня энергии на более высокий при поглощении ими фотонов (фотовозбуждение) или при столкновении с электронами и др. частицами (возбуждение ударом).

Под действием света относительно слабой интенсивности В. а. и м. происходит в результате поглощения одного фотона частоты ν и энергии $h\nu = \epsilon_j - \epsilon_k$, где ϵ_j и ϵ_k — энергии нач. и конечных уровней энергии атомной системы (с учётом ширины уровней). *Сечение* фотопоглощения равно:

$$\sigma_{\nu} = \frac{1}{4} \frac{g'}{g} a_{\nu} \lambda^2,$$

где λ — длина волны света, g и g' — статистич. веса начальных и конечных уровней энергии; безразмерная величина a_{ν} — вероятность спонтанного испускания, приходящаяся на единичный интервал частот, зависящая от сорта атома и характеристик уровней энергии ϵ_j и ϵ_k .

В поле лазерного излучения возможно возбуждение с одноврем. поглощением неск. фотонов, суммарная энергия к-рых равна энергии перехода в атоме или молекуле $\epsilon_j - \epsilon_k$ (см. *Многofотонные процессы*).

При столкновении с электронами и др. атомными частицами элементарный акт В. а. и м. характеризуется сечением возбуждения σ , зависящим от строения сталкивающихся частиц и скорости их относ. движения v (см. *Столкновение атомы*). Для анализа кинетики возбуждения используется величина, наз. скоростью возбуждения:

$$\langle v\sigma(v) \rangle = \int vF(v) \sigma(v) dv,$$

где $F(v)$ — ф-ция распределения по скоростям возбуждающих частиц. Кинетич. энергия частиц, равная энергии перехода в атоме (молекуле), наз. и о р о в о й. При возбуждении нейтральных атомов (кроме водорода) электронами пороговой энергии σ равно нулю. С ростом энергии электронов вплоть до значений порядка 2—5 пороговых (в зависимости от строения электронных оболочек) σ возрастает, а при больших энергиях начинает убывать. На возрастающей части кривой зависимости σ от энергии электронов возможно наличие неск. максимумов, связанных с интерференцией разл. квантовых состояний атома (см. *Интерференция состояний*).

Для атома водорода сечение возбуждения конечны и при пороговых значениях энергии электронов, что свя-

зано с наличием *вырождения* уровней в разл. значениях орбитального квантового числа (рис. 1). Для всех полжит. ионн сечения σ возбуждения также конечны при пороговых значениях энергии электронов вследствие дальнедействующего взаимодействия между ионн и вын. электроном.

Возбуждение атомов в столкновениях с ионами и др. атомами аффективно при кинетич. энергии сталкивающихся частиц ~ 100 эВ и выше. При меньших энергиях они крайне малы и в области пороговых энергий

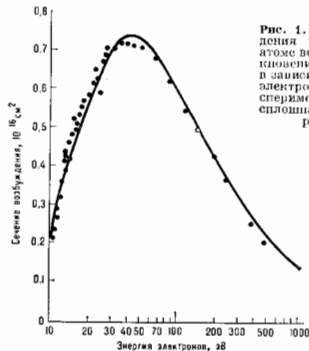


Рис. 1. Сечение возбуждения перехода 1—2 атоме водорода при столкновении с электронами в зависимости от энергии электронов; точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая.

экспериментально не наблюдались. Качеств. подобие сечений межатомных столкновений сечением электрон-атомных столкновений реализуется в масштабе скоростей относ. движения — при скоростях порядка и больше скоростей орбитальных электронов. При меньших скоростях (т. е. медленных столкновениях) механизм возбуждения объясняется образованием квазимолекулы в процессе столкновения и переходом электронов между молекулярными уровнями энергии. На рис. 2 показано сечение возбуждения перехода 1—2 в атоме водорода протонным ударом.

Возбуждение молекулы при атомных столкновениях характеризуется большим многообразием процессов в связи с наличием колебат. и вращат. структур их уровней энергии. Возбуждение электронных переходов (при усреднении по колебательно-вращат. состоянию) в целом описывается теми же закономерностями, что и возбуждение атомов. Колебат. и электронно-колебат. переходы исследованы позднее, чем вращательные.

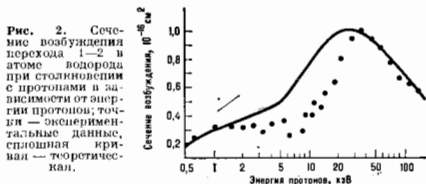


Рис. 2. Сечение возбуждения перехода 1—2 в атоме водорода при столкновении с протонами в зависимости от энергии протонов; точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая.

В атомно-молекулярных столкновениях могут возбуждаться обе сталкивающиеся частицы. К образованию атомов (и молекул) в возбуждённом состоянии может приводить также фотодиссоциация молекулы (см. *Диссоциация молекулы*), перезарядка ионов при столкновении с атомами [3] и молекулами.

Лит.: С о б е л ь я н И. И. Введение в теорию атомных спектров, М., 1977; Д е л о н е Н. В., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, М., 1978; Д р у к а р е в Г. Ф.,

Строительство электронов с атомами и молекулами, М., 1978; Вайнштейн Л. А., Соболевский И. И., Юрко В. Э., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979.

ВОЗБУЖДЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — изменение электропроводности веществ под действием потока частиц (электронов, ионов и др.), энергия к-рых достаточна для создания добавочных (неравновесных) носителей заряда (см. *Электронно-возбужденная проводимость*), или под действием эл.-магн. излучения (см. *Фотопроводимость*).

ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЕ квантовой системы (атома, молекулы, атомного ядра и т. д.) — неустойчивое состояние с энергией, превышающей энергетического основного (нулевого) состояния. Квантовая система переходит из основного состояния в В. с. путём *квантового перехода* при поглощении эл.-магн. энергии или при взаимодействии с др. квантовыми системами, напр. при столкновениях (см. *явр., Возбуждение атома и молекулы, Ядерные реакции*).

ВОЗГУЩА — то же, что *сублимация*.

ВОЗДУХ — смесь газов, из к-рых состоит атмосфера Земли (азот — 78,08%, кислород — 20,95%, инертные газы и водород — 0,94%, CO₂ — 0,03%, в небольших количествах O₃, CO, NH₃, CH₄, SO₂ и др.). Ср. мол. масса ок. 29 атомных единиц. При 0°С давление В. над уровнем моря 101325 Па (1 ат, или 760 мм рт. ст.). В этих, т. н. нормальных, условиях масса 1 л В. равна 1,2928 г; темп-ра кипения жидкого В. при нормальном давлении ок. 83 К. Показатель преломления 1,00029, диэлектрик., проницаемость 1,000059. Критич. темп-ра В. 140,7°С, критич. давление 3,7 МПа.

Для большинства расчётов В. можно считать *идеальным газом*, отклонения свойств В. от свойств идеального газа характеризуются коэф. сжимаемости, к-рый при 0°С равен 1,00060. Теплоёмкость, вязкость и теплопроводность В. в значит. степени зависят от давления в темп-ре. См. также *Атмосфера*.

ВОЗМОЖНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ (виртуальные перемещения) — бесконечно малые перемещения, к-рые могут совершать точки механич. системы из рассматриваемого в данный момент времени положения, не нарушая наложенных на систему в этот момент времени связей (см. *Связи механические*).

Напр., для груза, подвешенного на стержне длиной l к неподвижному сферич. шару O (рис.), В. п. из положения M будет любое бесконечно малое перемещение δs , перпендикулярное OM , т. е. направленное по касательной к поверхности сферы радиуса l . При этом безразлично, находится ли груз в положении M в покое или движется и проходит через положение M в какой-то момент времени t . В последнем случае груз, продолжая движение, совершит из положения M за промежуток времени dt действит. элементарное перемещение ds , к-рое совпадает с одним из В. п. Этот результат имеет место всегда, когда связь стационарна (не изменяется со временем).

Если же шарик укреплён на ползуче, к-рый будет перемещаться, напр., вертикально вниз, то получатся случаи нестационарной связи (связи, изменяющейся со временем). Когда при этом груз в какой-то момент времени t придёт в положение M , то его В. п. из данного положения в этот момент времени будет по-прежнему любое бесконечно малое перемещение δs , перпендикулярное OM . Однако действит. перемещение, к-рое груз совершит за промежуток времени dt , идя вдоль своей движению из положения M вместе со стержнем, не будет, очевидно, совпадать ни с одним из В. п. груза в положении M .

Если стержень OM заменить нерастяжимой нитью, то связь станет неупругой. В этом случае В. п. груза из положения M будут не только все перемещения, перпендикулярные нити, но и перемещения, на-

правленные по внутрь сферы радиуса l с центром в точке O . Если положение механич. системы однозначно определяется n независимыми между собой параметрами, q_1, q_2, \dots, q_n , то В. п. каждой точки системы, положение к-рой определяется её радиусом-вектором \mathbf{r}_k , где $\mathbf{r}_k = \mathbf{r}_k(q_1, q_2, \dots, q_n)$, будет:

$$\delta \mathbf{s}_k = \delta \mathbf{r}_k = \sum_{i=1}^n \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q_i} \delta q_i. \quad (*)$$

В случае негационарных связей равенства, выражающие зависимость \mathbf{r}_k от q_i , будут содержать время t и $\mathbf{r}_k = \mathbf{r}_k(t, q_1, q_2, \dots, q_n)$. Однако ф-ла (*) при этом сохраняется, а время t считается равным пост. величине t_1 , где t_1 — значение момента времени, в к-рый вычислялись В. п.

Понятие о В. п. используется в механике для определения условий равновесия и составления ур-ний движения механич. систем (см. *Возможные перемещения принцип*).

ВОЗМОЖНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИНЦИП (С. М. Урба, виртуальных перемещений принцип) — один из осн. принципов механики, выражающий общее условие равновесия механич. системы. При рассмотрении условий равновесия механич. системы методами геом. статистики действие наложенных на систему связей (см. *Связи механические*) учитывается введением соответствующих наперед неизвестных сил, наз. реакциями связей. Для сложных систем применение этого метода приводит к необходимости решать большое число алгебраич. ур-ний со мн. неизвестными. Вместо решения задач статики, вытекающей из В. п. п., учёт наложенных на систему связей производится введением понятия о т. н. *возможных перемещениях* системы из рассматриваемого положения. При этом в случаях идеальных связей вообще не возникает необходимости рассматривать реакции, что значительно облегчает решение и расширяет класс разрешимых задач.

Условие равновесия, данное В. п. п., гласит: для равновесия любой механич. системы с удерживающими идеальными связями необходимо и достаточно, чтобы сумма элементарных работ действующих на неё активных сил при любом возможном перемещении системы была равна нулю.

Математически В. п. п. выражается ур-нием:

$$\sum_{i=1}^n F_i \delta s_i \cos \alpha_i = \sum_{i=1}^n (X_i \delta x_i + Y_i \delta y_i + Z_i \delta z_i) = 0, \quad (1)$$

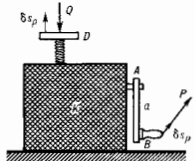
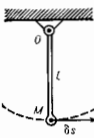
где F_i — равнодействующая всех активных сил, приложенных к i -й точке системы; X_i, Y_i, Z_i — проекция силы F_i на осн. прямоугольной системы координат; δs_i — модуль возможного перемещения i -й точки; $\delta x_i, \delta y_i, \delta z_i$ — проекция этого перемещения на те же осн; α_i — угол между направлениями силы и возможным перемещением. В. п. п. можно пользоваться и при наличии в системе связей с трением, если силы трения включить в число активных сил.

В. п. п. применяется при изучении условий равновесия сложных механич. систем (механизмов, машин и др.). Особенно просто с помощью В. п. п. находятся условия равновесия системы, имеющих одну степень свободы (см. *Степеней свободы числа*). Напр., для подъёмного механизма (рис.), детали к-рого скрываются в коробке K , ур-ние (1) даёт условие равновесия:

$$P \cdot \delta s_B - Q \delta s_D = 0 \quad (2)$$

(P и Q — действующие силы).

Связь между перемещениями δs_B и δs_D можно установить, если известно, что равномерному вращению



рукоятки AB соответствует равномерный подъём винта D , причём за каждый полный оборот рукоятки подъём винта равен h ; тогда искомая связь даётся пропорцией $\delta s_B : \delta s_D = 2\pi a : h$, где a — длина рукоятки. Из ур-ния (2) определяется условие равновесия механизма: $P = \frac{Qh}{2\pi a}$.

Методами геом. статики рассмотренная задача (если не будут указаны все детали скрытого в коробке механизма) вообще решена быть не может. Для систем с неск. степенями свободы ур-ния (1) можно составлять для каждого независимого перемещения системы в отдельности.

В. н. п. широко используются также в статике деформируемых (твёрдых и жидких) тел. При этом учитываются все действующие на тело объёмные и поверхностные силы, включая внутрь напряжения, а суммирование в ур-не (1) заменяется интегрированием соответственно по объёму и поверхности тела.

О применении метода, аналогичного даваемому В. н. п. к решению задач динамики, см. Д'Аламбера — Лазаржа принцип.

Лит.: Су с л о в Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.—Л., 1946; Б у х г о л ь ц Н. П., Основной курс теоретической механики, ч. 1, 9 изд., М., 1972; Л а з а р ж а Ж. П., Аналитическая механика, пер. с франц., т. 1, 2 изд., М.—Л., 1950. С. М. Тарз.

ВОЗМУЩЕНИЙ ТЕОРИЯ — метод решения задач, основанный на разложении по малому параметру (ϵ), позволяющий вслед за решением «невозмущённой» задачи, соответствующей нулевому значению малого параметра, находить путем последовательных итераций решение «возмущённой», отвечающей $\epsilon \neq 0$. При этом возмущением является любое малое отклонение от упрощённой задачи, допускающей точное решение.

Лишь огранич. класс задач может быть решён точно, поэтому практически в каждой проблеме приходится использовать упрощённое описание, к-рое сводится к нахождению одного или неск. членов разложения искомого решения по малому параметру. Малый параметр может явно содержаться в исходных ур-ниях, но в ряде случаев его приходится вводить искусственно, для удобства. В сложных задачах требуется преобразовывать исходные ур-ния и только после негравитационных упрощений удаётся выделить малый параметр и использовать В. т. Если старшей из степеней малого параметра ϵ , к-рая учитывается в решении, является ϵ^n , то говорят об n -м приближении В. т. Решение исходной невозмущённой задачи соответствует, т. о., нулевому приближению. Выбор нулевого приближения определяется критериями удобства и простоты, а также условием быстрой сходимости ряда по степеням ϵ , к-рый описывает вклад последоват. итераций по возмущению.

В. т. широко используется для решения задач в математике, физике, механике, химии, технике. Рассмотр. ряд примеров, имеющих наиболее общий характер и достаточно широкую область применимости.

Теория возмущений в небесной механике

Исторически термин «возмущение» пришёл в физику именно отсюда. Методы В. т. развивались в этой области на протяжении двух-трёх столетий, и разработанная здесь общая и эффективная методика В. т. имеет широкую сферу применения.

Типичная проблема, к-рую приходится решать при изучении движения небесных тел, состоит в следующем. Известно невозмущённое движение планеты вокруг Солнца (задача двух тел, или задача Кеплера). Требуется учесть возмущения орбиты планеты, возникающие под влиянием постороннего третьего тела (задача трёх тел) или неск. тел. Такими телами обычно являются другие планеты Солнечной системы. Вызываемые ими возмущения, как правило, малы (напр., взаимодействие Земли с Юпитером, к-рый оказывает наиб. из всех планет влияние на орбиту Земли, не превышает $1/17000$ от взаимодействия с Солнцем). Но точность астр. данных очень высока, поэтому во многих случаях оказы-

вается недостаточным ограничиться первым приближением В. т.

В нулевом приближении орбита планеты (для определённости далее будем говорить о Земле) является эллипсом. Положение Земли на орбите определяется заданном момента времени t и шести постоянных (по числу степеней свободы тела — три компоненты координаты и три компоненты скорости): большой полуоси эллипса a , эксцентриситета e , долготы узла Ω (характеризующей угол между осью x и линией узлов, к-рая определяется пересечением плоскости эллипса с фиксированной координатной плоскостью xy), угла наклона i плоскости эллипса к плоскости xy , долготы перигелия ω (характеризующей угол между радиусом-вектором перигелия и линией узлов), т. н. ср. эпохи τ (определяющей момент времени прохождения планеты через перигелий). Параметры a , e задают форму эллипса, углы Ω , i определяют положение плоскости эллипса в пространстве, а ω — положение эллипса в его собствен. плоскости, параметр τ фиксирует начало отсчёта времени. Обозначим через ξ_j , $j=1, \dots, 6$ набор из перечисл. постоянных. Орбита другой планеты (для определённости — Юпитера) также характеризуется заданием своих шести постоянных ξ'_j . При учёте взаимодействия с Юпитером орбита Земли искажается и уже не является эллипсом. Но если в какой-то момент времени t_0 «выключить» это взаимодействие, то с данного момента Земля снова начнёт двигаться по эллипсу, касательному к реальной орбите. Её траектория при $t > t_0$ будет характеризоваться набором постоянных $\xi_j(t_0)$ [эллипс касается реальной орбиты, поскольку параметры $\xi_j(t_0)$ однозначно определяют начальные положения $q(t_0)$ и скорость $\dot{q}(t_0)$]. Т. о., реальная траектория характеризуется заданием в каждой точке касательных эллипсов, по к-рым двигалась бы Земля при мгновенном выключении взаимодействия с Юпитером в момент времени, отвечающий данной точке траектории. Поэтому реальная траектория определяется набором величин $\xi_j(t)$, к-рые наз. оскулирующими (касательными) элементами. Такое описание хорошо приспособлено к применению В. т. из-за того, что зависимость оскулирующих элементов от времени возникает только благодаря возмущению, вызванному влиянием прошлого тела.

Процедура В. т. состоит теперь в следующем. Возмущающие силы зависят от t и неизвестных элементов орбиты $\xi_j(t)$ и $\xi'_j(t)$. Но в первом приближении эти силы можно вычислять при постоянных элементах орбиты, отвечающих значениям оскулирующих элементов при $t=0$. Иначе говоря, действит. возмущающие силы можно заменить теми силами, к-рые действовали бы на тело при движении по первоначальным эллипсам, удовлетворяющим законам Кеплера. Если в качестве параметров орбиты выбраны оскулирующие элементы, то это хорошее приближение, т. к. их изменение в процессе реального движения является небольшим (пропорциональным возмущающей силе). Далее, при заданных возмущающих силах можно найти новые элементы орбиты, снова подставить их в возмущающие силы и т. д. Возникает ряд по степеням возмущающих сил, к-рый в случае планетной системы является рядом по малой величине отношения масс планет к массе Солнца. Описанная процедура наз. методом вариаций постоянных. Аналитически она выглядит след. образом.

Ур-ния движения системы тел в канонич. форме имеют вид:

$$\dot{q}_a = \frac{\partial H}{\partial p_a}, \quad \dot{p}_a = -\frac{\partial H}{\partial q_a}, \quad a=1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где q_a , p_a — обобщённые координаты и импульсы, $2n$ — число степеней свободы,

$$H = H_0(q, p) + H_1(q, p, t), \quad (2)$$

H_0 — невозмущённая Гамильтона функция (отвечает задаче Кеплера), q, p — совокупность всех q_a, p_a, H_1 — возмущение (учитывает взаимодействие с другой планетой). Решение невозмущённой задачи (при $H_1=0$) имеет вид:

$$\begin{aligned} q_a &= q_a(\alpha_j, \beta_j, t), \\ p_a &= p_a(\alpha_j, \beta_j, t), \quad j = 1, \dots, n, \end{aligned} \quad (3)$$

где α_j, β_j — произвольные постоянные, в качестве k -рых в рассмотренном выше примере можно выбрать оскулирующие элементы. Тогда с учётом возмущения α_j и β_j становятся функциями времени:

$$\dot{\alpha}_j = \frac{\partial H_1}{\partial p_j}, \quad \dot{\beta}_j = -\frac{\partial H_1}{\partial q_j}. \quad (4)$$

Ур-ням (4) можно придать форму:

$$\dot{x}_k = \epsilon f_k(x_1, \dots, x_{2n}; t), \quad k = 1, \dots, 2n, \quad (5)$$

в k -ой н-во выделен малый параметр ϵ , содержащийся в возмущении. С помощью подходящего преобразования нач. условия всегда можно выбрать нулевыми: $x_k(0) = \dot{x}_k(0) = 0$. Решение удобно искать в виде ряда по ϵ :

$$\begin{aligned} x_k(t) &= x_k^{(0)} + \epsilon x_k^{(1)} + \dots; \\ \dot{x}_k(t) &= \dot{x}_k^{(0)} + \epsilon \dot{x}_k^{(1)} + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5) и приравнявая члены при одинаковых степенях ϵ , получаем:

$$\begin{aligned} \dot{x}_j^{(1)} &= f_j(0, 0, \dots, 0; t); \quad x_j^{(1)} = \int_0^t \dot{x}_j^{(1)} dt; \\ \dot{x}_j^{(2)} &= \sum_{k=1}^{2n} x_k^{(1)} \left(\frac{\partial}{\partial x_k} f_j(x_1, \dots, x_{2n}; t) \right)_{x=0}; \\ x_j^{(2)} &= \int_0^t \dot{x}_j^{(2)} dt \end{aligned} \quad (7)$$

и т. д. Т. о., задача сводится к последоват. вычислению ряда интегралов от известных Φ -ций.

Однако при конкретном осуществлении описанной процедуры часто возникает осложнение. Координата планеты $q(t)$ в нулевом приближении является периодич. Φ -цией времени, k -рая содержит осн. гармонику с частотой $\omega = 2\pi/T$ (где T — период обращения планеты) и колебания, отвечающие высшим гармоникам с частотами $n_j \omega_j$. Поэтому все Φ -ции, входящие в задачу, представляются в виде рядов Фурье, а ур-ния (4), (5) должны быть написаны для коэффициентов таких рядов. Расстояние между планетами $r(t)$, входящее в возмущающие силы, будет содержать комбинации частот $n_j \omega_j \pm n_l \omega_l$, где n_j, n_l пробегают все целые значения. Среди них будут встречаться малые частоты, если осн. частоты ω_j и ω_l являются кратными. Кроме того, в возмущающей силе всегда есть член, соответствующий нулевой гармонике, k -рый не зависит от времени. Он отвечает среднему действенно возмущающей силы за времена, большие по сравнению с периодами обращения планет.

Возмущения, не зависящие от времени, согласно ф-лам (7), дают поправки к оскулирующим элементам, линейно растущие со временем. Такие возмущения наз. в k в n м и н. (Существует, однако, теорема, что большая полусось эллипса a не содержит вкладов от вековых возмущений.) Для отд. простых ситуаций оказывается возможным доказать, что суммирование вековых возмущений во всех порядках сводится к смещению осн. частот на величины, пропорциональные возмущающим силам, и не приводит при $t \rightarrow \infty$ к большим искажениям траекторий планет.

Особого рассмотрения требуют также те члены в возмущающей силе, k -рые содержат комбинации частоты. Эти члены наз. критическими. Они тоже приводят к

нарастающим со временем поправкам к невозмущённому движению. С ними связано, в частности, явление т. п. либрации — колебание больших полусосей эллипсов или k -л. др. параметров, характеризующих орбиту. Либрация часто встречается в системах планета — спутник.

Правильный учёт вековых возмущений и либрации позволяет с хорошей точностью аппроксимировать решение задачи трёх тел в небесной механике тригонометрич. рядами, что соответствует периодич. движению. Погрешность, даваемая такими рядами за промежутки времени ≤ 1000 лет, меньше точности астр. наблюдений. Существование таких решений гарантирует устойчивость планетной системы для промежутков времени $\leq 10^6$ лет. Но точное (при всех временах) представление решения в виде тригонометрич. рядов неизвестно [А. Пуанкаре (H. Poincaré), 1892]. Поэтому неизвестно, насколько сильно изменится Солнечная система за времена $\geq 10^6$ лет, в частности не окажутся ли планеты в опасной близости к Солнцу.

Всегда существуют, однако, частные решения, отвечающие периодич. движению. Если представить наборы параметров (нач. значений координат и скоростей), характеризующих движение, в виде точек на прямой, то частные периодич. решения будут располагаться на ней с плотностью, соответствующей распределению рациональных чисел (Пуанкаре, 1899). Поэтому в произвольной близости к произвольно заданным нач. значениям координат и скоростей всегда существуют такие нач. значения, k -рые отвечают периодич. решению.

Но движение может не быть периодическим, и тем не менее параметры орбит будут оставаться ограниченными. Именно такая ситуация при довольно слабых ограничениях на нач. условия реализуется в Солнечной системе (В. И. Арнольд, 1961).

Проблема устойчивости движения в классической механике

Ещё одним важным аспектом В. т. в классич. механике являются возмущения траекторий, вызванные малым изменением нач. условий. Здесь следует отметить выяснение проблемы устойчивости движения по первому приближению В. т. При нек-рых, довольно слабых ограничениях имеются след. утверждения (А. А. Ляпунов, 1892). Пусть изменение нач. условий характеризуется малым параметром ϵ . Если поправки к решению, полученные в первом приближении по ϵ , не содержат экспоненциально нарастающих по времени членов, то движение в целом будет устойчивым. Если такие члены содержатся в первом приближении, то движение окажется неустойчивым. Т. о., отброшенные члены, соответствующие высшим приближениям по ϵ , не влияют на устойчивость движения.

Теория возмущений в квантовой механике

Рассмотрим примеры, характеризующие методику В. т. в квантовой механике.

Стационарная В. т. Пусть квантовомеханич. система находится в стационарном состоянии, а энергия возмущения не зависит от времени. Осн. задачей здесь является нахождение уровней энергии E_n и волновых Φ -ций Ψ_n возмущённой системы. Эта задача аналогична учёту вековых возмущений в классич. механике. Ожидается, что энергия (частота) нач. состояния изменится пропорционально возмущению ϵ , кроме того, изменится форма волновой Φ -ции. Аналитическое решение данной задачи выглядит след. образом. Стационарное Шрёдингера уравнение имеет вид:

$$(H_0 + U) \Psi_n = E_n \Psi_n, \quad (8)$$

где H_0 — гамильтониан нулевого приближения, $U = \epsilon V =$ оператор возмущения. Полный набор состо-

ний нулевого приближения определяется из уравнения:

$$H_0 \psi_m^{(0)} = \mathcal{E}_m^{(0)} \psi_m^{(0)}. \quad (9)$$

Предположим, что в нулевом приближении система находится в состоянии n (т. е. $\mathcal{E}_n \rightarrow \mathcal{E}_n^{(0)}$ и $\psi_n \rightarrow \psi_n^{(0)}$ при $\varepsilon \rightarrow 0$). Тогда решение ур-ния (8) удобно искать в виде:

$$\psi_n = \sum_m C_m \psi_m^{(0)},$$

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_n^{(0)} + \varepsilon \mathcal{E}_n^{(1)} + \varepsilon^2 \mathcal{E}_n^{(2)} + \dots, \quad (10)$$

$$C_m = \delta_{mn} + \varepsilon C_{mn}^{(1)} + \varepsilon^2 C_{mn}^{(2)} + \dots$$

(δ_{mn} — символ Кронекера). Подставляя ф-ны (10) в (8) и иривравная коэффициенты при одинаковых степенях ε , получим:

$$\mathcal{E}_n^{(1)} = V_{nn}, \quad \mathcal{E}_n^{(2)} = \sum_{m \neq n} \frac{1}{\mathcal{E}_m^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}} |V_{mn}|^2;$$

$$C_{nn}^{(1)} = 0; \quad C_{nn}^{(2)} = \frac{V_{nn}}{\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}}, \quad m \neq n,$$

$$C_{nn}^{(2)} = -\frac{1}{2} \sum_{m \neq n} \frac{|V_{mn}|^2}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})^2},$$

$$C_{mn}^{(2)} = \sum_{k \neq n} \frac{V_{mk} V_{kn}}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_k^{(0)})(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})} - \frac{V_{nn} V_{mn}}{(\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})^2}, \quad m \neq n \text{ и т. д.} \quad (11)$$

Здесь

$$V_{kn} = \int \psi_k^{(0)*} V \psi_n^{(0)} dq -$$

матричный элемент оператора возмущения (dq — элемент объема); волновые ф-ции $\psi_k^{(0)}$ считаются нормированными на единицу. Заметим, что поправка второго приближения к энергии осн. состояния всегда отрицательна.

Из ф-л (11) следует, что в тех случаях, когда имеется выражение, т. е. системы в низшем приближении имеет близкие уровни, $|\mathcal{E}_n^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)}| \ll |V_{mn}|$, в т. в. описанном виде не остается быть применимой. В этой весьма распространенной ситуации приходится точно решать задачу о расщеплении близких уровней. Она сводится к решению т. н. секулярного ур-ния (от англ. secular — вековой; аналогичные ур-ния возникают в теории вековых возмущений в небесной механике):

$$\det |V_{nn'} - \delta_{nn'} \mathcal{E}_n^{(1)}| = 0, \quad (12)$$

где n, n' нумеруют все состояния, имеющие энергию, совпадающую в нулевом приближении с $\mathcal{E}_n^{(0)}$. Решение ур-ния (12) даёт, вообще говоря, разл. $\mathcal{E}_n^{(1)}$ для разных n' . Происходит линос или частичное слияние вырождения (в зависимости от характера нарушения симметрии невозмущённой системы возмущающего потенциала). Подставляя поочерёдно корни $\mathcal{E}_n^{(1)}$ в ур-ние

$$\sum_{n'} (V_{nn'} - \mathcal{E}_n^{(1)} \delta_{nn'}) C_{n'n}^{(0)} = 0 \quad (13)$$

для нахождения коэффициентов разложения волновой ф-ции ψ_n по вырожденной системе состояний $\psi_{n'}^{(0)}$, можно установить вид волновой ф-ции низшего приближения.

Описанная процедура находит применение в очень широком круге физ. задач. Напр., гамильтониан H_0 может соответствовать задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра. При этом возмущение U может описывать взаимодействие с медленно меняющимся во времени электрич. или магн. полем (возникающее при этом расщепление уровней наз. соответственно Штарка эффектом или Зеемана эффектом); в качестве U могут фигурировать спин-орбитальное или спин-спиновое взаимодействие и т. д.

Нестационарная В. т. Рассмотрим теперь важный случай, когда возмущения зависят от времени. Осн. задачей здесь является вычисление вероятностей квантовых переходов между состояниями невозмущённой системы, происходящих под влиянием возмущения. В. т. в этом случае основывается на методе вариации постоянных, так же как и в классич. механике. Задача состоит в решении ур-ния Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = (H_0 + U(t)) \psi(t) \quad (14)$$

при условии, что в нач. момент система находилась в одном из стационарных состояний $\psi^{(0)} \exp(-\frac{i}{\hbar} \mathcal{E}_n^{(0)} t)$ невозмущённого гамильтониана H_0 . Рассмотрим достаточно общую ситуацию, когда возмущение быстро убывает при $t \rightarrow \pm \infty$, и в качестве начального момента времени выберем точку $t = -\infty$.

Решение ур-ния (14) удобно искать в виде ряда:

$$\psi(t) = \sum_m C_m(t) \psi_m^{(0)} \exp(-\frac{i}{\hbar} \mathcal{E}_m^{(0)} t), \quad (15)$$

в к-ром зависимость коэффициентов разложения от времени возникает только благодаря возмущению:

$$i\hbar \dot{C}_{mn}(t) = \sum_k U_{mk}(t) C_{kn}(t). \quad (16)$$

Здесь

$$C_{mn}(-\infty) = \delta_{mn},$$

$$U_{mk}(t) = \int \psi_m^{(0)*} U(t) \psi_k^{(0)} \exp(-\frac{i}{\hbar} t(\mathcal{E}_k^{(0)} - \mathcal{E}_m^{(0)})) dq.$$

Решение ур-ий (16), так же как и в предыдущих примерах, легко найти в виде ряда по малому параметру ε , к-рый в качестве множителя может быть выделен в возмущении.

Для простоты рассмотрим случай, когда возмущение содержит только одну гармонику с частотой ω , т. е. $U(t) = V \exp(-i\omega t)$. Ф-ции $|C_{mn}(t)|^2$ характеризуют вероятность перехода под влиянием возмущения к моменту времени t из нач. состояния n в другое соств. состояние m невозмущённого гамильтониана. Представляет спец. интерес отнесённая к единице времени вероятность перехода из состояния n при $t \rightarrow -\infty$ в состояние m при $t \rightarrow +\infty$. Эта величина в первом приближении В. т. определяется выражением:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{d}{dt} |C_{mn}(t)|^2 = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{mn}|^2 \delta(\mathcal{E}_m^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}), \quad (17)$$

где δ — дельта-функция Дирака. Т. о., за бесконечно большой отрезок времени переход осуществляется с сохранением энергии. Интегрируя (17) по малому энергетич. интервалу $\Delta \mathcal{E}$ в окрестности $\mathcal{E}_n^{(0)}$ и считая, что число квантовомеханч. состояний в этом интервале равно $\rho(\mathcal{E}_n^{(0)}) \Delta \mathcal{E}$, где ρ — плотность уровней энергии, получим выражение для вероятности перехода в единицу времени в виде:

$$w_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{mn}|^2 \rho(\mathcal{E}_n^{(0)}). \quad (18)$$

Если нач. состояние n характеризуется импульсом p и нормировано на единичную плотность потока, а конечное состояние характеризуется импульсом p' и нормировано на единицу (точнее, на δ -функцию от $p/2\pi\hbar$), то выражение (18) имеет размерность площади и представляет собой дифференц. сечение рассеяния. Ф-ла (18) при этом соответствует т. н. *борновскому приближению* теории рассеяния.

Описанная методика с нек-рыми модификациями охватывает широкий круг задач, относящихся к переходам между уровнями энергии в атомах и атомных ядрах, к распадам нестационарных состояний, к описанию рассеяния и т. д. Она несомненно обобщается на случай квантовой теории поля (КТП).

Теория возмущений в КТП

В КТП матрица коэффициентов $C_{kn}(t)$ является матричным представлением оператора эволюции:

$$C(t) \equiv S(t, -\infty), \quad (19)$$

при этом $C(\infty)$ является S -матрицей (матрицей рассеяния) КТП. Ур-ние (16) по-прежнему имеет место, при этом возмущение U должно рассматриваться как оператор взаимодействия во взаимодействии *представления*. Это ур-ние удобно записать в операторной форме:

$$i\hbar \dot{S}(t, -\infty) = U(t) S(t, -\infty). \quad (20)$$

Формальное решение теор-мы можно представить в виде:

$$S(t, -\infty) = T \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t U(\tau) d\tau \right], \quad (21)$$

где T — операция хронологического произведения, к-рая возникает из-за того, что операторы $U(t)$ в разные моменты времени не коммутируют между собой. Переходя в (21) к пределу $t \rightarrow \infty$, разлагаем правую часть до n -го порядка на взаимодействие и вычисляя матричные элементы от обеих частей равенства по состояниям невозмущённого гамильтониана КТП, можно в соответствующем порядке В. т. воспроизвести релятивистски инвариантное выражение для матрицы рассеяния в виде суммы *Фейнмана диаграмм*. Однако реальное осуществление этой программы наталкивается на трудности, связанную с появлением *расходимостей* в S -матрице уже во втором порядке В. т. Эта трудность преодолевается с помощью процедуры *перенормировок* (см. *Перенормированная теория возмущений*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А., Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, 4 изд., М., 1974; Дубошин Г. Н., Небесная механика. Аналитические и численные методы, 2 изд., М., 1978; Берестетский В. В., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1—2, М., 1968—71; Хара Д. т. е. р., Основы гамильтоновой механики, пер. с англ., М., 1974. М. В. Тертышев.

ВОЛНОВАЯ МЕХАНИКА — то же, что *квантовая механика*.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА — раздел физ. оптики, изучающий совокупность явлений, в к-рых проявляется волновая природа света. Представления о волновом характере распространения света восходят к основополагающим работам Х. Гюйгенса (Ch. Huygens) 2-й пол. 17 в. Существенное развитие В. о. получило в исследованиях Т. Юнга (T. Young), О. Френеля (A. Fresnel), Д. Араго (D. Arago) и др., когда были проведены принципиальные опыты, позволяющие не только наблюдать, но и объяснить явления *интерференции света*, *дифракции света*, измерить длину волны, установить поперечность световых колебаний и выявить др. особенности распространения световых волн. Но для согласования поперечности световых волн с осн. идей В. о. о распространении уругих колебаний в изотропной среде пришлось наделить эту среду (мировой эфир) рядом трудноослабимых требований. Гл. часть этих затруднений была снята в кон. 19 в. Дж. Максвеллом (J. Maxwell) при анализе ур-ний, связывающих быстроперем. электрич. и магн. поля. В работах Максвелла была создана новая В. о. — эл.-магн. теория света, с помощью к-рой оказалось совсем яростым объяснение целого ряда явлений, напр. *поляризации света* и количественных соотношений при переходе света из одного прозрачного диэлектрика в другой (см. *Френеля формулы*). Применение эл.-магн. теории в разл. задачах В. о. показало отличное согласие с экспериментом. Так, напр., было предсказано явление светового давления, существование к-рого было вскоре доказано точнейшими опытами П. Н. Лебедева. Дополнение эл.-магн. теории света модельными представлениями электромагн. теории (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*) позволило просто объяснить зависимость показателя

преломления от длины волны (*дисперсию света*) и др. эффекты.

Дальнейшее расширение границ В. о. произошло в результате применения идей спец. теории относительности, обоснование к-рой было связано с тонкими оптическими экспериментами, в к-рых осн. роль играла относит. скорость источника и приёмника света (см. *Маквеллова опыт*). Развитие этих представлений позволило исключить из рассмотрения мировой эфир не только как среду, в к-рой распространяются эл.-магн. волны, но и как абстрактную систему отсчёта.

Однако в это же время анализ опытных данных по равновесному тепловому излучению и *фотоэффекту* показал, что В. о. имеет определённые границы приложения. Распределение энергии в спектре теплового излучения удалось объяснить М. Планку (M. Planck; 1900) — к-рый пришёл к заключению, что элементарная излучательная система излучает и поглощает не непрерывно, а порциями — квантами. Развитие А. Эйнштейном (A. Einstein) теории квантов привело к созданию новой корпускулярной оптики — *квантовой оптики*. К-рая, допуская эл.-магн. теорию света, полностью соответствует общепринятым представлениям дуализма света (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*).

ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ — комплексная ф-ция, описывающая состояние квантовомеханич. системы. Квадрат модуля В. ф. равен вероятности (или плотности вероятности) того, что физ. величины, с помощью к-рых задано состояние системы, принимают определ. значение (или находятся в определ. интервалах значений). Исторически назв. «В. ф.» возникло в связи с тем, что ур-ние, определяющее эту ф-цию в конфигурац. представлении (*Шрёдингера уравнение*), имеет вид волнового ур-ния. (См. *Вектор состояния*.) С. С. Герштейн.

ВОЛНОВОД — искусство или естеств. канал, способный поддерживать распространяющиеся вдоль него волны, поля к-рых сосредоточены внутри канала или в прилегающей к нему области. Различают э. к. р. и ир. о. в а. н. и э. В. с хорошо отражающими стенками, к к-рым относят *волноводы металлических*, направляющие эл.-магн. волны, а также коаксиальные и многожильные экраниры, кабели, хотя последние обычно причисляют к *линиям передачи* (длинным линиям). Однако практически все типы В. следует рассматривать как равнозначность линии передачи. К экранир. В. относят также *волноводы акустические* с достаточно жёсткими стенками.

В о. т. р. ы. т. х (неэкранир.) В. локализация поля обычно обусловлена явлением полного внутр. отражения от границ раздела двух сред (в *волноводах диэлектрических* и простейших *световодах*) либо от областей с плавно изменяющимися параметрами среды (напр., *ионосферный волновод*, *атмосферный волновод*, *подводный звуковой канал*). К открытым В. принадлежат и системы с поверхностными волнами, направляемыми границами раздела сред.

Осн. свойство В. — существование в нём дискретного (при не очень сильном поглощении) набора нормальных волн (мод), распространяющихся со своими фазовыми и групповыми скоростями. Почти все моды обладают дисперсией, т. е. их фазовые скорости зависят от частоты и отличаются от групповых скоростей. В экранир. В. фазовые скорости обычно превышают скорость распространения плоской однородной волны в направляющей среде (скорость света, скорость звука), эти волны наз. б. с. т. р. ы. и. При неполном экранировании они могут просачиваться сквозь стенки волновода, переизлучаясь в окружающее пространство. Это т. н. утекающие волны. В открытых В., как правило, распространяются медленные волны, амплитуды к-рых быстро убывают при удалении от направляющего канала. Каждая мода характеризуется предельной частотой $\omega_{кр}$, наз. к. р. и. т. е. с. к. о. ф.; мода может распространяться и переносить вдоль В. поток энергии

только на частотах ω , превышающих $\omega_{кр}$. Однако в некоторых случаях (многоруководные линии передачи, полые акустич. волноводы) существуют моды, для к-рых $\omega_{кр} = 0$, их наз. главными или к в а з с т а т и ч е с к и м и.

При больших ω В. становится сверхразмерным (ночерные размеры В. значительно превышают длину волны); тогда в нём одновременно распространяется множество мод, к-рые при опред. соотношениях между амплитудами и фазами могут группироваться в лучи. Пульсируя вдоль В., они периодически то отражаются, то отрываются от его стенок. В местах отрыва стенки можно убрать, заменив В. последовательно расставленными отражателями. Такие, а также аналогичные им линзовые системы относят к в а з о п т и ч е с к и м В. или к квазиоптич. линиям передачи (см. *Квазиоптика*).

ВОЛНОВОД АКУСТИЧЕСКИЙ — участок среды, ограниченный в одном или двух направлениях стенками или др. средами, в результате чего устремляется или уменьшается расхождение волны в стороны, поэтому распространение звука вдоль участка происходит с ослаблением мешком, чем в неогранич. однородной среде. Искуств. В. а. — обычно трубы, ограниченные звукоизолируемыми стенками (напр., органические трубы, вентили, каналы, туннели). Естеств. В. а. — обычно слой среды; напр., для низких частот звука океан представляет собой волновод в виде слоя воды, ограниченного с одной стороны грунтом, а с другой — свободной поверхностью воды. В. а. может быть также образован вертикаль. слоистой неоднородностью среды (напр., подводный звуковой канал в океане); волны, пересекающие под малым углом слои, в к-ром скорость звука имеет миним. значение, заворачивают к нему обратно в результате рефракции в смежных слоях с большей скоростью звука, как бы отражаясь от этих слоев (см. *Гидроакустика*). В отличие от труб, в к-рых звук распространяется преимущественно (вдоль оси трубы), звук в слое может также распространяться в виде цилиндрически расходящихся или сходящихся волн.

Единств. вид волн, распространяющихся в В. а. без изменения своей структуры, — *нормальные волны* (моды). В простейшем случае распространения звука в однородной непоглощающей среде, заполняющей слой или трубу прямоугольного сечения, нормальная волна представляет собой гармоническую волну, бегущую (однородная норм. волна) или экспоненциально затухающую (неоднородная норм. волна) вдоль волновода, и синусоидальную стоячую волну в поперечном направлении. При данной частоте нормальные волны образуют бесконечный дискретный набор волн, различающихся фазовой скоростью и числом узловых линий звукового поля в поперечном направлении; каждой нормальной волне присваивают номер, равный числу этих линий. Распространение нормальной волны в В. а. характеризуется доп. дисперсией скорости; исключение составляют только нормальные волны нулевого номера: их скорость точно равна скорости звука и дисперсия зависит только от свойств среды, заполняющей В. а. Фазовая скорость нормальных волн ненулевого номера всегда больше, а групповая скорость меньше, чем скорость звука с в неогранич. среде. С увеличением частоты первая убывает, а вторая растёт и обе стремятся асимптотически к с. Для каждой нормальной волны i номера i имеется своя частота, наз. критической $\omega_{кр}$, тем большая, чем выше номер волны. Ниже этой частоты данная нормальная волна и все волны высших номеров не распространяются, а представляют собой синфазные колебания с амплитудой, монотонно идущей вдоль волновода по экспоненц. закону. Исключение снова представляет нулевая нормальная волна в В. а. с абсолютно жесткими или упругими стенками: эта волна может бегать при любой частоте, т. к. её $\omega_{кр} = 0$. В В. а. любую свободную гармонич. волну можно представить в виде суперпозиции нормальных волн разных номеров той же

частоты. При заданной частоте распространяется только конечное число нормальных волн низших номеров.

В В. а. со слоистой-неоднородной средой, как в искусственных, так и в естественных, также существуют дискретные наборы нормальных волн с аналогичными свойствами. При слоистой неоднородности среды, заключенной в волновод, стоячая волна в поперечном направлении уже не будет синусоидальной, но нормальные волны по-прежнему можно нумеровать по числу узловых линий в поперечном сечении. Дисперсионные свойства естеств. В. а. обычно существенно отличаются от дисперсионных свойств однородных волноводов.

Твердотельные В. а. обычно ограничены свободными границами (стержни, пластины). Нормальные волны в таких В. а. образованы как сдвиговыми волнами горизонтальной (параллельной границе раздела) поляризации, так и совместно распространяющимися продольными и сдвиговыми волнами вертикаль. поляризации, преобразующимися друг в друга при отражении на границах. Набор таких нормальных волн богаче, чем в жидких В. а. В частности, в них возможны нормальные волны с комплексными волновыми числами. В УЗ-технологии твердотельных В. а. наз. также всякие устройства (стержни, кондензаторы) для передачи колеб. энергии на нек-рое расстояние от источника или для введения колеб. энергии в к.-л. среду.

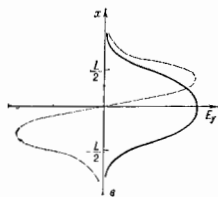
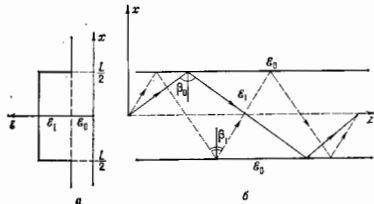
Лит.: Б р у х о в с к и й К. Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Р ж е в е и н И. С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960, гл. 6; Физическая акустика, под ред. У. Маэна, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; И с а к о в и ч М. А., Обзор акустика, М., 1973.

М. А. Ислюков.

ВОЛНОВОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — стержень из диэлектрика или канал внутри диэлектрич. среды, вдоль к-рых могут распространяться направленные или эл.-магн. волны. В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн В. д. обычно применяют в качестве коротких трактов, связывающих отд. функциональные элементы установок (напр., для подвода эл.-магн. энергии к излучателям — антеннам). В. д. оптич. диапазона получили назв. *световодов* (см. также *Волоконная оптика*); они, в частности, используются для многоканальной передачи сигналов на большие расстояния. Форма В. д. может быть произвольной, но наиб. часто изготавливают В. д. круглого, эллиптич. и прямоугольного сечений. Мн. В. д., особенно это характерно для применяемых в волоконной оптике световодов, имеют неоднородную но поперечному сечению диэлектрич. проницаемость, как правило, монотонно убывающую от центр. осей к периферии. В. д. встречается и в природных условиях благодаря возникновению естеств. неоднородного профиля диэлектрич. проницаемости, напр. из-за неоднородности распределения концентрации плазмы в ионосфере, что обеспечивает сверхдальнее распространение радиоволн с малым ослаблением сигнала (см. *Атмосферный волновод*, *Распространение радиоволн*). При облучении нелинейного диэлектрика или плазмы мощными эл.-магн. волнами внутри этих сред могут образовываться самоподдерживающиеся В. д., но они не обладают достаточным запасом устойчивости и их трудно использовать для направленной передачи энергии (см. *Самоблуживающая среда*).

Механизм канализации эл.-магн. волн в В. д. связан с явлением *полного внутреннего отражения*. Наиболее просто это поясняется на примере слоистых В. д. Рассмотрим плоскостранную пластинку толщиной L , диэлектрич. проницаемости ϵ_1 к-рой больше диэлектрич. проницаемости ϵ_0 окружающей её среды (рис. а). Магн. проницаемости обеих сред обычно можно положить равной единице, часто внеш. средой является воздух, для к-рого $\epsilon_0 = 1$. Пусть на верх. границу пластинки ($x = L/2$) падает с внутр. стороны под нек-рым углом θ плоская однородная волна. Если θ больше угла полного внутр. отражения θ^* ($\sin \theta^* = \sqrt{\epsilon_0/\epsilon_1}$), то волна полностью отражается и под тем же углом θ падает на ниж. границу пластинки ($x = -L/2$; рис. б). Каждое такое отражение сопровождается изменением

фазы — $\Delta\varphi(\beta)$, различным, вообще говоря, для волн ТЕ- и ТМ-поляризации (см. Френеля формулы и Волновод металлический). Набор фазы $\Delta\varphi$ при двойном прохождении плоской волной пластины (от $-L/2$ до $L/2$ и обратно) равен $2(\omega \epsilon^{-1/2} L \cos \beta - \Delta\varphi(\beta))$, где ω — частота волны, c — скорость света в вакууме. Если $\Delta\varphi$



Плоскопараллельная диэлектрическая пластина: а — профиль диэлектрической проницаемости; б — лучевые траектории плоских волн, образующих волноводные моды диэлектрической пластины с различным числом вариаций поля вдоль координаты x ; e — распределение поля по x в первой (сплошной линии) и во второй (пунктирной линии) модах ТЕ-типа.

обращается в нуль или является кратным 2π , что возможно лишь для конечного числа углов падения β_n ($n=0, 1, 2, \dots, N(\omega)$), определяемых соотношением:

$$\omega \epsilon^{-1/2} L \cos \beta_n - \Delta\varphi(\beta_n) = 2\pi n \quad (1)$$

($N(\omega)$ равно целой части от $\omega \epsilon^{1/2} L \cos \beta^*/\pi e$, $\Delta\varphi(\beta^*)=0$), то падающая на границу $x=L/2$ волна и волна, испытывавшая повторное отражение от границы $x=-L/2$, полностью совпадают. Возникающее при этом суммарное поле представляет собой бегущую вдоль оси z волноводную моду (волну); его изменение вдоль z описывается множителем $\exp(i\omega t - ih_n z)$, где $h_n = \omega \epsilon^{-1/2} \sin \beta_n$ — постоянная распространения; тогда как в поперечном сечении (вдоль оси x) на отрезке $-L/2 < x < L/2$ поле имеет структуру стоячей волны (n определяет число узлов в ней) и в областях $x > L/2$ и $x < -L/2$ оно экспоненциально падает при удалении от границ диэлектрика (рис. 2). На фиксирован. частоте ω $2(N(\omega)+1)$ волноводных мод, отличающихся разл. поперечной структурой и поляризацией. Аналогично можно констатировать процесс распространения эл.-магн. волн вдоль волноводного канала с плавным изменением диэлектрик. проницаемости по поперечному сечению. Но в этом случае структура поля имеет более сложный характер, а роль условной границы, на к-рой осуществляется переход к убывающим (экспоненциально или по более сложному закону) модам, играют каустические поверхности (см. Каустика).

Интерпретация процесса распространения волноводных мод с помощью многократного отражения плоских однородных волн от факт. или условных границ раздела наз. концепцией Брилюэна. В ирридине она применяется для произвольных В. д., так как опирается на универсальную возможность представления поля в виде суперпозиции плоских волн. Однако при расчёте структуры и постоянных распространения волноводных мод конкретных В. д. обычно исходят из прямого реше-

ния соответств. краевых задач, т. е. прибегают к непосредств. решению ур-ний Максвелла, используя условия сшивания электрич. и магн. полей на границе волновода и требования конечности переносимого потока энергии. В случае В. д. с неизменной вдоль оси z структурой (профиль диэлектрик. проницаемости) поперечные x и y компоненты электрич. и магн. полей в волноводных модах могут быть выражены (по крайней мере, вне области возбуждения источниками) через продольные z -составляющие электрич. E_z и магн. H_z векторов. Соответственно выделяет E_z или ТМ-волны (когда $H_z=0$), H_z или ТЕ-волны (когда $E_z=0$), и гибридные EH-волны (когда $E_z \neq 0$ и $H_z \neq 0$). Последние являются типичными модами В. д.; исчезновение z -компоненты одного из полей характерно только для вырожденных симметричных случаев (напр., моды с азимутальной симметрией в круглом стержне). Итогда при классификации гибридных волн особо различают EH-моды, в к-рых $\max|E_z| > \max|H_z|$, от HE-мод, в к-рых, наоборот, $\max|H_z| > \max|E_z|$.

В идеальном В. д. (т. е. с В. д. без омических потерь и потерь, обусловленных рассеянием на неоднородностях среды и границ раздела) на любой фиксирован. частоте ω может распространяться лишь конечное число волноводных мод, переносимых конечный поток энергии вдоль волновода. Соответствующие им постоянные распространения $h_n(\omega)$ определяются дисперсионным уравнением и удовлетворяют ограничениям:

$$\omega \epsilon^{-1} (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} < h_n(\omega) < \omega \epsilon^{-1} (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2}, \quad (2)$$

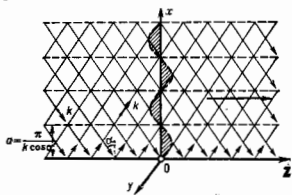
где $\epsilon_{0,1}$ и $\mu_{0,1}$ — диэлектрич. и магн. проницаемости окружающей среды (индекс «0») и В. д. (индекс «1»). Т. о., переносимый конечный поток энергии моды В. д. являются медленными, их фазовые скорости меньше фазовой скорости света в окружающем пространстве, что обеспечивает выполнение условия полного внутр. отражения от границы волновода, а следовательно, и достаточно быстрое спадание полей во внеш. (по отношению к В. д.) области. Каждая волноводная мода характеризуется не только определённой структурой поля и поляризации, но и своей критич. частотой $\omega_{кр}$; распространение становится возможным, когда частота поля превышает $\omega_{кр}$ ($\omega > \omega_{кр}$). Число распространяющихся мод растёт с увеличением ω . Только две т. н. дипольные моды (их структура близка к структуре поля электрич. и магн. диполей) имеют $\omega_{кр}=0$ и могут распространяться на любых, сколь угодно низких частотах. Естественно, что эти моды чаще других используют для передачи энергии и информации в тех В. д., где технически осуществим однодиодный режим работы (сантиметровой и миллиметровой диапазоны). Причём в случае диэлектрич. стержней круглого сечения фазовые скорости обеих дипольных мод совпадают, что приводит к их взаимной трансформации практически на любых неоднородностях и тем самым к неустойчивости поляризации; именно поэтому при однодиодном режиме работы применяют В. д. других сечений, в к-рых фазовые скорости дипольных мод различны. При приближении ω к $\omega_{кр}$ фазовая скорость соответствующей моды сближается с фазовой скоростью света в окружающем пространстве и поле во внеш. области становится всё более протяжённым, а в предельном $\omega = \omega_{кр}$ вообще простирается до бесконечности (такая волна переносила бы вдоль z бесконечный поток энергии, поэтому реально её возбудить нельзя). С др. стороны, при $\omega > \omega_{кр}$ фазовая скорость волноводной моды стремится к $c(\epsilon_1 \mu_1)^{-1/2}$, а поле оказывается фактически полностью локализованным внутри В. д.

Распространение эл.-магн. волн в реальных В. д. сопровождается затуханием, к-рое в осн. обусловливается двумя причинами. Во-первых, затухание связано с омическими потерями в диэлектрике, учитываемыми обычно введением комплексной диэлектрик. проницаемости $\epsilon = \epsilon' - i \operatorname{tg} \delta$, где $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь,

Эти потери растут с частотой; напр., для полиэтилена ($\epsilon = 2,5$; $\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$) в В. д. круглого сечения радиуса 1 см затухание дилной волны равно 0,4 дБ/м на частоте 15 ГГц, 0,6 дБ/м на частоте 20 ГГц и 0,9 дБ/м на частоте 30 ГГц. Во-вторых, к затуханию приводит рассеяние волноводной моды на неоднородностях (мелких шероховатостях, плавных изгибах границ и т. п.). Этот процесс фактически сводится к трансформации «рабочей» волны в другие моды, в т. ч. и в не локализованные, т. е. в т. н. утекающие волны, фазовые скорости к-рых больше скорости света в окружающей В. д. среде, они способны терять энергию по типу черенковского излучения. Поэтому при разработке технологий изготовления В. д. особые требования предъявляют к получению однородных диэлектрич. нитей, стержней и т. п.; современные В. д. оптич. диапазона (световоды) способны передавать сигналы на расстояниях в неск. десятков км.

Лит.: Шенченко В. В., Павные переходы в открытых волноводах, М., 1969; Вольгастев В. Ф., Дивергентические волноводы, М., 1970; Нефедов Е. И., Филалковский А. Т., Полосовые линии передачи, 2 изд., М., 1980; Углер Х.-Г., Плаварные и волоконные оптические волноводы, пер. с англ., М., 1980; М. А. Мильер, А. И. Смирнов, ВОЛНОВОД МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ — цилиндрич. или изогнутая труба, внутри к-рой могут распространяться эл.-магн. волны. Чаще всего используют В. м. прямоугольные и круговых сечений (прямоугольные и круглые волноводы). Возможность существования волны внутри металлич. трубы была теоретически установлена Рэлеем (Дж. У. Стреттом) (Rayleigh, J. W. Strutt) ещё в кон. 19 в. Широкое развитие волноводной техники связано с освоением сантиметрового диапазона волн в кон. 30-х гг. 20 в. В настоящее время В. м. применяют также и для волн дециметрового и миллиметрового диапазонов. Механизм распространения волн в В. м. обусловлен их многократным отражением от стенок. Пусть плоская волна падает в вакууме на идеальную отражающую металлическую плоскость $z=0$ (рис. 1), причём электрическое поле E волны параллельно этой плоскости. Суперпозиция падающей и отражённой

Рис. 1. Падение плоской однородной волны на идеально отражающую поверхность $z=0$; заштрихованная область — изменение амплитуды поля E вдоль оси Ox ; в углах этого поля можно помещать идеально проводящий лист, не внося искажений.



волн образует плоскую неоднородную волну, бегущую вдоль оси Oz , и стоячую волну вдоль оси Ox : $\exp(i\omega t - ik_x x) \sin(k_x x)$. Здесь k_x и k_z — проекции волнового вектора K на оси Ox и Oz , ω — частота волны. Узлы стоячей волны (плоскости, на к-рых $E_y=0$) расположены на расстояниях $x = n\lambda/2$ ($n=0, 1, 2, 3, \dots$). В них можно помещать идеально проводящие тонкие металлич. листы, не искажая поле. Подобными листами можно ограничить систему с боков, перпендикулярно линиям E_y . Т. о. удастся настроить распределение эл.-магн. поля для волн, распространяющейся внутри трубы прямоугольного сечения (прямоугольный В. м.). Построение поля путём многократного отражения плоских волн от стенок, поясняющее механизм его распространения в В. м., явз. концепцией Бриллюэна.

Распространение волн в В. м. возможно только при наклонном падении волны на стенки В. м. ($\alpha = \arctg(k_x/k_z) \neq 0$). При нормальном падении ($\alpha=0$), $k_x=0$, поле перестает зависеть от x и волна оказывается как бы запертой между двумя плоскостями. В результате в В. м. образуются нормальные колебания, частоты к-рых ω_n определяются числом нулювлю n , укладывающихся

между металлич. плоскостями: $\omega_n = c n d^{-1} (c$ — скорость света в вакууме, d — расстояние между плоскостями). Эти частоты наз. критическими и частотами В. м. Ниж. критич. частота $\omega_{кр} = \pi c d^{-1}$ соответствует $n=1$. Внутри В. м. могут распространяться волны только с частотами $\omega > \omega_{кр}$, или $\lambda < \lambda_{кр} \sim 2d$. Диназволны в В. м. (периодичность поля вдоль оси Oz): $A = \lambda [1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2]^{-1/2}$. При $\lambda < \lambda_{кр}$ $A > \lambda$, при $\lambda \rightarrow \lambda_{кр}$ $A \rightarrow \infty$. Это означает, что при $\lambda = \lambda_{кр}$ поле в В. м. имеет не волновой, а колебат. характер. При $\lambda > \lambda_{кр}$ волна в В. м. затухает.

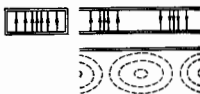
Поэтому для передачи сигналов длинноволнового диапазона В. м. оказываются слишком громоздкими; их применяют обычно для $\lambda < 10-20$ см. В технике СВЧ используют каналы разл. сечений (рис. 2). Обычно к В. м. относят только каналы с односвязными сечениями; каналы с двух- или многосвязными сечениями относят к линиям передачи, хотя они являются разновидностями В. м.

Волноводные моды (волноводные волны). В В. м. могут возбуждаться разл. типы волн, отличающиеся структурой эл.-магн. поля и частотой (моды). Волноводные моды находят их решения Максвелла уравнений при соответствующих граничных условиях (для идеальных проводников равенство нулю тангенциальной составляющей эл.трич. поля). Поперечная структура полей в В. м. определяется скалярной функцией $\Phi(x, y)$, удовлетворяющей у-рию идеальной мембраны с закрепленными ($\Phi|_{S=0}$) или свободными ($\partial\Phi/\partial n|_{S=0} = 0$, n — нормаль к границе S) краями в зависимости от типа поляризации эл.-магн. поля. Задача о собств. колебаниях мембраны имеет бесконечное, но счётное множество решений, соответствующих дискретному набору действительных собств. частот. Каждое из этих собств. колебаний соответствует либо нормальной волне, распространяющейся вдоль В. м., либо аксонициально убывающей или нарастающей колебат. модем.



Рис. 2. Формы поперечного сечения невязких металлических волноводов.

Рис. 3. Структура поля волны TE_{10} в прямоугольном волноводе; сплошные линии — силовые линии электрического поля, пунктирные — магнитного поля.



Для прямоугольного В. м. с длиной сторон a и b спектр собств. частот определяется выражением: $\omega_{nm} = c[(n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2]^{1/2}$, где n и m — числа стоячих нулювлю, укладывающихся вдоль a и b . Чем больше m и n , тем сложнее поле в В. м. Наименьшее $\omega_{кр}$ соответствует $n=1, m=0$, если $b < a$, или $n=0, m=1$, если $a < b$ (мембрана со свободными краями; именно для этой моды была проиллюстрирована выше концепция Бриллюэна). При этом поле E поляризовано в плоскостях $z = \text{const}$.



Рис. 4. Структура поля волны TE_{11} в прямоугольном волноводе.



Рис. 5. Структура поля волны TM_{11} в прямоугольном волноводе.

Эти волны наз. TE -волнами (от англ. transverse — поперечный) или H -волнами. Простейшие моды прямоугольного В. м. — волны TE_{10} (рис. 3) и TE_{11} (рис. 4). Задача о мембране с закрепленными краями порождает волны типа TM_{nm} (или E_{nm}). Здесь и $n \neq 0$, и $m \neq 0$, т. к. силовые линии магн. поля не могут упираться в

идеально проводящие стенки (они всегда замыкаются сами на себя). Простейшая волна этого типа — TM_{11} (рис. 5). С увеличением размера V . м. число мод растёт. При этом поперечное сечение V . м. разбивается на ячейки, каждая из k -рых как бы представляет собой элементарный V . м. с одной из простейших мод — типа TE_{10} , TE_{11} или TM_{11} .



Рис. 6. Структура поля волны TE_{10} в круглом волноводе.

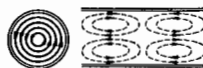


Рис. 7. Структура поля волны TE_{11} в круглом волноводе.

Аналогично можно построить распределение полей в V . м. любого поперечного сечения. На рис. 6—9 показаны структуры полей для мод внутри V . м. круглого сечения. Простейшей является мода TE_{11} (рис. 9), k -рая топологически соответствует волне TE_{10} в прямоугольном V . м.



Рис. 8. Структура поля волны TM_{11} в круглом волноводе.



Рис. 9. Структура поля волны TE_{11} в круглом волноводе.

Если ω меньше мин. критич. частоты данного волновода, то в нём не существует распространяющейся волны. Однако если сечение неоднородно, как, напр., в двухпроводной линии или в коаксиальном кабеле, то одна волна имеет нулевую критич. частоту, т. е., по крайней мере, распространяется при сколь угодно низкой частоте, в ней $E_z=0$, $H_z=0$, фазовая скорость в случае вакуумного заполнения не зависит от частоты и равна c , групповая скорость тоже равна c . Это кабельная, или TEM -мода; она используется практически во всех НЧ энергетич. линиях передач и линиях связи.

Иногда, особенно на миллиметровых волнах или при передаче большой мощности, применяются т. н. сверхразмерные V . м. сечение k -рых настолько велико, что в них может распространяться не только осев. волна, но и неск. других волн. При этом возможен нежелат. процесс преобразования — перехода энергии от одного типа волны к другому. Такие преобразования происходят на любой нерегулярности, напр. на изгибе V . м., на неточном (со смещением или изломом) стыке двух волноводных секций и т. д. Для предотвращения преобразований и для ослабления вызываемого ими нарушения структуры поля применяют, в частности, разл. корректирующие диэлектрич. пластинки, вводимые внутрь V . м. Используя ферритовые материалы, можно создать V . м. с незначимыми свойствами (обычно одномодовые), в k -рых волны одного и того же типа, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разл. свойства. Такие системы используют в качестве СВЧ-вентилей.

Нераспространяющиеся волны, для k -рых $\omega < \omega_{кр}$, образуются волнами любой нерегулярности, элементов связи, волноводных элементов, но поле их быстро убывает при удалении от этих элементов. В век-рых устройствах эти волны используют для создания градуируемых аттенуаторов поля в V . м.

Все волноводные моды (кроме кабельных) быстрые: их фазовая скорость $v > c$ (в общем случае больше скорости однородной плоской волны в среде, заполняющей V . м.) и всегда нелинейно зависит от частоты ω , причём $dv/d\omega < 0$, т. е. V . м. наиболее среди с норм. дисперсией (см. Дисперсия волн). Групповая скорость волны любого типа в V . м. обратно пропорциональна v : $v_{гр} = c^2/v$; она меньше скорости света c в вакууме. Т. к. v и $v_{гр}$ различны для разных мод, то для неискажённой пере-

дачи сигналов следует либо работать в диапазоне частот, допускающих распространение только одной, простейшей моды, либо, наоборот, пользоваться сверхразмерными многомодовыми V . м., когда при $v \rightarrow c$ из множества распространяющихся мод может быть сформирована почти оторванный от стенок волновой пучок (см. Квазиоптика, Оптический резонатор).

Возбуждение V . м. осуществляется с помощью антенн: металлических (электрич. диполь), петли (магн. диполь), отверстия или щели (щелевая антенна). Электрич. диполь должен быть ориентирован по линиям поля E нужной моды, петля должна пронизываться линиями H , а щель прорезаться в стенках поперёк линий тока, т. е. вдоль линий H . Эффективность возбуждения зависит также от характеристик антенны, обычно оптимальным является равенство её внутр. сопротивления сопротивлению излучения в данную моду.

Затухание волн в V . м. обусловлено потерями энергии в металлических стенках или диэлектрич. среде. Частотная зависимость коэф. затухания $\beta(\omega)$ из-за потерь в стенках показана на рис. 10; при очень больших



Рис. 10. Частотная зависимость коэффициента затухания β для моды TE_{11} круглого волновода из-за потерь в проводящих стенках.

ω потери растут с частотой для всех мод, кроме волны TE_{0n} в круглом V . м.

V . м. служат фидерными устройствами в радиокаб. и др. системах т. е. используются для передачи сигнала от передатчика в передающую антенну и от приёмной антенны к приёмнику. Фидерная система на СВЧ имеет вид волноводного тракта, состоящего из разл. волноводных узлов.

Осн. преимуществом V . м. по сравнению с обычными линиями передачи (двухпроводной линией и коаксиальным кабелем) являются относительно малые потери энергии. Причина состоит в том, что при одинаковых внеш. размерах V . м. и двухпроводной линии (или коаксиального кабеля) поверхность волновода, по k -рой протекают электрич. токи (при распространении волны), обычно больше, чем поверхность проводов двухпроводной линии (или жилы коаксиального кабеля). Т. к. глубина проникновения токов во всех случаях определяется скин-эффектом, то плотности токов, а следовательно, и джоулевые потери в V . м. меньше, чем в линии.

Лит.: Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 1, М., 1970; Фельдштейн А. Л., Явич И. Л., Р. Смирнов В. П., Справочник по элементам волноводной техники, 2 изд., М., 1967; Харверт А.-Ф., Техника сверхвысоких частот, т. 1—2, пер. с англ., М., 1965; Каценелетбаум В. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1965; Фелд и ет ал., М а р к у ш е в и ч Н., Излучение и рассеяние волн, т. 1—2, пер. с англ., М., 1978; В и н о г р а д о в а М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. М., Теория волн, М., 1979. М. А. Миллер.

ВОЛНОВОД ОПТИЧЕСКИЙ — см. Световод.

ВОЛНОВОД ПЛАЗМЕННЫЙ — искусственное или естественное плазменное образование с неоднородным профилем диэлектрич. проницаемости, один из размеров k -рого значительно больше других. В плазме при определ. условиях может образоваться канал, по k -рому происходит направленное распространение эл.-магн. энергии. V . п. — разновидность волновода диэлектрического. V . п. могут быть со свободной границей (плазменный цилиндр, удерживаемый магн. давлением, ионосферные слои) или жёсткой (плазменный цилиндр, заполняющий стеклянную трубку, плазма твёрдых тел). Плотность плазмы в V . п. может быть постоянной (однородный V . п.) или переменной, обычно убывающей от центра к краям (неоднородный V . п.). V . п. используют для транспортировки эл.-магн. энергии в плазме, изучения свойств и нагрева плазмы, измерения её

параметров, ускорения зарядов, частиц. В. п. — основа плазменных генераторов и усилителей (см. Плазменная электротроника).

Поскольку фазовая скорость эл.-магн. волн в В. п. зависит от их поперечных размеров и может стать заметно меньшей скорости света c в вакууме, волны эффективнее взаимодействуют с заряд. частицами и между собой, чем в неогранич. плазме. В В. п. могут распространяться объёмные волны, лишь незначительно отличающиеся от объёмных волн в неогранич. плазме, и поверхностные, являющиеся характерной особенностью В. п. Поверхностные волны могут существовать на границе плазмы с вакуумом, диэлектриком и проводником (металлом). Частота ω поверхностной волны на границе однородной неодуограниченной плазмы с диэлектриком (диэлектрич. проницаемость ϵ_0) в отсутствие пост. магн. поля лежит в интервале $0 < \omega < \sqrt{\Omega_L / \sqrt{1 + \epsilon_0}}$, где Ω_L — ленгмювская частота (см. Ленгмювские волны). Диэлектрич. проницаемость плазмы ϵ при этом отрицательна: $\epsilon = 1 - \Omega_L^2 / \omega^2 < -\epsilon_0$. Это — медленная эл.-магн. волна ($v_{\phi} < c$), имеющая компоненты электрич. поля вдоль направления распространения и по нормали к границе. Её фазовая скорость $v_{\phi} = c \left[(\epsilon_0 + \epsilon) / \epsilon_0 \right]^{1/2}$. Частота $\omega_{p, r} = \Omega_L / \sqrt{1 + \epsilon_0}$ наз. важной граничной частотой поверхностной волны. Важной характеристикой поверхностной волны является глубина проникновения h волн в плазму — расстояние по нормали к границе, на к-ром поле убывает в e раз. Если h порядка поперечных размеров В. п., то собств. частота ω зависит от них. Так, напр., в узком цилиндрич. В. п. ($2\pi R \ll \lambda$, R — радиус, λ — длина волны) частота $\omega \approx (\Omega_L / \sqrt{2}) \left[(2\pi R / \lambda) \sqrt{1 + \ln(2\pi R / \lambda)} \right]$. В более сложных случаях (неизотропич. плазма, наличие пост. магн. поля H_0) частота может зависеть от темп-ры плазмы и H_0 .

В неоднородных по сечению В. п. собств. частота объёмной волны, зависящей от плотности частиц, изменяется вдоль её градиента. Такая волна может не распространяться. Частота поверхностной волны inoltre определена и даже при сильном изменении градиента плотности изменяется слабо, поскольку является интегральной, а не локальной (как для волн объёмных) характеристикой. Так, напр., частота волны узкого цилиндрич. В. п. с произвольным по радиусу профилем плотности определяется приведённой выше ф-лой, но в Ω_L должна входить средняя по сечению волновода плотность.

Затухание волн в однородных В. п. определяется столкновениями частиц и Ландау затуханием. Столкновит. затухание практически одинаково и в В. п., и в неогранич. плазме. Затухание Ландау поверхностных волн может быть значительно больше, чем объёмных при тех же условиях, что связано с сильной неоднородностью поля поверхностных волн у границы. В В. п. с размытыми границами появляется дополнил. затухание поверхностных волн. Поскольку частота поверхностных волн меньше Ω_L в однородной плазме, то в переходной области всегда найдётся точка ω_0 , в к-рой $\Omega_L(\omega_0) = \omega$. В окрестности этой точки поверхностная волна возбуждает ленгмювскую, а сама затухает.

Лит.: Кондратенко А. И., Поверхностные и объёмные волны в ограниченной плазме, М., 1985.

А. Н. Кондратенко.

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОНН — распространение радиоволн в волноводе, образованном поверхностью Земли и (или) неоднородностью её атмосферы. Длинные и средние волны распространяются в сферич. волноводе, образуемом поверхностью Земли и ниж. границей ионосферы. Короткие волны распространяются в приземных и приподнятых над Землей волноводах. Возникновение приподнятых волноводо обусловлено сферичностью Земли и немонотонной зависимостью показателя преломления от высоты. В. р. р. в приподнятых волноводах, проходящих выше основных

ноголощающих слоёв ионосферы, характеризуется малыми потерями при распространении радиоволн в значит. расстояния. В случае наземного расположения излучателя возбуждение приподнятых волноводо может осуществляться, напр., из-за рефракции на горизонт. градиентах электронной концентрации и локализ. неоднородностях или рассеяния на турбулентных неоднородностях. В тропосфере атм. волновод возникает в результате образования инверсионного слоя, в к-ром показатель преломления аномально быстро убывает с высотой. В. р. р. — один из механизмов дальнего тропосферного распространения УВВ и более коротких волн. См. также Атмосферный волновод, Ионосферный волновод.

Лит.: Бреховских Г. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Альтерштейн Л., Распространение электромагнитных волн в ионосфере, 2 изд., М., 1972; Гуревич И. А. В., Пед и ина Е. Е., Сверхдальнее распространение коротких радиоволн, М., 1979. В. П. Урбан.

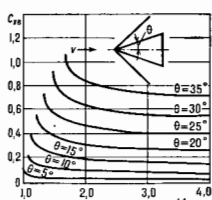
ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в акустике — в газообразной или жидкой среде отношение звукового давления p в текущей фазе волны к скорости частиц среды v . В отсутствие дисперсии звука В. с. не зависит от формы волны и выражается ф-лой $p/v = \rho c$, где ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В. с. представляет собой уд. impedance (см. Impedance акустический) среды для плоских волн. Коэф. отражения плоских волн при нормальном падении на плоскую границу раздела двух сред определяются только отношением В. с. этих сред; если В. с. сред равны, то волна проходит границу без отражения. Для плоского излучателя юршевого типа, размеры к-рого невелики по сравнению с длиной волны (см. Излучение звука), сопротивление излучения в расчёте на единицу площади излучающей поверхности равно В. с. Для излучателей любого порядка сопротивление излучения в данную среду пропорционально её В. с. Понятием В. с. можно пользоваться и для твёрдого тела (для продольных и поперечных плоских волн в неограниченном твёрдом теле и для продольных волн в стержне), определяя В. с. как отношение соответствующего механич. напряжения, взятого с обратным знаком, к колебат. скорости частиц среды. При этом, напр., для продольных волн В. с. определяется составляющей напряжения вдоль направления распространения волны, действующей на перпендикулярную этому направлению площадку.

Понятием В. с. можно пользоваться и в др. случаях волнового распространения: поперечных волн в струне и изгибных волн в стержне (отношение поперечной силы к скорости элемента струны или стержня) и волн в волноводе акустическом (отношение звукового давления к продольной составляющей колебат. скорости). Во всех случаях оно равно ρc , где c — скорость волны соответствующего типа. При наличии дисперсии (напр., в волноводе) понятие В. с. мнгозначно только для монохроматич. волн; при этом случае c — фазовая скорость данной волны.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в газовой динамике — одно из слагаемых аэродинамического сопротивления, возникающего в случае, когда скорость газа относительно тела принимает скорость распространения в газе слабых (звуковых) возмущений. В. с. является результатом атракт энергии на образование ударных волн. Диссипация энергии в ударной волне происходит вследствие проявления свойств вязкости и теплопроводности в тонком слое ударной волны, где имеются большие градиенты скорости и темп-ры. Сила В. с. X_d зависит от geom. характеристик течения и отношения скорости газа перед телом к скорости звука — Маха числа M . В качестве geom. характеристик течения можно рассматривать форму тела и угол между скоростью газа перед телом и осью симметрии последнего. Коэф. аэродинамич. В. с.

$$C_{Xb} = \frac{X}{S_p k M^{1/2}}$$

также зависит от M и геометрии течения. Здесь S — характерная площадь обтекаемого тела, $k = c_p/c_y$, P_n — статич. давление газа в нотоке перед телом. На рис. приведены расчётные зависимости $C_{zv} = f(\theta, M)$ для конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа



под нулевым углом атаки (направление скорости перед телом совпадает с осью симметрии конуса). Для определения коэф. В. с. широко пользуются как теоретич., так и эксперим. методами. Теоритч. методы доста-

точно просты, когда в области течения нет зон дозвуковых скоростей. Для многих задач особенно яростными получаются решения при $M > 5$, когда коэф. В. с. практически зависит только от геом. характеристик течения. Совр. вычислит. методы и ЭВМ дают возможность получить решение и при наличии областей дозвукового течения (напр., за отходящей головной ударной волной), а также для произвольных углов атаки и больших чисел M , при к-рых необходимо учитывать физ.-хим. превращения в ударной волне.

Лит.: Белоцерковский О. М., Расчет обтекания осесимметричных тел с отходящей ударной волной, М., 1961; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, изд. М., 1983—84; Крайко А. Н., Вариационные задачи газовой динамики, М., 1979; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981. М. Я. Юбелевич.

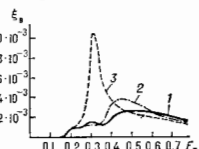
ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в тяжелой жидкости — одна из составляющих сил сопротивления жидкости движению тела. При движении тела по поверхности жидкости или около поверхности раздела жидкостей разной плотности на этих поверхностях образуются системы гравитач. волн (см. Волны на поверхности жидкости, Внутренние волны), изменяющие распределение давлений жидкости по поверхности тела по сравнению с распределением, к-рое было бы при движении тела в безграничной жидкости. Результирующая вызванных волнами сил давления, направленная противоположно движению тела, представляет собой силу В. с. Работа, затраченная при движении тела на преодоление В. с., превращается в энергию волн. Величина В. с. зависит от формы тела, глубины его погружения под поверхность, на к-рой возникают волны, от скорости его движения, глубины и ширины фарватера, где происходит движение.

Волнообразование при движении тела зависит от Фруда числа $Fr = v^2/gl$ (где l — длина тела, g — ускорение свободного падения). При равенстве чисел Fr геометрически подобных тел, напр. судна и его модели, достигаются геом. подобие волновых картин и равенство коэф. В. с. $\xi_B = R_B \sqrt{\rho g^3} S$, где R_B — сила В. с., ρ — массовая плотность жидкости, S — площадь смоченной поверхности тела.

В. с. начинает играть заметную роль в общем балансе сопротивления судна только с чисел $Fr = 0,1—0,15$ для полных судов и $0,15—0,20$ для острых. Коэф. В. с. судов обычных форм имеет абс. максимум в области $Fr = 0,5$; с уменьшением глубины максимум В. с. перемещается в сторону меньших чисел Fr . В. с. сильно возрастает, когда судно движется со скоростью, равной век-рой критич. скорости движения волн для данной глубины. Возрастание коэф. В. с. с ростом числа Fr до его абс. максимума на эксперим. кривых (рис.) носит неравномерный характер, образуя на кривой местами выпуклости, местами вогнутости. Малые изменения формы судна и его скорости могут приводить к

достаточно большим изменениям В. с. При одной и той же скорости движения с удлинением корпуса судна его В. с. может как увеличиваться, так и уменьшаться. Это связано с интерференцией посовой и кормовой систем поперечных и в меньшей степени продольных волн, со-

зависимости коэффициента волнового сопротивления ξ_B от Fr при instantaneous движении судна: 1 — на глубокой воде; 2 — в гребном, но узком канале; 3 — на мелкой воде.



даваемых движущимся судном. При благоприятной интерференции волн этих систем ослабляют друг друга, а следовательно, работа по созданию волн, а с ней и В. с. становится меньше.

В случае движения тел под поверхностью жидкости их В. с. уменьшается с увеличением погружения тела. Практически при погружении тела на глубину, равную половине его длины, В. с. пренебрежимо мало.

Методы теоритч. гидродинамики позволяют рассчитывать В. с. при предположении о малости амплитуд нерожденных волн в идеальной (линейной вязкости) жидкости. Волны такого типа возникают в случае движения тела произвольной формы достаточно глубоко под поверхность, а также движению по поверхности воды «тонких» судов, т. е. имеющих незначит. углы наклона судовой поверхности к диаметральной плоскости. Рассчеты по теоритч. ф-лам, как правило, хорошо согласуются с эксперим. данными.

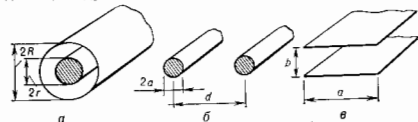
Лит.: Суетский Л. Н., Теория водных движений жидкости, 2 изд., М., 1977; Кокин Н. Е., Собр. соч., т. 1—2, М.—Л., 1949; Анухин И. А., Войткунский Я. И., Сопротивление волны движению судов, М.—Л., 1953; Давиденко Т. Е., Сопротивление воды движению судов, М., 1956. С. С. Войт.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ линии передачи — отношение напряжения V к току I в эл.-магн. волне, бегущей вдоль линии передачи, $Z_B = V/I$; в линейных системах В. с. определяется только их параметрами и поперечной структурой полей, в нелинейных системах В. с. является ещё и ф-цией V и (или) I .

Для двухпроводной элктрич. линии В. с. равно

$$Z_B = -R_B + iX_B = \left(\frac{\rho + i\omega L}{\sigma + i\omega C} \right)^{1/2},$$

где ω — угловая частота, L и ρ — погонные (на единицу длины) индуктивность и сопротивление проводников,



C — погонная ёмкость между ними, σ — погонная проводимость среды (см. Телеграфные уравнения). При отсутствии потерь В. с. — действит. величина, равная $R_B = \sqrt{L/C}$. На рис. приведены схематич. изображения век-рых видов линий передачи: a — коаксиальной, b — двухпроводной, θ — полосковой. Выражения для В. с. этих линий таковы:

- $Z_B = 2c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(R/r)$ ед. СГСЭ = $= 60 \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(R/r)$ Ом;
- при $a \ll d$ $Z_B = 4c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(d/a)$ ед. СГСЭ = $= 120 \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(d/a)$ Ом;
- $Z_B = 4\epsilon c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} (b/a)$ ед. СГСЭ = $= 120\epsilon \sqrt{\mu/\epsilon} (b/a)$ Ом,

адрес и ϵ — относительные магн. и электрич. проницаемости среды.

Поток энергии, переносимой бегущей волной в линии без потерь, выражается через V , с. так же, как мощность, выделяемая в сопротивлении цепи с сосредоточенными параметрами: $P = R_B |I|^2/2 = |V|^2/2R_B$. Т. о., V , с. играет роль волн. сопротивления линии передачи. Если линию передачу подосоединить к импедансу Z_H (про такую линию говорят, что она нагружена на импеданс Z_H), то коэф. отражения по мощности равен $|\Gamma|^2 = \left| \frac{Z_H - R_B}{Z_H + R_B} \right|^2$, где Γ — отношение амплитуд отражённой и падающей волн. Полное согласование ($\Gamma = 0$) достигается при $Z_H = R_B$, что в системах с сосредоточенными параметрами эквивалентно равенству внутр. сопротивления источника R_B импедансу нагрузки Z_H .

Понятие V , с. переносит и на произвольное распределение волновых полей любой природы, в т. ч. и на отношение их амплитуд в бегущих волнах сложной структуры. Напр., в электродинамике это отношение напряжённостей электрич. и магн. полей, в акустике — отношение давления к скорости частиц среды и т. д. При этом равноправно используют также термин *поверхностный (полевой) импеданс*.

М. А. Миллер.

ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ — линейное однородное уравнение в частных производных гиперболич. типа:

$$\square \psi \equiv \Delta \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \Delta \psi - c^{-2} \psi_{tt} = 0, \quad (1)$$

где t — время, c — пост. параметр, имеющий размерность скорости, \square — *Д'Аламбера оператор*, $\Delta = \nabla^2$ — *Лапласа оператор*. Иногда вместо \square в (1) используют оператор Лоренца $c^2 \Delta - \partial^2/\partial t^2$. Векторное V , у. предусматривает применение оператора \square к каждой из декартовых компонент вектора; при переходе к произвольным координатам используют тождество $\Delta = \nabla \operatorname{div} - \operatorname{rot} \operatorname{rot}$.

Первоначально V , у. получено в одномерном варианте применительно к описанию движения уругой струны практически одномерного Д. Бернулли (D. Bernoulli), Ж. Д'Аламбером (J. d'Alembert) и Л. Эйлером (L. Euler) в 40-е гг. 18 в. Бернулли выразил его решение через тригонометрич. ряды, Д'Аламбер и Эйлер записали общее решение в виде двух перемещающихся в пространстве со скоростью c возмущений (волн):

$$\psi = f_1(x+ct) + f_2(x-ct), \quad (2)$$

что и дало основание назвать уравнение (1) волновым. Эквивалентность тригонометрич. представления решения V , у. функциональной записи (2) доказана Ж. Фурье (J. Fourier) в 1824.

Впоследствии понятие волнового возмущения претерпело значит. изменения (см. *Волны*), поэтому (1) нельзя считать универсальным и единственным V , у.; оно охватывает отнюдь не все виды движений, квалифицируемых сейчас как волновые. Иногда, напр., термин «уравнение волны» применяется к упрощённому уравнению 1-го порядка

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

описывающему волну (*моду*), распространяющуюся только в одном направлении. Уравнение (3) можно интерпретировать как закон сохранения величины ψ , поэтому его иногда наз. «кинематическим», в отличие от «динамического» уравнения 2-го порядка или от системы двух уравнений 1-го порядка (см., напр., *Телеграфные уравнения*).

Уравнение (1) и (3) порождают достаточно разветвлённое семейство уравнений, также причисляемых по совр. терминологии к категории волновых. Простейшим обобщением, сохраняющим внеш. облик уравнения (1), является введение в него зависимости скорости c от координат, $c=c(\mathbf{r})$ (неоднородные среды), от времени (параметрические среды), от самой ф-ции ψ (квазили-

нейные среды) или от частоты ω её изменения во времени, $c=c^2 \psi / \partial t^2 \rightarrow \psi \omega / c^2(\omega)$ (*диспергирующие среды*).

V , у. является одной из наиб. употребит. матем. моделей в физике. Оно описывает почти все разновидности малых колебаний в распределённых механич. системах (продольные звуковые колебания в газе, жидкости, твёрдом теле; поперечные колебания в струнах и т. п.). Ему удовлетворяют компоненты эл.-магн. векторов T потенциалов, и, следовательно, мн. зли.-магн. явления (от квазистатики до оптики) в той или иной мере объясняются свойствами его решений.

Инвариантные преобразования. Уравнение (1) инвариантно (т. е. сохраняет свою структуру) относительно линейных преобразований координат и времени, объединённых в 10-параметрическую *Пуанкаре группу* (3 вращения вокруг пространственных осей, 3 равномерных движения вдоль них, объединённые в *Лоренца преобразования*, а также 4 сдвига начала координат и времени). В 1910 Г. Бейтмен (H. Bateman) показал, что V , у. инвариантно относительно 15-параметрич. конформной группы, содержащей в качестве подгруппы группу Пуанкаре. Из др. инвариантных преобразований следует выделить:

$$\begin{aligned} x' &= f_1(\xi) + f_2(\eta), \\ ct' &= f_1(\xi) - f_2(\eta), \end{aligned} \quad (4)$$

где f_1 и f_2 — произвольные ф-ции своих аргументов: $\xi = x+ct$, $\eta = x-ct$. Первые $\xi = \text{const}$, $\eta = \text{const}$ наз. характеристиками; в этих координатах однородное V , у.

(4) факторизуется $(\partial^2/\partial x^2 - c^{-2} \partial^2/\partial t^2) \psi = \partial^2 \psi / \partial \xi \partial \eta = 0$. Следовательно, преобразование (4) означает, что любая ф-ция характеристики сама является характеристикой.

Разделение переменных. Уравнение (1) всегда допускает разделение переменных, т. е. факторизацию решения по координатам и времени $\psi(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r}) v(t)$, при этом

$$\Delta u + \omega^2 v - c^2 u = 0, \quad (5)$$

$$v_{tt} + \omega^2 v = 0, \quad (6)$$

т. е. для ф-ции $v(t)$ получается уравнение осциллятора (6), а для $u(\mathbf{r})$ — трёхмерное *Гельмгольца уравнение*, в двумерном случае его называют также уравнением мембраны, а в одномерном — уравнением осциллятора (но уже пространственного, а не временного).

В декартовых координатах V , у. (1) можно свести к набору четырёх уравнений осцилляторов: трёх пространственных $\nabla_{x,x}^2 \psi + k_x^2 \psi = 0$ и одного временного (6). Постоянные разделения k_x, k_y, k_z можно интерпретировать как компоненты нек-рого вектора k , наз. *волновым вектором*, поскольку плоская волна вида

$$\psi = \exp(i\omega t \pm i\mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (7)$$

является совств. решением (1) при условии: $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 c^{-2}$. Комплексная запись (7) включает в себя сразу два решения, соответствующие действительной и мнимой частям. Помимо декартовой системы координат, переменные в уравнении Гельмгольца (5) разделяются в цилиндрических (полярной, эллиптич. и параболич.), сферической и сферосоидальных (выгнутую и сплюснутую) системах.

Неоднородное волновое уравнение содержит в правой части ф-цию источника

$$\square \psi = f(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

и наз. Д'Аламбера уравнение. Его решение состоит из совств. мод — решений однородного уравнения (1) и из вынужденного решения, связанного с источником. В силу линейности (8) справедлива *суперпозиция принципа*, поэтому ф-цию f можно разложить по любой полной системе ф-ций (обычно выраженных через координаты, допускающие разделение переменных) или представить в виде интеграла (суммы) по элементарным источникам. Часто в качестве элементарного источника берётся *дельта-функция* Дирака, а соответствующее решение наз. *Грина функцией*. Всплеск от элементарно-

го возмущения, имевшего место в начале координат в момент $t=0$, возбуждает волны, уходящие (бегущие, распространяющиеся) от источника. В одномерном случае её величина постоянна, в двумерном и трёхмерном — она монотонно убывает с удалением от центра. Для двумерного пространства характерно возникновение бесконечно длительно последствия, благодаря к-рому отклик не повторяет ф-ции источника.

Обычно для В. у. рассматривают *Коши задачу*, описывающую распространение волн в n -мерном пространстве. Классич. решением задачи Коши наз. непрерывно дифференцируемую ф-цию $\psi(r, t)$, удовлетворяющую В. у. в полупространстве $t > 0$ и нач. условиям $\psi|_{t=0} = \varphi_1(r)$, $\partial\psi/\partial t|_{t=0} = \varphi_2(r)$, где $\varphi_1(r)$ и $\varphi_2(r)$ — заданные ф-ции. Классич. решение дается *Киргофа формулой* ($n=3$), *Пуассона формулой* ($n=2$) или *Даламбера формулой* ($n=1$). Рассматривают также смешанную задачу, описывающую колебания ограниченного объема V .

Имеется много приближенных методов решения В. у. В т. в. КВ-асимптотике ($k \rightarrow \infty$) рассматривают *параболическое уравнение приближения*, к-рое позволяет анализировать свойства волновых пучков и волновых пакетов, т. е. волновых образований, локализованных в пространстве и во времени, и *геометрической оптики метод*.

В системах с *дисперсией волн* возникает искажение профиля волны, обусловленное зависимостью скорости распространения её разл. частей от их крутизны, и решение в виде (2) становится невозможным. Если такую волну представить в виде суперпозиции синусоидальных мод (7), то дисперсия проявляется как зависимость фазовых скоростей с этих мод от частоты. Тогда соотношение $\omega^2 = k^2 c^2$ следует рассматривать как *дисперсионное уравнение*, замещающее исходное В. у. (1) и в нек-ром смысле обладающее даже большей общностью, поскольку учитывает зависимость $c=c(\omega)$ можно провести только в рамках ур-ния Гельмгольца, т. е. после введения синусоидальной зависимости от времени. По виду дисперсионного ур-ния (в частности, если оно представляется полиномами конечных степеней по ω и k) можно восстановить вид исходного дифференц. ур-ния, описывающего данный класс волн ($k \rightarrow -\partial/\partial r$, $\omega \rightarrow -\partial/\partial t$); эти ур-ния могут существенно отличаться от стандартного ур-ния (1). Наиб. важной и наглядной иллюстрацией являются *волны на поверхности жидкости*. Напр., длинным (по сравнению с глубиной бассейна) волнам при небольших амплитудах соответствует дисперсионное ур-ние вида $\omega = ck - \beta k^3$, по к-рому легко восстанавливается исходное дифференц. ур-ние $\psi_t = -c\psi_x - \beta\psi_{xxx}$. Это т. н. *линеаризованное Korteweg-de Фриса уравнение*, один из возможных вариантов обобщения ур-ния (3) на системы с дисперсией.

Нелинейные В. у. При перечислении нелинейных обобщений В. у. необходимо проявлять нек-рую сдержанность, с тем чтобы при этом не утрачивалась связь с исходным В. у. В этом смысле единственным терминологически точным обобщением является внесение зависимости скорости с от волновой ф-ции в ур-ния (1), (3) или (8). Однако часто к нелинейным В. у. относят любые ур-ния, выражающиеся в линеаризованном В. у. при устранинии нелинейности или линеаризации. Наиб. известны нелинейное ур-ние Клейна—Гордона $\square\psi = -\mu\psi + F(\psi)$, обобщающее линеарное *Клейна—Гордона уравнение*, и нелинейное ур-ние Гельмгольца $\Delta\psi + k^2\psi = F(|\psi|^2)$, учитывающее зависимость волнового числа от квадрата волновой ф-ции.

Нелинейные В. у. позволяют описать взаимодействие волн (в т. ч. и квазиэлектромагнитических), возникновение и эволюцию ударных волн и солитонов, самофокусировку и самонанализацию и т. д.

Лит.: Морс Ф., Фешбах Г. *Методы теоретической физики*, пер. с англ., т. 1—2, М., 1959—60; В. д. и м. в. в. В. С., *Уравнения математической физики*, 4 изд., М., 1981; Уизем Д. К., *Линейные и нелинейные волны*, пер. с англ., М., 1977.

М. А. Миллер, Е. И. Якубович.

ВОЛНОВОЕ ЧИСЛО — модуль *волнового вектора*; определяет пространственный период волны (длину волны λ) в направлении её распространения: $k=2\pi/\lambda=\omega/v_{\text{ф}}$ (где ω — круговая частота, $v_{\text{ф}}$ — фазовая скорость волны). В оптике и спектроскопии В. ч. часто наз. величиной, обратной длине волны, $k=1/\lambda$. **ВОЛНОВОЙ ВЕКТОР** — вектор K , определяющий направление распространения и пространственный период плоской монохроматич. волн

$$u(r, t) = A_0 \cos(kr - \omega t + \varphi_0),$$

где A_0 , φ_0 — постоянные амплитуда и фаза волны, ω — круговая частота, r — радиус-вектор.

Модуль В. в. наз. волновым числом $k = 2\pi/\lambda$, где λ — пространственный период или длина волны. В направлении В. в. происходит наибольшее изменение фазы волны $\varphi = kr - \omega t + \varphi_0$, т. е. $k = \nabla\varphi$, поэтому оно и принимается за направление распространения. Скорость перемещения фазы в этом направлении, или фазовая скорость $v_{\text{ф}}$, определяется через волновое число $v_{\text{ф}} = \omega/k$. При классич. описании волновых процессов с В. в. связана плотность импульса uK/ω , где u — плотность энергии. В квантовом пределе соответственно импульс $p = \hbar k$. Направление переноса энергии волной, вообще говоря, может и не совпадать с направлением В. в., как это имеет место, напр., в анизотропных средах или даже в изотропных средах с аномальной дисперсией, где возможен перенос энергии в направлении, противоположном В. в.

Понятие о В. в. может быть обобщено на случай квазигармонич. волн вида $u(r, t) = A(r, t) \cos(\varphi(r, t))$, если ввести локальный В. в. $k(r, t) = \nabla\varphi$ и мгновенную частоту $\omega(r, t) = \partial\varphi/\partial t$. Однако, однозначная интерпретация этих величин допустима только при выполнении неравенств:

$$\frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial t} \ll 1; \quad \frac{1}{k\lambda} |\nabla \lambda| \ll 1;$$

$$\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial t} \ll 1; \quad \frac{1}{\omega k} |\nabla \omega| \ll 1; \quad \frac{1}{k_j k_j} \frac{\partial k_j}{\partial x_j} \ll 1,$$

где k_i — декартовы составляющие В. в. ($i, j=1, 2, 3$). Эти условия устанавливают применимость лучевого описания волновых процессов (приближения *геометрической оптики* и *геометрической акустики*, квазиклассич. приближения).

Для эл.-магн. гармонической волны (в вакууме) В. в. k и величина $k_0 = \omega/c$ (c — скорость света) объединяются в единый волновой четырёхвектор, компоненты к-рого подчиняются при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой (движущейся с относит. скоростью β) *Лоренца преобразованию*:

$$k'_0 = \omega' = \frac{\omega - kv}{\sqrt{1 - \beta^2 c^2}},$$

$$k' = \frac{k - \omega v/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2 c^2}}.$$

Первое из этих соотношений определяет *Доплера эффект*, второе — эффект абберации углов прихода волн (или формируемых ими лучей).

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ВОЛНОВОЙ КОЛЛАПС — явление самопроизвольной концентрации (обычно с последующей диссипацией) волновой энергии в малой области пространства. Может иметь место при распространении разл. типов волн в средах с достаточно высоким уровнем нелинейности. Часто происходит взрывным образом (за конечное время). Примером В. к. является образование в результате эффекта *самофокусировки света* точечных фокусов, сопровождающих распространение интенсивных лазерных импульсов в прозрачном диэлектрике, открытое в 1965. В 1972 теоретически предсказан коллапс ленгмювских волн в плазме, обнаруженный затем экспериментально. Последствия были теоретически изучены коллапсы волн разл. типов в плазме (эл.-магн., геликоновых), а также коллапс звуковых волн и др.

Как В. к. можно интерпретировать явление *автоколебаний* эмиттонов в твёрдых телах.

С матем. точки зрения В. к. представляет собой возмущение особенности в функции описывающего среду нелинейного дифференц. ур-ния в результате эволюции нач. условия достаточно большой амплитуды. В плазме без магн. поля В. к. возникает в результате взаимодействия депперовских ионно-звуковых волн, если выполнено неравенство

$$E^2/8\pi T > (kr_D)^2. \quad (1)$$

Здесь T — темп-ра в энергетич. единицах, n — плотность частиц, E — характерная амплитуда элетрич. поля, k — волновой вектор, r_D — дебавеский радиус. ДВ-колебания плазмы ($kr_D \ll 1$) удовлетворительно описываются системой ур-ний для комплексной ф-ции Ψ (амплитуды высокочастотного потенциала) и вещественной ф-ции u (вариации плотности плазмы). В безразмерных переменных ур-ния имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta(\Psi_1 + \Psi_2) &= \text{div}(u \nabla \Psi), \\ u_{tt} - \Delta u &= \Delta |\nabla \Psi|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Ур-ния (2) допускают интеграл числа ленгмювских квантов $I_1 = \int |\nabla \Psi|^2 dr$ и интеграл свободной энергии

$$I_2 = \int \{ \Delta \Psi^2 + u |\nabla \Psi|^2 + u^2/2 + |\nabla \Psi|^2/2 \} dr, \text{ где } u_1 = \Delta \Psi.$$

Ур-ния (2) имеют стационарное солитонное решение $u_1 = 0, u_2 = -|\nabla \Psi|^2$. Для солитона в трёхмерном случае при малых нач. возмущениях должно быть $I_2 > 0$. Но интеграл I_2 может принимать при заданном I_1 сколь угодно большие отрицат. значения. Отсюда следует, что трёхмерный солитон неустойчив, а эволюция нач. условия с $I_2 < 0$ [что приблизительно соответствует условию (1)] должна окончиться особенностью. При достаточно инициальных нач. условиях $E^2/8\pi T > m_e/m_i$, где m_e — масса электрона, m_i — масса иона, приближение к особенности имеет автомоделный характер (см. *Автоподобность*):

$$E = \nabla \Psi = (t_0 - t)^{-1} \nabla \psi_0(r(t_0 - t)^{1/2}).$$

В процессе образования особенности формируются аксиально-симметричная блинообразная каверна — область пониженной плотности плазмы, в к-рой эащерт осциллирующее элетрич. поле, имеющее максимум в центре. Интеграл I_1 в процессе эволюции каверны сохраняется. Когда размер каверны уменьшается до неск. r_D , энергия депперовских волн перейдет наиб. быстрым частям плазмы.

В. к. играют большую роль в теории *турбулентности плазмы*, являясь в ряде случаев осн. механизмом передачи энергии от волн к частицам плазмы. В. к. могут иметь место и в интегрируемых системах (см. *Обратной задачи рассеяния метод*).

Лит.: Захаров В. Е., Коллас и самофокусировка депперовских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984.

ВОЛНОВОЙ ПАКЕТ — волновое образование из колебаний произвольной природы, представляющее собой суперпозицию (наложение) плоских монохроматич. волн с близкими значениями частот (ω) в волновых векторов (k). В случае одного пространственного измерения (x) и скалярного комплексного волнового поля V , п. ф-ция $\psi(x, t)$ можно представить в виде интеграла Фурье:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(k) e^{ikx - i\omega(k)t} dk, \quad (1)$$

где $g(k)$ заметно отлично от нуля лишь для значений k , лежащих внутри интервала Δk вблизи некого $k = k_0$. В отличие от плоской монохроматич. волны, существующей во всём пространстве, В. п. занимает конечную часть пространства, т. к. из (1) следует:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |g(k)|^2 dk < \infty. \quad (2)$$

Разрос Δx по координатам ф-ции $\psi(x, t)$ (ширина пакета) скорректирован с разросом Δk ф-ции $g(k)$ по волновым числам k :

$$\Delta x \Delta k \geq \frac{1}{2}. \quad (3)$$

Под разросом (шириной) величины ξ понимаются среднеквадратичное отклонение $\Delta \xi = \sqrt{(\xi - \bar{\xi})^2}$. Эволюция В. п. (1) predetermined, если известны $g(k)$ и закон дисперсии волны — связь ω и k :

$$\omega = \omega(k). \quad (4)$$

Если эта связь линейна, $\omega = ck$, где $c = \text{const}$ (как в случае световых волн в пустоте), то

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(k) e^{ik(x-ct)} dk = \\ &= f(x-ct) = \psi(x-ct, 0), \end{aligned} \quad (5)$$

т. е. В. п. распространяется со скоростью c без изменения своей формы.

В общем случае произвольной связи ω и k зависимость ψ от x и t имеет более сложный вид, и характер распространения В. п. может быть описан следующим усредненным (интегральным) соотношением:

$$\bar{x}_i = \bar{x}_0 + \left(\frac{d\bar{x}_0}{dk} \right)_{k=k_0} t, \quad (6)$$

описывающим равномерное движение центра тяжести В. п. с групповой скоростью $v_{гп} = (d\omega/dk)_{k=k_0}$, и равенством

$$(\Delta x)^2 = (\Delta x_0)^2 + (\Delta v)^2 t^2, \quad (7)$$

характеризующим расширение со временем (расплывание) В. п., где Δx — среднеквадратичный разрос величины $d\omega/dk$.

В квантовой механике для волн де Бройля частицы $v_{гп} = p/m$ (где p , m — импульс и масса частицы), т. е. совпадает со ср. значением классич. скорости частицы, а $\Delta v^2 = \Delta p^2/m^2$, где Δp — среднеквадратичный разрос по импульсам в В. п. Соотношения (6), (7) и (4) сыграли важную роль в создании осн. квантовой теории распространения В. п., составленного из волн де Бройля, перемещается со скоростью классич. частицы, являясь иллюстрацией предельного перехода квантовомеханич. законов движения к законам движения классич. частицы по классич. траектории. Аналогично факт распыливания В. п. со временем способствовал принятию статистич. интерпретации квантовой механики (поскольку из него следовало, что квадрат модуля волновой функции нельзя рассматривать как плотность частицы). Учтывая, что в квантовой теории $p = \hbar k$, из (3) непосредственно получается *неопределённостное соотношение* для координаты и импульса: $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$.

Для движения частицы во внеш. поле в случае, когда спектр её энергии дискретен, также может быть рассмотрен В. п., представляющий собой суперпозицию состояний с разл. значениями энергии. Центр масс такого В. п. тоже движется по классич. траектории, при этом для нек-рых потенциалов волн (типа потенциала поля осциллятора) существуют нерасплывающиеся В. п. (см. *Когерентное состояние*).

При использовании соотношений (6), (7) для распространения света в среде следует иметь в виду, что они получены в предположении вещественности $\omega(k)$, т. е. в пренебрежении эффектами диссипации. Эти соотношения могут оказаться неправильными при их формальном использовании в случае В. п. с частотами, лежащими вблизи области т. н. аномальной дисперсии (двух) среды, где диссипац. эффектами пренебрегать нельзя. В этой области частот понятие групповой скорости теряет смысл, поскольку при движении В. п.

будет проходить его сильнее экспоненциальные затухание, как это следует из выражения (1).

Лит.: Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Страттон Дж. А., Теория электромагнетизма [пер. с англ.], М., —, 1948. С. П. Алышев.

ВОЛНОВОЙ ПУЧОК — пучок бегущих волн, создающих волновое поле, ограниченное в поперечном сечении. Обычно это набор плоских волн, волновые векторы к-рых составляют небольшие углы с направлением течения, луча — прямолинейного в однородных средах и криволинейного в плазме неоднородных. Поля В. п. допускают приближённое описание с помощью у-рний квазиоптики.

ВОЛНОВОЙ ФРОНТ — поверхность, на всех точках к-рой волна имеет в данный момент времени одинаковую фазу. Распространение волны происходит в направлениях нормали к В. ф. и может рассматриваться как движение В. ф. В трёхмерном случае волновое поле, создаваемое точечным источником (монополем, диполем и т. д.), в изотропной среде имеет сферу. В ф. в двумерных системах (напр., волны на поверхности водоеёма) — цилиндрические или круговые, в одномерных системах (линии передачи, волноводы) — плоские. В ф. **ВОЛНОВЫЕ УСКОРЕНИЯ** — устройства для ускорения ионов волнами пространственного заряда с регулируемой фазовой скоростью, возникающим в акстирированном пучке при его прохождении через определённые волноводные структуры. Пример такого ускорения — авторезонансное ускорение ионов. См. Коллективные методы ускорения.

ВОЛНЫ

Содержание

Волновые уравнения	318
Интерференция волн. Стоячие волны	318
Направленные волны	319
Отражение и преломление волн	319
Модулированные волны. Групповая скорость	320
Сферические и цилиндрические волны	320
Волновые нули и лучи	321
Дифракция волн	322
Возбуждение волн	322
Средства Дифф. среды с переменными параметрами	323
Нелинейные волны	323
Простые волны	324
Ударные волны	324
Солитоны	324
Модулированные нелинейные волны	325
Нелинейные волновые пучки	325
Взаимодействие волн	326
Волны в активных средах	327
Автоволны	327
Случайные волны	328

В. — изменение нек-рой совокупности физ. величин (полей), способные перемещаться (распространяться), удаляясь от места их возникновения, или колеблется внутри границ, областей пространства. В совр. понимании понятие В. настолько широко и многозначно, что фактически невозможно указать ни одного признака, общего для всех видов движений или процессов, к-рые ваиа интуция или традиция относят к волновым.

Вероятно, первоначально понятие В. ассоциировалось с колебаниями водной поверхности (см. Волны на поверхности жидкости). Характерный признак таких В. — перемещение изменений уровня поверхности на заметные расстояния за счёт только колеб. или вращения движущей частицы воды, участвующих в возобновлении. Аналогичными свойствами обладают механич. движения и в других пространственно распределённых системах (системах с распределёнными параметрами); напр., продольные упругие волны в газах, жидкостях, твёрдых телах, плазме способны перемещаться в пространстве и тем самым несут энергию, кол-во движения (импульс) и др. величины за счёт последоват. передачи их от одной частицы к другой, без обязат. переноса самих частиц вместе с В. Такие В. наз. также акустическими или звуковыми. Кроме В. могут распространяться и в условиях общего (дрейфового) течения среды (ветры, течения и т. и.) и даже сами вызывать такой тнос, но роль этих дрейфов во мн. случаях невелика — в том смысле, что они, видоизменяя характер В., не

предопределяют саму возможность их существования. Для механич. волновых движений необходима среда обитания, ибо они суть возмущения параметров этой среды. Однако в общем случае В. не обязательно связаны с наличием вещества. Напр., эл.-магн. В. в вакууме представляют собой взаимосвязанные изменения электрич. и магн. полей, а *гравитационные волны* являются изменениями геом. свойств пространства — времени. Во мн. случаях волновые процессы имеют колебат. характер (см. Колебания), однако возможны и устойчивые волны в виде локализованных в пространстве импульсных возмущений (взрывные В., *первый импульс* и т. н.).

Важное свойство волновых движений — наличие локальной (близкодействующей) связи между возмущениями в соседних точках пространства. Так, надёбом поверхности воды приводит к нарушению равновесия в прилегающих областях, и благодаря силе тягести, стремящейся восстановить равновесие, движение захватывает всё новые частицы воды, тем самым порождая В. В натянутой струне роль восстанавливающей силы играет сила упругости. В звуковых В. сжатие отд. участка упругой среды новшеств давление в нём, что приводит к движению соседние частицы. В эл.-магн. В. благодаря эл.-магн. индукции изменение напряжённости электрич. поля в одной точке порождает магн. поле в соседних точках, и наоборот. При этом всякий раз, когда передача возмущений происходит по законам причинно-следственной связи, т. е. когда источник (причина) возмущения в данной точке обуславливает отклик (следствие) в соседних, скорость передачи этих возмущений не может превышать абсолютного (не зависящего от природы В.) предела, равного скорости света в вакууме $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с.

В реальном веществе распространение В. всегда сопровождается потерями (диссипацией) энергии за счёт её перехода к тепло; если, однако, потери не слишком велики, процесс сохраняет волновой характер. С др. стороны, в активных, т. е. содержащих источники энергии, средах передача возмущений может сопровождаться их «водиткой» от этих источников, причём такан подпитка может почти полностью определять характер процесса. Такие процессы (к-рые, в частности, имеют чрезвычайно важное значение в биологии) тоже относят к волновым (см. ниже раздел Автоволны).

Вместе с тем в кинематич. смысле понятие В. имеет ещё более широкое употребление. К В. можно отнести любые последовательные пространственно-временные изменения поля, даже если они причинно не связаны. Так, в периодической (напр., синусоидальной) бегущей В. фиксированные максимумы и минимумы могут перемещаться с любой скоростью, в т. ч. сверхсветовой (однако любое местное изменение в таком бесконечном процессе уже не может передаваться быстрее, чем со скоростью c). Вообще говоря, изменения состояния системы, исполняемые по определённой (составленной «заранее») программе в разл. точках пространства (напр., зажигание лампочек вдоль цепочки или движение электронного луча по экрану телевизора), могут иметь вид В., распространяющихся с какой угодно скоростью. Однако, напр., передача сигналов вдоль цепочки зажигаемых лампочек (или изображений из телецентра на экран телевизора) — процесс, причинно обусловленный, и его скорость уже не может быть сверхсветовой.

Др. кинематич. особенность В. связана с ролью системы отсчёта, в к-рой они наблюдаются. Напр., реиэф холмистой местности или любая периодич. пространственная структура (решётка) для движущегося наблюдателя приобретает характер бегущей В., и наоборот — любые В., распространяющиеся без изменения формы со скоростями, меньшими предельной (световой), превращаются в неподвижные пространственные распределения, если их наблюдать в сопутствующей системе отсчёта.

Итак, понятие В. охватывает чрезвычайно разнообразные движения в системах любой природы. В известном смысле это понятие первичное. Даже общепринятое разделение объектов на «в.» и «частицы» не имеет абс. характера. Так, в квантовой физике микрообъекты «объединяют» в себе свойства частиц и В., что означает возможность двойного описания их поведения (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Такого рода «дуализм» встречается и в макроscopic. масштабах: уединённые волновые возмущения (см. *Уединённая волна*), локализованные в огранич. области пространства, проявляют свойства дискретных объектов (частиц или квазичастиц); в частности, они способны сохранять неизменной свою структуру при столкновениях (взаимодействиях) друг с другом.

Волновые уравнения. Из всего сложного и разветвлённого семейства волновых движений можно выделить более или менее элементарные, но универсальные типы В., что позволяет рассматривать их поведение с общих позиций, независимо от их физ. природы. Эта общность проявляется прежде всего в том, что волновые движения разл. физ. объектов (полей) описываются одотипными ур-ниями или соотношениями. Для систем с непрерывно распределёнными параметрами это обычно дифференц. ур-ния в частных производных, связывающие изменения Ф-ций, характеризующих волновое поле, по времени и координатам. Эти Ф-ции могут быть как

описывается ур-ниями 2-го порядка и выше, допускающими одновременно существование В. вида (1) с двумя или более разл. скоростями. Одно из самых типичных — это волновое ур-ние для Ф-ции ψ :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

или два эквивалентных ему ур-ния 1-го порядка, связывающие две Ф-ции ψ и ψ' :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= \frac{1}{a} \frac{\partial \psi'}{\partial t}, \\ \frac{\partial \psi'}{\partial x} &= \frac{1}{b} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \end{aligned} \quad (4)$$

где a и b — постоянные, $ab = v^2 > 0$. Соотношения (4) первоначально были записаны для эл.-магн. линий передачи и наз. *телеграфными уравнениями*, однако область их применимости гораздо шире. Они описывают такую «черкачку» ψ и ψ' друг в друга, при к-рой изменения во времени одной величины (напр., Ф) вызывают изменение в пространстве др. величины (ψ'), и наоборот. Этот механизм обуславливает процесс возм. образования в разл. физ. ситуациях. В случае звуковых В. в газах и жидкостях Ф — давление и ψ' соответствуют возмущениям давления и скорости, в случае эл.-магн. В. — напряжённости электрич. и магн. полей и т. д. Поскольку оба направления $\pm x$ равноправны, то ур-ния (3) и (4) допускают существование двух произвольного вида В. типа (1), бегущих навстречу друг другу со скоростями v и $-v$; их наз. нормальными волнами или модами. Общее решение ур-ний (3) и (4) представляет собой их сумму (суперпозицию).

Волновые ур-ние (3) может быть обобщено на случай трёхмерных возмущений, когда поле ψ зависит от всех трёх пространственных координат x, y, z . Для этого в ур-нии (3) оператор $\partial^2/\partial x^2$ следует заменить на оператор Ланжаса:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

При наличии внеш. источника в правую часть вводится определяющая его Ф-ция $f(r, t)$:

$$\Delta \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = f(r, t) \quad (5)$$

(где r — радиус-вектор точки пространства). Это неоднородное волновое ур-ние описывает весьма обширный класс волновых движений в линейных, однородных, изотропных системах без дисперсии.

Под дисперсией обычно понимают зависимость скорости распространения В. от её характерного периода во времени и пространстве (для синусоидальной В. — от её частоты ω или длины λ) и связанные с этим искажения профиля В. Дисперсия обусловлена негомогенностью (временная дисперсия) и неоднородностью (пространственная дисперсия) связей разл. величин в волновых системах, что часто (во не всегда) приводит к повышению порядка ур-ний, их описывающих, но сравнения с (2) или (3) (см. *Дисперсия волн, Дисперсирование среды*). Строго говоря, к недиспергирующим можно отнести лишь эл.-магн. В. в вакууме (в их классич. описании) и гравитационные В.

Бегущая гармонич. волна ψ — частный случай стационарных бегущих В., представляет собой распространяющийся синусоидальный колебания. Во мн. отношениях — это простейшее волновое движение; его выделение связано с особыми свойствами гармонич. осцилляторов и ротаторов, обусловленными наличием опред. видов симметрии однородного, изотропного пространства. Если в линейной среде без дисперсии остаётся стационарной плоская В. любой формы, то в линейной диспергирующей среде таковой является плоская гармонич. (монохроматич.) В. вида

$$\psi(x, t) = A \sin \Phi = A \sin(\omega t - kx - \varphi_0) \quad (6a)$$

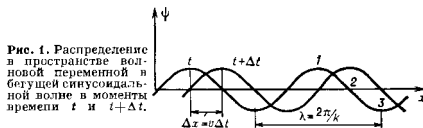


Рис. 1. Распределение в пространстве волновой переменной в бегущей синусоидальной волне в моменты времени t и $t + \Delta t$.

скалярными (напр., давление в газе, скалярный потенциал электрич. поля), так и векторными (скорость частиц, векторные потенциалы, напряжённости эл.-магн. поля и т. п.). Простейший пример — плоские одномерные В., поля к-рых зависят только от времени t и от одной из пространственных координат x . Среди них особо выделяются стационарные бегущие В., профиль к-рых не меняется без искажений с пост. скоростью (рис. 1) и к-рые могут быть описаны одной волновой переменной:

$$\psi(x, t) = F(x - vt), \quad (1)$$

где F — нек-рая Ф-ция аргумента $\xi = x - vt$. Значения ψ сохраняются на прямых $\xi = x - vt = \text{const}$ (рис. 2), когда приращение координаты Δx пропорционально приращению времени Δt , что и означает движение с пост. скоростью $\Delta x/\Delta t = v$. Условие постоянства ψ при $\xi = \text{const}$ можно записать в дифференц. форме:

$$d\psi|_{\xi=\text{const}} = \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial t} dt = 0;$$

при $dx/dt = v$ получается простейшее ур-ние В.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

играющее фундам. роль в теории волновых процессов. Ф-ция (1) являются общими решениями ур-ния (2). Они описывают процесс одноподравленного распространения В., напр. в потоке независимых частиц (где v — скорость потока, ψ — отклонение скорости частиц от v). Однако большинство волновых систем

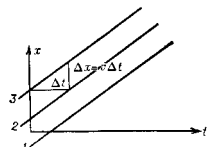


Рис. 2. Траектории фиксированных точек в профиле волны на плоскости $x-t$ (характеристики).

или в случае распространения В. в произвольном направлении:

$$\Psi(r, t) = A \sin(\omega t - kr - \varphi_0). \quad (6b)$$

Здесь A — амплитуда, Φ — полная фаза В., ω — угл. частота, k — волновой вектор; его модуль $|k| = k$ наз. в основном числом; φ_0 — пост. сдвиг фазы (часто неизменяемый просто фазой). Ф-ция $\Psi(r, t)$ периодична как во времени (с периодом $T = 2\pi/\omega$), так и в пространстве (с периодом $\lambda = 2\pi/k$, наз. длиной В.). (рис. 4). Поверхности постоянных Φ — волновые фронты и т.п. представляют собой плоскости, перпендикулярные вектору k и перемещающиеся вдоль k с фазовой скоростью $v_\Phi = \omega/k$. В любом другом направлении, отклонённом от k на угол α , скорость перемещения фазовых фронтов равна $v_\Phi \cos \alpha > v_\Phi$; это означает, что, в отличие от k , v_Φ не является вектором (иначе скорость вдоль направления α равнялась бы $v_\Phi \cos \alpha$, т. е. проекция соответствующего вектора).

Помимо (6) применяется также комплексная запись В.:

$$\Psi = Ae^{i\omega t - ikr} = A \exp i(\omega t - kr), \quad (7)$$

где A — комплексная амплитуда. Выражение (7) объединяет два волновых движения, описываемые реальной и мнимой частями. Запись (7) удобна тем, что операция дифференцирования сводится для неё к простому умножению: $\partial/\partial t$ заменяется на $i\omega$, а $\partial/\partial r$ на $-ik$. Это позволяет перейти от исходного дифференц. (или даже более общего — интегродифференц.) ур-ния В. к алгебраическому:

$$\omega = \omega(k), \quad (8)$$

к-рое наз. законом дисперсии или дисперсионным ур-нием. Фактически оно полностью характеризует волновые свойства любой линейной однородной среды (системы), поскольку любое малое возмущение в ней можно представить в виде разложения Фурье по плоским гармоникам. В. Дисперс. ур-ние может быть положено в основу классификации волновых процессов в линейных средах.

В общем случае ур-ние (8) имеет неск. независимых решений (ветвей), каждое из к-рых соответствует *нормальной волне* (моду). Если для заданного направления величина ω пропорциональна k , то фазовая скорость $v_\Phi = \omega/k$ не зависит от ω и k , т. е. дисперсия отсутствует. В частности, волновое ур-ние (5) при $f=0$ или его однородный вариант (3) при подстановке в него (7) даёт дисперс. ур-ние

$$(\omega^2/v^2) - k^2 = 0 \text{ или } \omega = \pm kv. \quad (9)$$

Для систем с дисперсией тоже можно выделить более или менее общие типы ур-ний В. Так, при описании эл.-магн. В. в плазме, а также нек-рых видов мезонных полей используют *Клейна—Гордона уравнение*:

$$\Delta \Psi - (1/c^2) \partial^2 \Psi / \partial t^2 + \kappa^2 \Psi = 0,$$

где κ и c — постоянные. Ему соответствует дисперс. ур-ние вида

$$\omega = \pm \sqrt{c^2 k^2 + \kappa^2 c^2} \quad (10)$$

(в случае эл.-магн. В. в плазме величина $\kappa = \omega_p$ имеет смысл плазменной частоты, а c — скорости света в вакууме). Из ф-лы (10) видно, что в таких системах могут распространяться лишь В. с частотой выше нек-рого значения $\omega_{кр} = \kappa c$. Значениями $\omega < \omega_{кр}$ отвечают мнимые k ; амплитуда такой В. экспоненциально убывает вдоль оси x , а энергия в ней не переносится. Однако через слой конечной протяжённости энергии В. может *просачиваться* благодаря появлению возмущений, отражённых от задней границы слоя (подобно туннельному эффекту в квантовых системах). Такой дисперсией обладают также В. в эл.-магн. волноводах в виде трубы произвольного сечения. В этом случае $k_\perp = \kappa$ — поперечное, а $k = k_x$ — продольное полное число (постоян-

ная распространения). Так, для волновода прямоугольного сечения $\kappa = \pi \sqrt{m^2/a^2 + n^2/b^2}$, a и b — стороны сечения, m и n — произвольные целые числа. Каждой паре чисел m и n отвечает своя мода (рис. 3). Фазовые скорости таких В. (рис. 4) превышают скорость света в заполняющей волновод среде. Если эта среда вакуум, то

$$v_\Phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \kappa^2 c^2 / \omega^2}} > c. \quad (11)$$

Эти волны наз. быстрыми, в отличие от медленных, для к-рых $v_\Phi < c$; медленные эл.-магн. В. могут распространяться, напр., в диэлектриках и разного рода периодич. структурах (*замедляющих системах*). В случае $\kappa = 0$ (т. е. главная мода) В. не обладает дисперсией (см. ниже).

Иной дисперсией обладают В. на поверхности жидкости. В волёме пост. глубины H такие В. без учёта поверхностного натяжения описываются дисперс. ур-нием

$$\omega = \sqrt{gk \tanh kH}, \quad (12a)$$

где g — ускорение свободного падения. Отсюда для коротких В. ($kH = 2\pi H/\lambda \gg 1$) следует:

$$\omega = \sqrt{gk}. \quad (12b)$$

Фазовая скорость этих В. $v_\Phi \approx \omega/k = \sqrt{g\lambda/2\pi}$ растёт с их длиной λ . Для длинных В. ($kH \ll 1$) справедливо др. приближение:

$$\omega \approx vk - \gamma k^3, \quad (12в)$$

где $v = \sqrt{gH}$, $\gamma = vH/3$.

Дисперс. ур-ние можно использовать для «конструирования» упрощённых динамич. ур-ний движения, приближённо совпадающих с исходными в той или иной области параметров. В частности, отталкиваясь от (12a), получают приближённое ур-ние для вертик. смещений поверхности жидкости Ψ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + v \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \gamma \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} = 0, \quad (13)$$

к-рое наз. линейным *Кортвеге—де Фриса уравнением*; оно отличается от простейшего ур-ния В. (2) последним

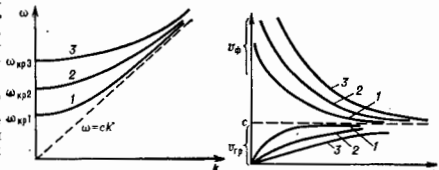


Рис. 3. Дисперсионные зависимости $\omega(k)$ для первых трёх мод прямоугольного волновода.

Рис. 4. Зависимости фазовой v_Φ и групповой $v_{гп}$ скорости от частоты для тех же мод, что и на рис. 3.

слагаемым с производной третьего порядка, отражающим наличие дисперсии.

Свойства В., вообще говоря, зависят от направления их распространения. Если в дисперс. ур-нии (8) ω не зависит от направления k , а только от его модуля, то система (среда) наз. *изотропной*, в противном случае — *анизотропной*. Если волновое поле характеризуется векторной переменной Φ , то параметры В. могут зависеть от поляризации В., т. е. от ориентации вектора Φ относительно k . Различают продольные и поперечные плоские В. Если вектор Φ , характеризующий В., колеблется в одном направлении, то такое поле и такая В. наз. *линейно поляризованными*, если он описывает эллипс или окружность, то соответственно — *эллиптически* или *циркулярно поляризованными* (см. *Поляри-*

зачия волн). Так, в В. в глубокой воде частицы описывают окружности в продольной вертикальной плоскости, в к-рой лежит волновой вектор k . В случае поперечного вращения вектора поля (типичного, напр., для эл.-магн. В.) следует различать ещё направление вращения вектора Φ относительно k : существуют В. с правой (по часовой стрелке, если смотреть в направлении k) и левой (против часовой стрелки) поляризацией. В изотропных средах право- и левополяризованные В. имеют одинаковые фазовые скорости. Однако существуют *гиротропные среды* (напр., ферриты или сплавы в пост. магн. поле), в к-рых эти В. имеют разные v_{gr} .

Если действит. значениям k в (8) соответствуют действит. значения ω , то среда считается прозрачной по отношению к данному типу В. Если значение ω мнимое, или комплексное, то в зависимости от знака мнимой части ω амплитуда В. экспоненциально убывает (В. затухает) или нарастает (В. усиливается). Соответствующая среда наз. диссипативной (поглощающей) или активной (усиливающей).

В тех случаях, когда распространение В. сопровождается переносом энергии и импульса, важными характеристиками В. служат плотности и потоки этих величин. В линейных динамич. системах они пропорциональны квадратам или средним произведениям соответствующих волновых переменных. Так, в гармонической бегущей линейно поляризованной эл.-магн. В. в вакууме поток энергии через единичную площадку, перпендикулярную k , равен:

$$\Pi_z = E_y \times H_z = z_0 E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kz - \varphi_0).$$

Здесь z_0 — единичный вектор, E_y , H_z — поперечные по отношению к k компоненты векторов напряжённости эл.-магн. поля; E_0 и H_0 — их амплитуды; вектор Π_z наз. вектором Пойнтинга. Отсюда видно, что поток энергии удваивается с удвоенной частотой 2ω около своего ср. значения $E_0 H_0 / 2$. Поток звуковой энергии в газе или жидкости описывается вектором U м о в $\Pi_z = \rho v / 2$ (где ρ — звуковое давление, v — колебат. скорость частиц). Средние по времени значения потока энергии $\langle \Pi \rangle$ и плотности энергии $\langle w \rangle$ связаны в линейной прозрачной среде простым соотношением $\langle \Pi \rangle = \langle w \rangle v_{gr}$, где v_{gr} — скорость переноса энергии, совпадающая с *групповой скоростью*.

Во мн. типичных случаях энергия бегущей В. делится поровну между двумя об. разл. видами (кинетич. и потенци. электрич. и магнитной). В этом смысле описание В. с помощью двух Φ -ций, даваемое, в частности, ур-ниями типа (4), оказывается адекватным физ. картине. Отношение Φ -ций $\psi/\varphi = Z_0$ для бегущей В. (напр., напряжения и тока в электрич. линии передачи, полей E_0/H_0 в бегущей плоской эл.-магн. В. или p/v — в акустической), по аналогии с живыми в электрич. цепях, наз. волновым сопротивлением (характеристич. импедансом). Эта величина определяет условия отражения и прохождения В. на границах раздела двух сред. В нек-рых неравновесных средах (электронные и плазменные потоки, сдвиговые течения жидкости) плотность энергии от В. может принимать отрицат. значения (В. с отрицат. энергией), т. е. появление В. уменьшает суммарную энергию всей системы, к-ран, однако, всегда остаётся положительной.

Интерференция волн. Стоячие волны. Волновые движения малой амплитуды (масштаб малости определяется конкретными физ. условиями) удовлетворяют с у н р п о а и ц и я т р и п ц и н у: две или более В. создают поле, равное сумме их полей. Математически это означает, что такие поля описываются линейными ур-ниями [напр., ур-ниями (2) и (5)], и если им удовлетворяют поля отд. В., то будет удовлетворять и их сумма (суперпозиция); также В. также наз. л и н е й н ы м и. Важный частный случай — суперпозиция гармонич. В. одинаковых частот (такие В. относятся к когерентным). В тех точках пространства, где поля этих В. колеб-

лются с противоположными фазами (отличающимися на нечётное число π), амплитуда суммарного поля равна разности их амплитуд, а там, где фазы одинаковы (или отличаются на чётное число π) — их сумме. Этот эффект взаимного ослабления или усиления поля наз. в т е р ф е р е н ц и е й. В общем случае интерференц. картин весьма разнообразны (рис. 5). Формирование разных волновых структур — волновых пучков, волновых пакетов, фокусов, каустик и др. может быть вы-

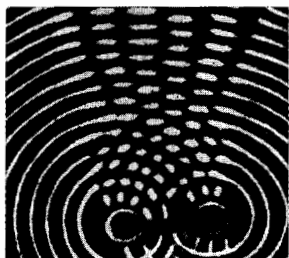


Рис. 5. Интерференция волн на поверхности воды от двух периодических источников.

терретирувано как интерференция более простых волновых движений, в частности гармонических плоских В. Так, в *голографии* изображение воссоздается путём интерференции В., отражённой объектом, и т. д. опорной В., идущей (или заранее зафиксированной) от первичного источника. Представление произвольного поля в виде сумм (или интегралов) гармонич. полей наз. *Фурье-представлением*.

Один из простейших примеров интерференции — сложение двух плоских гармонич. В. с одинаковыми амплитудами и частотами, распространяющихся навстречу друг другу:

$$\Psi(x, t) = A \sin(\omega t - kz) + A \sin(\omega t + kz) = 2A \cos kz \sin \omega t. \quad (14)$$

Результирующая В. наз. *стоячей волной*. В точках, где $kx = 0, \pi, \dots$ (в узлах), остающихся друг от друга на $\lambda/2$, поле равно нулю, а посередине между ними, где $kx = \pi/2, 3\pi/2, \dots$ (в пучностях), его амплитуда максимальна и равна $2A$.

В эл.-магн. стоячей В. фазы колебаний электрич. и магн. полей сдвинуты во времени на $\pi/2$, поэтому поля обращаются в нуль «по очереди». Аналогичное смещение по фазе происходит и в пространстве: пучности E приходятся на узлы H и т. д. Поэтому поток энергии в таких В. в среднем за период колебаний равен нулю, но в каждой четвертьволновой ячейке происходит периодич. (с частотой 2ω) перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно. В случае звуковых В. аналогичным образом ведут себя звуковое давление p и колебат. скорость частиц v ; при этом кинетич. энергия переходит в потенциальную и обратно. Т. о., стоячая В. в любой физ. системе как бы распадается на совокупности независимых осцилляторов, колеблющихся в чередующихся фазах. Волновое поле внутри замкнутого объёма с идеально отражающими стенками (резонатора) существует в виде стоячих В. Простейший пример — система, состоящая из двух параллельных, отражающих зеркал, между к-рыми оказывается «запертой» плоская эл.-магн. В. (*интерферометр Фабри-Перо*). Поскольку на поверхности идеально проводящего зеркала тангенциальная составляющая электрич. поля E_{\parallel} равна нулю, границы $x=0, x=L$ фиксируют узлы Φ -ции $\Phi = E_{\parallel}$ и одновременно пучности ψ -ции $\psi = H_{\perp}$, так, что внутри

такого резонатора могут существовать стоячие В. с фиксир. значениями волновых числа и частоты: $k_n L = \omega_n L/c = n\pi$, $n=1, 2, \dots$. Только при этих значениях ω_n вдоль системы укладывается целое число полуволн. Следовательно, поле в резонаторе распадается (квантуется) на синусоидальные посылы (собств. моды резонатора) с дискретным спектром частот $\omega_n = \pi c/L$ (рис. 6).

Аналогичное поведение свойственно акустич. (механич.) резонаторам (напр., система из двух жестких

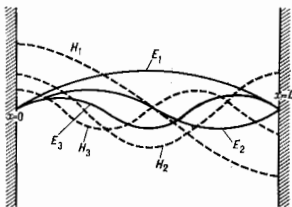


Рис. 6. Распределение амплитуды волн E и H для первых трех мод плоского резонатора с идеально проводящими границами.

пластина в воздухе, труба с закрытыми концами, идеально упругая струна, закрепленная на концах, и др.). Сложные двух сдвинутых по фазе стоячих В. вида (14) дайт бегущую В. типа (6) или (7):

$$\varphi = A \sin \omega t \cos kx - A \cos \omega t \sin kx = A \sin(\omega t - kx). \quad (15)$$

Т. о., формально представление (14) и (15) равноправны. Вот почему нельзя в общем случае ассоциировать В. только с возмущениями, перемежающимися в пространстве, — они в такой же мере могут быть и пространственно распределенными колебаниями. Предпочтительно обосновываться только физ. обстоятельствами.

Направляемые волны. Если две плоских В. с одинаковыми амплитудами и волновыми числами распространяются под углом друг к другу, то их суперпозиция представляется в виде

$$\varphi = A \sin(k_y y) \sin(\omega t - k_x x), \quad (16)$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Т. о., получается В., стоячая вдоль оси y и бегущая вдоль x . Ее наз. плоской неоднородной В. (плоской — поскольку ее фазовые фронты суть плоскости $x = \text{const}$; неоднородной — поскольку ее амплитуда различна в разных точках фазового фронта). В узлах такой В. ($y = n\pi/k_y$, $n = 1, 2, \dots$) можно поставить идеально отражающие стенки, не возмущающие распределения поля (16). Так получается простейший (двумерный) волновод, направляющий (канализирующий) в направлении x В., поле к-рой как бы «заперто» между двумя плоскостями. Дисперс. ур-ние такой В. имеет вид (10), а фазовая скорость v_ϕ определяется ф-лой (11), где $k_y = n\pi/L$, L — расстояние между стенками. Распределение волнового поля в этом волноводе таково, что для каждой моды (каждого значения n) между стенками должно укладываться целое число поперечных полуволн: $k_y = 2n\pi/L$.

Посредством суперпозиции большого числа плоских гармоник В. можно сформировать поля в трубах (полюх волноводах) произвольного конечного поперечного сечения (см. *Волновод металлоидический, Волновод акустический*). Т. о., в канализирующих системах может существовать бесконечное число волноводных мод (плоских волнорядных В.), однако в большинстве случаев выбор частоты вводимого в них поля можно сделать режим работы одноמודовым. Экранир. линии передачи, используемые в электро- и радиотехнике, обычно функционируют именно в таком одноמודовом режиме. Особое значение имеют системы, в к-рых первая — самая низкая по частоте главная мода вообще не имеет ограничений по частоте снизу (для нее $\omega_{кр} = 0$) и, следовательно, может распространяться при сколь угодно

низких частотах. Это продольные звуковые В. в трубах с жесткими стенками (напр., в трубах органа) или эл.-магн. В. в системах с многосвязными границами направляющих проводников (чаще всего — коаксиальные и двухпроводные линии передачи). Для описания таких В. обычно используют телеграфные ур-ния (4), понимая под ϕ и ψ напряжения и токи в линиях.

Главная мода, распространяющаяся со скоростью света (звук) в заполняющей волновод среде, как бы отделяет семейства быстрых ($v_\phi > c$) и медленных ($v_\phi < c$) В. Используя медленные эл.-магн. В., можно создать устройство, формирующее и направляющее их — т. н. *замедляющую систему*.

Направленные В. могут существовать не только за счет отражающих границ, но и в безграницной неоднородной среде, способной «заворачивать обратно» В., уходящие из области канализации, напр. акустич. В. в подводном звуковом канале.

Отражение и преломление волн. При падении В. на границу раздела двух сред, на к-рой их параметры (плотности, проницаемости и т. п.) претерпевают резкие (скачкообразные) изменения, возникают отраженные и преломленные В. Первые возвращаются в ту среду, откуда пришла падающая В., вторые проникают в др. среду. Если граница неоднородна, а среды непоглощающие, то суммарная энергия и импульс, переносимые В., сохраняются. Связь волновых полей на границе (условия их согласования по разные стороны от нее) определяется граничными условиями, напр. условиями равенства давления и нормальных составляющих скорости в акустике, тангенц. составляющих векторов электрич. и магн. полей в электродинамике. Простейший случай — падение плоской синусоидальной В. на плоскую границу раздела двух однородных сред. Поскольку волновые поля должны согласованно изменяться по обе стороны границы, вся волновая картина как бы скользит вдоль нее с одной и той же

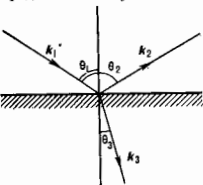


Рис. 7. Отражение и преломление волны на плоской границе раздела двух сред.

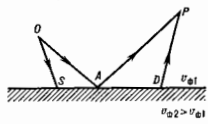


Рис. 7а. Схема возникновения боковой волны.

табельной фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k_x$ и, значит, проекция всех волновых векторов k на ось x должны быть тоже одинаковы. Для изотропных сред это приводит к равенству углов падения и отражения $\theta_1 = \theta_2$ (рис. 7) и к *Снелля закону* преломления (см. также *Преломление волн*). Для сред, допускающих несколько нормальных В., эти законы видоизменяются: угол отражения, в общем случае, не равен углу падения, а число отраженных и преломленных В. соответствует числу ветвей дисперс. ур-ния (8) для каждой среды.

Амплитуды и потоки энергии отраженных и преломленных В. зависят не только от k_x , но и от волнового сопротивления среды для соответствующих нормальных В.

Два спец. случая играют важную роль во мн. физ. и техн. задачах. Первый — случай исчезновения отраженной В. (*Брустеров закон*). Он реализуется, когда поляризация колебаний среды, возбужденных падающей В., такова, что они не «резонируют» поля в направлении распространения отраженной В. Второй случай — полное (внутреннее) отражение: при $v_{ф1} < v_{ф2}$ и таких углах падения, что $k_x \sin \theta_1 > k_x$, угол преломления θ_2 становится комплексным и преломленная В. не может распространяться — ее поле

оказываются «прижатых» к границе, т. е. экспоненциально спадающим при удалении от неё во вторую среду и не уносящим никакого потока энергии. Это означает, что В. полностью отражается и что между двумя такими границами можно запереть В. определённого типа, образовав волноводную систему. На этом основании, в частности, направляющее действие диэлектрических стержней и пластин с резкими границами (волноводов диэлектрических) и световодов, а в акустике — подводных звуковых каналов, где «захват» ноля осуществляется благодаря рефракции лучей на неоднородностях среды в поперечном направлении.

С нольем внутр. отражением связано и существование боков в В., возникающей при падении расходящейся (сферич. или цилиндрич.) В. под малыми углами на плоскую границу раздела. Если источник O находится в среде с $v_{01} < v_{02}$, то наряду с обычным отражением по лучу OAP (рис. 7, а) В. доходит до точки наблюдения P по пути $OSDP$, часть к-рого SD она идёт вдоль границы со скоростью, большей v_{01} . Этому пути и отвечает боковая (или голодная) В., приходящая с наибольшим результирующей скоростью.

Модулированные волны. Групповая скорость. Бесконечная гармонич. В. является идеализацией — все реальные волновые процессы ограничены во времени, а значит, имеют конечную ширину спектра; в этом случае выполняется «временное» соотношение неопределённости:

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq \pi, \quad (17)$$

где Δt — характерная длительность процесса, $\Delta\omega$ — ширина его спектра (для квантовых систем это соответствует неопределённости соотношению для энергии $\Delta E = \hbar \Delta\omega$ и времени). Иллюстрацией (17) могут служить модулированные В. (см. Модуляция колебаний), поля к-рых совершают квазигармонич. колебания, т. е. их амплитуды и частоты претерпевают лишь плавные (в масштабах $T = 2\pi/\omega$ и $\lambda = 2\pi/k$) изменения. Именно такие В. обычно используются в радио- и телевиз. связи, радио- и акустич. локации. Простейший пример — бегущая двух бегущих в одном направлении гармонич. В. со слегка разл. частотами $\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega$, $\omega_2 = \omega_0 - \Delta\omega$ и волновыми числами $k_1 = k_0 + \Delta k$, $k_2 = k_0 - \Delta k$. Их суперпозиция сводится к «произведению» двух гармонич. В.:

$$\psi(x, t) = A \cos(\Delta kx - \Delta\omega t) \cdot \sin(\omega_0 t - k_0 x), \quad (18)$$

каждая из к-рых распространяется со своей скоростью. Если $\Delta\omega/\omega_0$ и $\Delta k/k_0$ малы, то движение (18) можно интерпретировать как амплитудно-модулированную В. (рис. 8): её несущие колебания (с частотой ω_0) перемещается с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k$, амплитудная огибающая (с частотой $\Delta\omega$) — с групповой скоростью $v_{гр} = \Delta\omega/\Delta k$.

Рис. 8. Вигармоническая волна.

Из набора В. со сплошным спектром, лежащим в узких пределах $\omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega$, $|\Delta\omega| \ll \omega_0$, можно получить волновой пакет (рис. 9). Этот ограниченный во времени импульсный сигнал перемещается как единое целое с групповой скоростью

$$v_{гр} = \lim_{\Delta k \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta k} \right)_{\Delta k \rightarrow 0} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0}. \quad (19)$$

Величина $v_{гр}$ определяется из дисперс. ур-ния (8): она равна тангенсу угла наклона кривой $\omega(k)$ к оси абсцисс.

Во мн. физ. задачах волновые пакеты ведут себя как самостоят. динамич. объекты (квазичастицы), переносящие энергию и импульс со скоростью $v_{гр}$. И вообще, в соответствии с осн. принципами теории относительности групповая скорость любых В., способных переносить информацию, не может превышать скорости

света c в вакууме. Так, дисперс. ур-ние (10) соответствует значению $v_{гр} = c^2/v_\phi \ll c$, поскольку, согласно (14), $v_\phi > c$ (см. рис. 4). Только в средах без дисперсии v_ϕ и $v_{гр}$ одинаковы, в общем же случае они могут иметь не только разл. значения, но и разные знаки; В., у к-рых

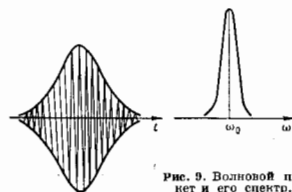
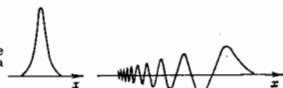


Рис. 9. Волновой пакет и его спектр.

фазовые и групповые скорости противоположно направлены, нао. о б р а т н ы м и.

В линейной диспергирующей среде волновые пакеты сохраняют свою форму только при прохождении ограниченных расстояний; на больших расстояниях они расплываются, после чего понятие групповой скорости для пакета как целого утрачивает смысл. При этом пакет превратится в непрерывную последовательность цугов разных частот, для каждого из к-рых можно ввести свою групповую скорость, причём вперёд уходит цуг с боль-

Рис. 10. Расплывание волнового импульса из-за дисперсии.



шей групповой скоростью. Такое расплывание особенно сильно выражено для коротких «видеоимпульсов», имеющих широкий спектр частот (рис. 10).

Если же модулир. В. имеет узкий частотный спектр, то её поле описывается выражением (7), где комплексная амплитуда A медленно (в масштабе осцилляций поля) изменяется во времени и пространстве. В одном из случаев, когда $A = A(x, t)$, приближённо справедливо комплексное ур-ние параболич. типа:

$$i \frac{\partial A}{\partial t} + v_{гр} \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega}{dk^2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}. \quad (20)$$

На небольших расстояниях $|x| \ll L_{гр} \approx v_{гр} \cdot \Lambda^2/d^2\omega/dk^2$, где Λ — характерный масштаб модуляции) можно пренебречь правой частью этого ур-ния, тогда получается $A = A(x - v_{гр}t)$, т. е. огибающая В. распространяется без изменений формы со скоростью $v_{гр}$; при $x \gg L_{гр}$ необходимо учитывать правую часть (20), к-рая ответственна за дисперс. расплывание В.

Сферические и цилиндрические волны. Хотя из плоских В. можно получить любые волновые поля, такое представление не всегда адекватно физическим наблюдаемым явлениям. Напр., В., возбуждаемая точечным источником в изотропной среде без дисперсии, представляет собой сферически расходящиеся возмущения вида

$$\psi \sim \frac{F(r-ct)}{r}, \quad (21a)$$

где r — расстояние от центра (источника). Это одно из точных решений волнового ур-ния (5); его разложение по плоским В. допустимо, но приводит к усложнению анализа движения. В. вида (21a) наз. с ф е р и ч е с к о й о д н о р о д н о й. В случае произвольного источника в (5) результирующее поле может быть пред-

ставлено в виде суперпозиции таких сферич. В., выходящих из разных точек, т. е. выражаться интегралом

$$\psi \sim \int \frac{F(R-vt)}{R} dV, \quad (216)$$

где dV — элемент объёма, R — расстояние между точкой источника и точкой наблюдения. Ур-ние (5) имеет ещё и другое решение, сходящееся к источнику и получаемое из (21а) заменой v на $-v$. Оно приближённо реализуется, напр., для акустич. или эл.-магн. В., создаваемых сферич. концентраторами или отражателями, фокусирующими излучение в центре ($r \approx 0$). В случае точечного источника в свободном пространстве оно отбрасывается из физ. соображений: считается, что источник является единств. поставщиком энергии и, следовательно, поток энергии должен быть направлен от него. Процесс уноса энергии от источника волнами наз. и з л у ч е н и е м, а соответствующие условия, выделяющие решение (216) с «западающими» аргументами ($R-vt$) и отбрасывающие решения с «перезаходящими» аргументами ($R+vt$), наз. условиями излучения. На больших расстояниях от источника (в дальней, волновой зоне) решение (216) превращается в сферич. неоднородную (несимметричную) В.:

$$\psi \sim D(\theta, \varphi) \cdot F(r-vt)/r, \quad (21а)$$

где θ, φ — углы сферич. системы координат, а $D(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности источника излучения (см. *Антенна*).

Набор сферич. В., как и плоских, является полным, — через них можно представить произвольное волновое поле. В частности справедлив *Гюйгенса — Френеля принцип*, согласно к-рому поле в любой точке, находящейся вне произвольной поверхности S , окружающей источник, можно представить как результат интерференции вторичных сферич. В., излучаемых каждой точкой (элементом) этой поверхности.

В линейных средах с дисперсией выражения (21) справедливы только для гармонич. В.; сигналы др. формы испытывают искажения, т. к. каждая гармоника, составляющая распространяется со своей фазовой скоростью, зависящей от её частоты.

Другой важный тип симметрич. В. — *цилиндрическая волна*, расходящаяся, напр., от точечного источника на плоскости (поверхность воды, мембрана, плоский волновод) или источников, равномерно распределённых вдоль оси в однородном трёхмерном пространстве. Структура цилиндрич. В. сложнее, чем сферической, — даже в среде без дисперсии её форма не повторяет временного поведения ф-ции источника, как в случае (21а). — В. тянет за собой длинный «шлейф» и только на больших (по сравнению с λ) расстояниях этим «шлейфом» можно пренебречь, представая В. в виде, сходном с (21а):

$$\psi \approx D(\theta) F(r-vt) \sqrt{T}. \quad (22)$$

Волновые пучки и лучи. Из набора плоских гармонич. В. в линейных средах можно сформировать любое распределение волнового поля. Суперпозиция плоских В. с k , близкими по направлению, может дать локализованное в поперечном направлении поле — волновой пучок или луч с почти плоским волновым фронтом, причём поперечные размеры пучка d значительно превышают длину В., но малы по сравнению с его длиной. Величина d ограничена снизу пространственным соотношением неопределённости, связывающим пространственный масштаб любой ф-ции с шириной её пространственного спектра:

$$\Delta k \cdot d = \frac{\Delta k}{k} \cdot kd \approx \alpha(kd) \geq \pi, \quad (23)$$

где Δk — поперечный разброс волновых векторов, характеризующий угол α (рис. 11). При $\alpha \ll 1$ (т. е. малотуповое приближение) $kd \gg \pi$. Такие пучки можно считать нерасходящимися на расстояниях $R < d^2/\lambda$ (вблизи

ней, проекторной зоне). Для коротких В. это могут быть совсем небольшие расстояния. Так, идеальный оптич. проектор (при $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-8}$ см, $d = 100$ см) в вакууме, т. е. при отсутствии атм. рассеяния, способен создать однородный пучок вплоть до удаления в 2000 км.

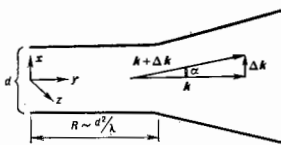


Рис. 11. Волновой пучок.

При $R \sim d^2/\lambda$ (зона дифракции Френеля) начинает сказываться неоднородность амплитудной структуры поля в поперечном сечении пучка, из-за чего пучок плавно расширяется, и на ещё больших расстояниях, где $R \gg d^2/\lambda$ (дальняя зона, или зона Фраунгофера), он превращается в В. с локально сферич. фронтом.

Повторяя луча лежит в основе *геометрической оптики* — приближения, справедливого для волнового поля, амплитуда и волновой вектор k -рого изменяются плавно, на масштабах, существенно превышающих длину В. В этом случае поле может быть представлено как набор независимых лучей. В однородной среде лучи прямолинейны, в неоднородной — искривлены в соответствии с законами преломления (рефракции). С помощью лучей можно построить изображение любого предмета, размеры к-рого велики по сравнению с λ . На этом основаны принципы работы мн. оптич. приборов (линза, телескоп, микроскоп, глаз и т. д.), а также нек-рых типов радиотелескопов. В аналогичных ситуациях для акустич. волн говорит о *геометрической акустике*.

Ход лучей может быть описан также с помощью нек-рых вариат. методов (см. *Наименьшего действия принцип*). В этом обнаруживается аналогия между поведением полей и частиц, стамдулированная в своё время развитие квантовой (волновой) механики. Лучи в неоднородных средах ведут себя как траектории «частиц» в соответствующих силовых полях; отсюда простистает, в частности, сходство принципов действия оптич. и электронных микроскопов, а также, в более широком смысле, сходство обычной оптики с электронной или «оптикой» любых др. частиц.

В рамках чисто лучевого описания интенсивность поля в точках пересечения лучей (фокусы) или их касания (каустики) обращается в бесконечность. На самом деле, в этих областях приближение геом. оптики неприменимо, и для уточнения волновой картины необходимо обращаться к исходным ур-ням В., описывающим все детали волновой структуры. Часто, однако, достаточно ограничиться промежуточным приближением, считая, что поле представляет собой почти плоскую В. с медленным (в масштабе пространственных периодов) изменением комплексной амплитуды $A = A(\mathbf{r})$. В результате, напр., волновое ур-ние (5) (при $f=0$) сводится к ур-нию параболич. типа (Леонтовича ур-ние)

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{v}{2i\omega} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right), \quad (24)$$

сходному с *Шрёдингера уравнением*.

Теория волновых пучков, развитая методом параболич. ур-ния [иногда над, также методом поперечной диффузии амплитуд, поскольку ур-ние (24) описывает диффузионное расщепление амплитуды в поперечном сечении пучка], составляет один из важнейших и, до нек-рой степени, самостоят. разделов волновой теории (см. *Квантоптика*).

Дифракция волн. Явления, связанные с отклонением от лучевого распространения В., наз. дифракция и т. д. К дифракционным относят фактически все эффекты, возникающие при взаимодействии В. с объектами любых, даже очень малых в сравнении с длиной В. размеров, т. е. даже тогда, когда сопоставление с лучевым приближением совсем не показательно. Напр., плоская гармонич. В. падает нормально на отверстие в непрозрачном экране. Если диаметр отверстия $d \gg \lambda$, то прошедшее поле формирует в ближней зоне волновой пучок, поведение к-рого уже было рассмотрено выше. Здесь характерна достаточно резкая (толщиной $\sim \lambda$) граница между освещенной и неосвещенной областями (светом и тенью). Когда d становится соизмеримым с λ , поле за отверстием имеет в пространстве сложную структуру, поскольку В. от разных участков отверстия приходят в точку наблюдения в разных фазах и, следовательно, могут как увеличивать амплитуду поля, так и взаимно погашаться. В результате на нек-рой плоскости, перпендикулярной оси отверстия, возникает набор концентрич. колец (рис. 12), иногда с темными

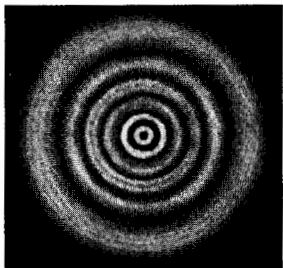


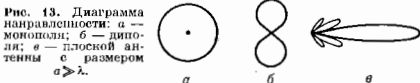
Рис. 12. Дифракция Френеля на круглом отверстии.

пятном в центре, что, разумеется, противоречит лучевой трактовке (см. Дифракция света). Аналогичная (но «дополняющая», с заменой светлых колец на темные, или наоборот) дифракц. картина образуется при наведении плоской В. на непрозрачный диск (см. Бабине теорема). В этом случае на оси возникает светлая область (пятно Пуассона), обусловленная интерференцией возмущений, приходящих от краев диска. При наличии нек. отверстий (щелей) в экране или дополнительных их экранирующих полосок в свободном пространстве формируются разнообразные дифракц. картины, изучение структуры к-рых позволяет, в частности, измерить длину В. и найти частоту падающего волнового поля (см. Дифракционная решетка).

Возбуждение волн. Источниками В. могут служить любые движения, нарушающие равновесное состояние среды (системы): камень, брошенный в воду, движущаяся по воде судно, полет снаряда, вибрации мембраны, струны, голосовых связок человека, колебания зарядов и токов в антеннах радиостанций и т. д. Во всех этих случаях источники поставляют энергию, уносимую бегущими В. Если источник синусоидальный [напр., ф-ция f в волновом ур-нии (5) — синусоида], то в линейных системах они возбуждают гармонич. волны. Источники В. классифицируются либо по типам создаваемых ими полей, либо по «механизмам» возбуждения. Так, пульсирующий шар создает в сжимаемой среде (газе, жидкости) симметричную сферич. звуковую В. типа (21а). Такой источник наз. монополюс (рис. 13, а). Малые колебания тела как целого, напр. вдоль оси z около нек-рого положения равновесия ($r=0$), дают несимметричную сферич. В. вида

$$\psi = \cos \theta (e^{i\omega t - ikr})/r,$$

где θ — угол между направлениями вектора \mathbf{k} и оси z . Это — д и п о л и (рис. 13, б); его поле может быть представлено как суперпозиция волн двух близко расположенных монополей противоположной полярности. Это поле уже не симметрично, а зависит от направления, т. е. обладает направленностью. В общем случае произвольное поле излучения можно описать



как результат действия набора мультиполей. Его угол, зависимость характеризуется диаграммой направленности.

Однако такое представление удобно использовать обычно лишь тогда, когда размеры источника a малы по сравнению с длиной излучаемой В. λ . При $a \sim \lambda$ и тем более при $a \gg \lambda$ обычно оперируют непосредственно с интегралами типа (21б), опираясь на принцип Гюйгенса — Френеля. Напр., излучение точечного монополя эквивалентно излучению синфазно колеблющихся радиальных диполей, равномерно распределенных на сфере произвольного радиуса $a \gg \lambda$, окружающей монополя, а для получения остронаправленного волнового пучка достаточно построить синфазно колеблющийся слой монополей или диполей на большом участке плоскости (размером $a \gg \lambda$); тогда ось, часть энергии идет в пределах угла $\Delta\theta \sim \lambda/a$ (рис. 13, в).

Направленное излучение создают антенны (акустические, электромагнитные), к-рые в силу принципа взаимности могут работать и как приемные антенны с теми же свойствами направленности. Для достижения высокой разрешающей способности, т. е. возможности различения угл. положения одного источника от другого, необходимо создавать антенны больших размеров или их эквиваленты.

Физ. механизмы волнообразования могут быть связаны либо с ускоренным, либо с равномерным движением излучающих объектов — тел, зарядов и т. д. К первому случаю относятся, напр., излучение В. при колебат. движениях частиц, ударе барабанной палочки, резком торможении заряж. частицы, взрывном расширении газов и т. и. В электродинамике такое излучение наз. т о р м о з н ы м. При этом спектр частот излучения определяется спектром ф-ции источника. При периодич., напр. синусоидальном поступательно-возвратном, движении воузмещающего тела (осциллятора) с произвольной амплитудой оно излучает В. с частотами $\omega, 2\omega, \dots$, кратными частоте своих колебаний ω , т. е. в частоте колебаний тела и её гармониках. Естествообщением этого механизма излучения является образование В. при движении тела или заряда по криволинейной траектории. Движение по кругу эквивалентно суперпозиции двух ортогональных прямолинейных осцилляторных движений, и наоборот, два круговых движения в противоположных направлениях могут быть эквивалентны одному прямолинейному осцилляторному движению. В акустико подобном образом излучают винты двигателей, в электродинамике — частицы, вращающиеся в магн. поле (магн.-тормозное излучение). При равномерном движении объекта в однородной среде излучение возможно, только если он движется со скоростью, превышающей скорость распространения В. в этой среде, т. е. при «сверхволновом» — сверхзвуковом, «сверхсветовом» и т. д. движении. Возмущение, создаваемое движущимся телом, как бы «сдувается» сродой. Порождаемое при этом излучение сосредоточено в конусе с углом при вершине (в точке нахождения тела), равным $\alpha = \arcs \cos v_\phi/V$, где v_ϕ — фазовая скорость В., V — скорость тела. В среде без дисперсии этот конус (конус Маха) одинаков для всех частот,

и в результате образуется резкий волновой фронт, к-рый из-за нелинейности переходит в *ударную волну*. Такие процессы типичны, в частности, для газодинамики. При наличии дисперсии энергия излучения распределяется среди разл. спектральных составляющих поля и характер излучения зависит от закона дисперсии. Так, при движении судна на глубокой воде энергия «поперечной волны» сосредоточена в области, ограниченной углом (примерно 30°), не зависящим от скорости движения судна. В случае эл.-магн. излучения такое явление обычно наз. черенковским излучением (см. Черенкова — Вавилова излучение).

Равномерно движущийся объект может стать источником В. и при небольших скоростях движения, если окружающая среда неоднородна. Такое излучение наз. переходным, а иногда дифракционным. Механизм его формирования прост: любой объект вносит в среду стационарно движущееся возмущение; в случае заряда — это статич. поляризация прилегающих областей, в случае движения тела в жидкости — поле скоростей, связанное с нарушением её равновесия. При движении в однородной среде со скоростью $V < v_{ф}$ эти возмущения переносятся с телом как единое целое. Если среда неоднородна, напр. есть граница раздела или в зону стационарного возмущения попал др. объект, то эти неоднородности создают нестационарное возмущение, к-рое и порождает В. Характерный пример — переходное излучение, создаваемое заряд. частицей при пересечении границы раздела двух полупространств с разными проницаемостями.

Источниками В. могут быть не только частицы, но и волновые поля др. природы; напр., поверхностные волны возбуждают шумовой звук в толще океана; лазерный импульс, поглощаясь в среде, возбуждает акустич. излучение; сейсмич. В. возбуждают в океане В. цунами. Соответствующие процессы трансформации В. обусловлены либо неоднородностями, либо нелинейностью сред (см. ниже).

При возбуждении стоячих В. в замкнутых объёмах (резонаторах) источники расходуют энергию на раскачку и поддержание колебаний поля, в частности на компенсацию тепловых потерь. Такое возбуждение оказывается наиболее эффективным в случаях *резонанса*, когда частота колебательного источника совпадает с одной из собственных частот резонатора. В неограниченной среде резонансные явления возникают в случае «синхронизма», когда скорость движения источника совпадает с фазовой скоростью одной из нормальных В. (напр., если в ур-нии (5) ф-ция источника имеет вид $f(x-vt)$, т. е. соответствует В., бегущей со скоростью v). Для распределённых источников в виде периодич. бегущих В. такой синхронизм эквивалентен резонансу как во времени, так и в пространстве, т. к. совпадают и частоты, и волновые числа источника и возбуждаемой им В.

Эффект Доплера. Среды с переменными параметрами. Свойства излучения могут быть различными в зависимости от движения системы отсчёта, в к-рой находится принимающий его наблюдатель. Так, если осциллятор, колеблющийся (в соевств. системе отсчёта) с частотой ω , движется относительно наблюдателя (на него или от него) с пост. скоростью v , то последний будет воспринимать колебания с частотой ω' , отличной от ω . Такие изменения частоты (и длины волны) поля при отсчете движения источника и наблюдателя наз. *Доплеровым эффектом*. Этот эффект имеет чисто кинематич. природу; напр., при движении наблюдателя навстречу В. он быстрее «проскакивает» соседние максимумы или минимумы поля, что и ведёт к увеличению частоты. Связь между ω и ω' можно определить из условия неизменности числа максимумов и минимумов, что означает неизменность (инвариантность) фазы $\phi = \omega t - kx$ при переходе из одной системы отсчёта в другую. Поскольку переменные x и t при таком переходе связаны с x' и t' преобразованиями Лоренца (а при нерелятив-

истском движении, когда $v \ll c$ — преобразованиями Галилея), то из равенства фаз $\phi = \phi'$ получается ф-ла

$$\omega' = \frac{\omega}{\gamma \left(1 - \frac{v}{v_{ф}} \cos \theta \right)}, \quad (25)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$, θ — угол между направлениями волнового вектора В. и скорости движения v . При $v/c \ll 1$ выражение (25) стремится к виду $\omega' \approx \omega [1 - (v/v_{ф}) \cos \theta]$. Отсюда видно, что при движении в сторону источника ($\theta = 0$) частота растёт, а при движении от источника ($\theta = \pi$) — уменьшается. Это заметно, напр., по изменению тона гудка приближающегося и затем удаляющегося истречного поезда. При поперечном движении ($\theta = \pi/2$) частота изменится только в релятивистском случае, когда v заметно меньше единицы (поперечный эффект Доплера).

В средах с дисперсией, где фазовая скорость В. зависит от частоты, ф-ла (25) становится фактически ур-нием относительно ω' . В таких средах возможна неустойчивость, «самораскачка», движения колебат. источника В. (осциллятора) за счёт его поступат. движения, связанные с излучением В. в область черенковского конуса, определяемого равенством $\cos \theta = v_{ф}/v$ (подробнее см. *Доплера эффект*).

Изменения частоты возникают и при любых изменениях во времени параметров среды, от к-рых зависит скорость распространения В. В таких случаях иногда говорят о параметрич. эффекте Доплера. Это относится, напр., к неоднородным движущимся средам, в частности к отражению В. от движущихся границы раздела сред, когда частоты падающей и отражённой В. отодвинуты в противоположные стороны относительно системы отсчёта, связанной с границей (двойной эффект Доплера). Частота В. изменяется и в неподвижных средах с перем. параметрами, напр. в нелинейном диэлектрике или магнетике, проницаемости к-рых меняются во времени за счёт внешнего управляющего поля. В таких средах энергия В. также изменяется за счёт работы сил, меняющих параметры среды. При достаточно медленном изменении параметров во времени и пространстве сохраняется постоянным отношение W/ω (адиабатич. инвариант), имеющее смысл числа квантов в волновом пучке с энергией $W (W = N \hbar \omega$, где N — число квантов). При быстром изменении параметров среды возможны распады и сливания квантов (см. ниже).

Нелинейные волны. По мере увеличения амплитуды практически всегда (кроме эл.-магн. полей в вакууме в классич. приближении) В. становится нелинейной, т. е. её поведение и свойства начинают зависеть от амплитуды. При этом терят применимость принципы суперпозиции — поля от независимых источников перестают существовать независимо и при совместном возбуждении уже не ведут себя как аддитивные (складывающиеся) величины. Математически это соответствует описанию движения с помощью нелинейных (для сплошных сред — обычно дифференциальных, реже — интегродифференциальных) ур-ний. Мерой нелинейности служит отношение амплитуды волнового поля к векр-ной величине той же размерности, характеризующей невозмущённое состояние системы или пространственно-временные параметры В. Для звукового поля это — акустич. число Маха, равное отношению амплитуды скорости смещения частиц в В. к скорости звука, для поверхностных гравитач. В. на глубокой воде — отношение высоты гребня к длине В. (иди, что то же самое, отношение амплитуды скорости колебаний частиц к фазовой скорости В.), для эл.-магн. В. в веществе — отношение амплитуды электр. или магн. поля к «внутреннему» полю, поддерживающему равновесную структуру среды, и т. д. На формирование волновой картины в нелинейных средах оказывают влияние в общем те же факторы, что и в линейных: дисперсия, диссипация и дифракция (в лучевом приближении — рефракция). В активных средах к ним добавляется ещё и отрицат.

диссипации или что-либо другое, учитывающее «придачу» энергии в В. Для каждого из подобных факторов можно ввести меру по тем же решеткам, что и при оценке нелинейности. Это позволяет соотносить их конкурирующую роль, что отражается и в классификационной терминологии: напр., говорят о системах с сильной нелинейностью, но слабой дисперсией и слабой диссипацией.

Особенности волновых процессов в нелинейных системах удобно пояснить на примере одномерных возмущений в энергетически пассивной, слабонелинейной однородной среде, когда спектральный язык ещё не утрачивает свою пригодность. В линейном приближении поле В. есть суперпозиция нормальных гармоник В. с частотами ω и волновыми числами k , подчиняющихся дисперс. ур-нию (8). А в нелинейном режиме гармоник В. взаимодействуют, обмениваясь энергией и порождают В. на новых частотах. В частности, «загарное» возмущение на частоте ω сопровождается появлением высших гармоник на частотах 2ω , 3ω и т. д. Энергия колебаний как бы «перекачивается» вверх по спектру. Эффективность этого процесса зависит от дисперс. свойств системы и может быть велика даже при очень слабой нелинейности. Действительно, если дисперсии нет, то В. всех частот распространяются синхронно с одинаковыми v_g , и их взаимодействие будет иметь резонансный, накапливающийся характер, поэтому на достаточно больших длинах (в масштабе λ) перекачка энергии может осуществляться весьма эффективно. Если дисперсия велика, то фазовые скорости гармоник, возмущений, имеющих разные частоты, не совпадают, следовательно, фаза их взаимных воздействий будет быстро осциллировать, что приведёт к большим длинам к ничтожному результирующему эффекту. Наконец, возможны специальные, промежуточные случаи, когда в системе с сильной дисперсией только две (или несколько) «избранные» В. с кратными частотами имеют одинаковые v_g и поэтому эффективно взаимодействуют. В ряде случаев достигается своеобразное спектральное равновесие, когда амплитуды всех синхронных гармоник сохраняются неизменными и суммарное поле имеет вид стационарной бегущей В. вида (1), при этом в случае сильной дисперсии ф-ция $f(x-vt)$ бланка к синусоиде, а при слабой — она может содержать участки резкого изменения поля (импульсы, «ступеньки» и др.), поскольку число гармоник в её спектре велико.

Простые волны. Роль нелинейности «в чистом виде» хорошо видна в предельном случае, когда и дисперсия, и диссипация полностью отсутствуют, т. е. все гармонич. моды бегут с одинаковыми скоростями. Если в ур-нии В. (2) считать скорость v зависящей от волновой переменной ψ , то его решение сводится к функциональному соотношению вида $\psi = F[\chi] = \chi(\psi/\chi)$, описывающему простую В. или в о л в у Р и м а и а. Профиль её непрерывно деформируется (рис. 14) так, что каждая

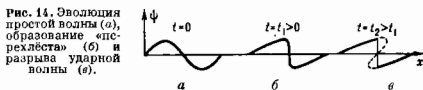


Рис. 14. Эволюция простой волны (а), образование «перехлеста» (б) и разрыва ударной волны (в).

точка с фиксир. значением ψ движется с пост. скоростью $v(\psi)$. На спектральном языке это и означает непрерывный рост амплитуд гармоник, синхронно взаимодействующих между собой. Эволюция профили В. сопровождается растяжением одних его участков и сокращением других, причём крутизна последних растёт вплоть до полного «перехлеста» за счёт обгона одних точек профиля другими. Иногда такая неоднозначность имеет реальный смысл. Напр., если пучок электронов пролетает через промежуток между двумя сетками, к к-рым приложено перем. напряжение, то в зависимости от фазы пролёта электроны приобретают разные скорости, и ур-ние (2) описывает В. скорости электронов (так что

$v(\psi) = \psi$). Образование круглого фронта В. означает догон и группировку электронов, а «перехлест» — обгон и разгруппировку. В электронике этот эффект наз. кластерным. Аналогичным образом может вести себя поток машин на дорогах («транспортные волны») и некие др. «кинематические» волновые процессы.

Динамика поведения волновых систем описывается, по крайней мере, двумя ур-ниями 1-го порядка, в простейшем варианте — парой нелинейных телеграфных ур-ний, имеющих вид (4), где $a = a(\varphi, \psi)$, $b = b(\varphi, \psi)$. Их частными решениями являются две простые В. вида

$$\varphi = F_0[\chi \mp v(\varphi, \psi) t], \quad \psi = F_1[\chi \mp v(\varphi, \psi) t], \quad (26)$$

где $v = \sqrt{ab}$, $dF_0/d\chi = \pm \sqrt{a/b}$. Так ведут себя, напр., давление и скорость в газодинамике, напряжение и ток в нелинейных эл.-магн. линиях и т. д. Здесь появление «перехлеста», т. е. неоднозначности решения, уже не имеет физ. смысла. Некорректность устраняется обычно учётом дополнит. физ. факторов (дисперсия, потери), вступающих в силу в областях резкого изменения поля и приводящих к повышению порядка исходных ур-ний.

Ударные волны. Приближённые ур-ния, описывающие эволюцию В. в системах с малыми нелинейностью, дисперсией, диссипацией, получают посредством добавления в «перехлест» ур-ние (2) малых членов, учитывающих эти факторы. Весьма широкий класс таких В. описывается т. п. ур-ние м Бю р г е р с а — К о р т е в е г а — д е Ф р и с а:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\epsilon \varphi \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3}, \quad (27)$$

где v , v_0 и β — константы, отражающие влияние соответственно нелинейности, диссипации и дисперсии (в теории нелинейных В. оба последних фактора иногда относят к дисперсионным, т. к. степень их влияния на процесс зависит от его пространственных и временных масштабов). При медленных изменениях поля членами с v и β можно пренебречь, и возмущение ведёт себя как простая В. с $v(\psi) = v_0 + \epsilon \psi$. Но на участках с увеличением крутизны профиля эти «дисперсионные» члены постепенно «вмешиваются» и движение, предотвращая возможность «перехлеста». Дальнейший процесс зависит от соотношения двух последних слагаемых в ур-нии (27); при этом особую роль играют стационарные В. Хотя они и не реализуются в точности, но во мн. случаях в В. формируются образования, близкие к стационарным. Если $\beta = 0$, то (27) наз. ур-н и е м Б ю р г е р с а. Его стационарное решение имеет вид:

$$\psi = \frac{1}{2} (\Psi_1 + \Psi_2) - \frac{1}{2} \Delta \psi \operatorname{th} \left[\frac{\epsilon \Delta \psi}{2v} (x - Vt) \right], \quad (28)$$

где $V = v_0 + \epsilon (\Psi_1 + \Psi_2)/2$, $\Delta \psi = \Psi_2 - \Psi_1$, Ψ_1 и Ψ_2 — постоянные. Это решение описывает структуру стационарной ударной волны малой амплитуды. Она имеет вид мово-

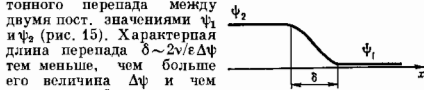


Рис. 15. Профиль стационарной ударной волны.

ударной В. (28) и есть истинное квазистационарное решение, «вписываемое» в простую В. малой амплитуды в области «перехлеста». Если, напр., в нач. момент задана синусоидальная В. с достаточно большими длиной и амплитудой, то она будет превращаться в почти пилообразную с узким ударным фронтом, а затем, по мере затухания, снова возвращаться к синусоидальной форме. На спектральном языке это означает, что высшие гармоники сначала растут, а затем затухают, и тем быстрее, чем выше их пространственные частоты; для слабых и коротких В. нелинейные эффекты вообще не успевают проявиться из-за сильного затухания.

В общем случае ударная В. представляет собой относительно тонкую переходную область, в к-рой происходит неабсолютно мгновенное состояние среды. Так, при распространении В. сжатия в газе в области с большой крутизной фронта начинают скапливаться эффекты вязкости и теплопроводности; в результате вместо перехода в режим «конрокидания» формируется ударный фронт. Он может быть достаточно тонким (в масштабе всего волнового возмущения), и тогда его поведение

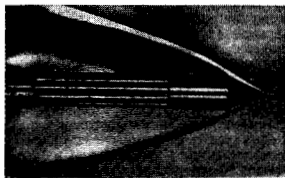


Рис. 16. Фотография ударной волны перед движущимся сгарядом.

интерпретируется как движение разрыва, «скачка» поля (скачок давления, скорости и т. п.), величина и скорость перемещения к-рого определяются граничными условиями, «спивающими» значения параметров по разные стороны от него. В частности, на ударном фронте всегда растёт энтропия. Ударные В. возникают при сверхзвуковых движениях тел — самолётов, сварядов (рис. 16), метеоритов, при взрывах и т. д. В плазме с магн. полем существуют магн.-гидродинамич. ударные В., а в линиях передачи с ферритами или полупроводниковыми элементами — эл.-магн. ударные В. — «скачки» эл.-магн. поля, не связанные с макроскопич. движением среды.

Солитоны. Др. фактором, способным предотвратить «конрокидание» нелинейной В., является «реактивная» дисперсия, не связанная с диссипацией энергии. В ур-нии (27) она связана с последним слагаемым в правой части. В случае, если $\beta \neq 0$, $v=0$, т. е. диссипацией можно пренебречь, ур-ние (27) наз. ур-нием Кортевега—де Фриса [его «линейный» вариант даёт ф-ла (13)]. Этому ур-нию подчиняются достаточно длинные слабо-нелинейные В. на поверхности водоёмов, в плазме, в эл.-магн. линиях и др.; оно сыграло важную роль в развитии матем. теории нелинейных В. И здесь первоначально плавное движение эволюционирует как простая В., но затем «включается» дисперсия, и по мере обострения фронта на нём появляются осцилляции. В результате этого движения снова типично формирование В., близких к стационарным. Стационарные решения ур-ния Кортевега—де Фриса — это, вообще го-

$v=v_0 + \epsilon A/3$, A — амплитуда. Характерная протяжённость солитона Λ тем меньше, чем больше A ; одновременно с увеличением A солитон устремляется. Такие образования свойственны и другим нелинейным диспергирующим волновым системам. Они обнаруживают поведение, роднящее их с материальными частицами: они локализованы в конечной области; перемещаются без деформации; вероенно сохранить энергию и импульс, момент импульса; способны сохранить свою структуру при взаимодействиях (соударениях) с такими же объектами, могут образовывать связанные состояния, объединяться в коллективы (ансамбли) и т. д. (см. Солитон).

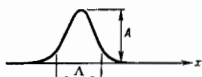


Рис. 18. Солитон.

Модулированные нелинейные волны. В средах с малой нелинейностью и сильной дисперсией стационарные В. близки к синусоидальным. Если в такой среде распространяется модуль В., то «внесущее» поле в ней остаётся близким к гармоническому, но его отгибание — амплитуда и частота — медленно меняются во времени и пространстве, и основной нелинейный эффект состоит именно в том, что на достаточно больших интервалах времени и пространства отгибание испытывают накапливающиеся нелинейные деформации, определяемые зависимостью скорости распространения В. как от частоты ω , так и от амплитуды A или интенсивности I . $I \sim A^2$ (в простейшем случае нелинейная добавка к скорости $\sim I$). Такая В. имеет вид $A(x, t)e^{i(\omega t - kx)}$, где A — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, описываемая Шрёдингера уравнением нелинейным, обобщающим ур-ние (20)

$$\frac{\partial A}{\partial t} + v_{гр} \frac{\partial A}{\partial x} = i \frac{d^2 \omega}{dk^2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i\beta |A|^2 A, \quad (29)$$

где β — пост. параметр нелинейности. Если в линейном приближении любая волновая группа в конечном счёте неограниченно расширяется, то в нелинейном случае результат снова определяется соотношением дисперсия и нелинейности, описываемых членами, стоящими в правой части (29). В достаточно протяжённых волновых пакетах возникает самолокализация — образование участков новш. крутизны. Этот процесс происходит по-разному в зависимости от соотношения знаков дисперсионного и нелинейного членов. Если параметры β и $d^2 \omega / dk^2$ имеют одинаковые знаки, то возможно существование простых В., а затем появление осцилляций отгибанием или образование самоподдерживающихся перепадов амплитуды и частоты — ударных В. отгибющих (рис. 19, а); для их существования необходимо включение релаксак. диссипативных процессов, играющих роль, аналогичную роли вязкости для обычных ударных В. Если же знаки этих параметров противоположны, то волновые группы могут



Рис. 17. Периодические стационарные волны различных амплитуд в ислнейной среде с дисперсией.

воя, периодич. (т. н. кноидальные) В., профиль к-рых определяется «конкурентией» между тенденциями к «конрокиданию» из-за нелинейности и распыливания из-за дисперсии (рис. 17). При малых амплитудах эти В. близки к синусоидальным, а при больших — превращаются в последовательность коротких импульсов (поле обогачено большим числом гармоник). В предельно бесконечного периода получают уединённые волны — солитоны, энергия к-рых сосредоточена в основном на ограниченном интервале оси x (рис. 18). Для ур-ния Кортевега—де Фриса семейство солитонов задаётся решением $\psi = A \operatorname{sech}^2[(x - vt)/\Lambda]$, где $\Lambda = \sqrt{12\beta/\epsilon A}$,



Рис. 19. Ударная (а) и уединённая (б) волны отгибющих.

сжиматься, а характерной стационарной В. является солитон отгибющей в виде локализованного волнового пакета неизменной формы (рис. 19, б). В этом же случае несомодулированная гармоника В. оказывается неустойчивой по отношению к малым модулирующим возмущениям (модуляц. неустойчивость или самомодуляция).

Нелинейные волновые пучки. Неоднородные процессы, в к-рых одновременно действуют нелинейность, рефракция и дифракция, обычно чрезвычайно сложны для исследования, даже в случае гармонических во времени В. Для достаточно коротких В. здесь сохра-

няется применимость понятия луча, но его характеристики, в частности законы рефракции, зависят от амплитуды V . (в подобных случаях говорят о приближении нелинейной геом. оптики). Так, если показатель преломления световой V и зависит от её интенсивности I , то возникают эффекты саморефракции, когда без всякой внеш. неоднородности лучи искривляются в сторону больших I . При этом, если $n(I)$ — возрастающая ф-ция, то из-за такой саморефракции лучей в область больших I интенсивности ещё больше растёт, т. е. эффект имеет кумулятивный характер — возникает самофокусировка V . (см. *Самософокусировка света*). Особую сложность здесь представляет описание поля в области фокусов и каустик, где обычно наиб. сильно сказываются как нелинейные (в приближении геом. оптики амплитуда растёт неограниченно), так и дифракция.

Описание одновременно влияния нелинейности и дифракции на распространение почти гармонич. волнового лучка в нелинейной диспергирующей среде, и к-рой мала нелинейная добавка к $n \sim I$ (что типично для мн. задач нелинейной оптики, физики плазмы и др.), проводится обычно в рамках нелинейного ур-ния Шредингера, обобщающего ур-ния (24) и (29). Если V , распространяясь вдоль направления x , представляет собой модулированное в пространстве колебание: $\Psi = A(x) \exp(i\omega t - ikx)$, то это ур-ние имеет вид, обобщающий (24):

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{v}{2i\omega} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) - i\beta |A|^2 A. \quad (30)$$

Ур-ние (30), как и (24), описывает стационарный волновой лучок. В отсутствие нелинейности ($\beta=0$) лучок расширяется из-за поперечной диффузии. Нелинейность может полностью скомпенсировать это уширение, тогда V будет распространяться без уменьшения амплитуды ($\partial A/\partial x=0$), как бы «пробивая» сама себе волноводный канал. Такое решение возможно при $\beta > 0$ (фокусирующая нелинейность). Диссипация и разл. рода неустойчивости приводит к постепенному разрушению нелинейных волноводов. Нелинейность может и «перекompенсировать» дифракц. расходимость, что и означает самофокусировку лучка. Эффекты самофокусировки (и обратные им — самодиффузия) играют особенно важную роль в нелинейной оптике и квантовой радиофизике; в частности, они ограничивают возможности создания мощных лазеров с широкими волновыми пучками, поскольку в определ. условиях плоская V , оказывается неустойчивой по отношению к возмущениям её волнового фронта и распадается на отд. пучки («нити»).

В средах без дисперсии или со слабой дисперсией эффекты нелинейной рефракции и дифракции ещё сложнее, т. к. волновое поле не остаётся гармоническим и профиль V непрерывно деформируется, вплоть до образования ударных V , солитонов и др. Такие процессы типичны, напр., для нелинейной акустики (сюда относятся, в частности, задачи о распространении взрывных V . сильного звука в атмосфере и океане). Здесь также широко применяется приближение коротких волн, позволяющее, в частности, проследить за нелинейными искажениями V . вдоль лучей (нелинейная геом. акустика). При описании V . как квазилокального волнового пучка справедливо приближённое ур-ние, обобщающее ур-ние (27) в отношении учёта дифракции:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial t} + (v_0 + \varepsilon \Psi) \frac{\partial \Psi}{\partial x} - v \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right] = -\frac{1}{2c} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right), \quad (31)$$

где x — продольная, y, z — поперечные координаты. При $\beta=0$ это ур-ние часто наз. ур-нием Хопфа — Зобелотского, а при $v=0$ — ур-нием Кадамцева — Петвиашвили.

Ур-ние (31) ещё весьма сложно для решения; чтобы получить простое описание эффектов, применяют более

грубые упрощения. Так, при фокусировке волнового лучка в фокальную область приходится нелинейно искажённую V , однако в этой области, несмотря на рост нелинейности, ею иногда можно пренебречь, т. к. дифракц. эффекты оказываются сильнее. В результате процесс может быть описан поэтапно: сначала нелинейная фокусировка, затем линейная дифракция. Для диспергирующей среды без потерь ($v=0$) ур-ние (31) может иметь решения в виде двумерных солитонов.

Взаимодействие волн. Поскольку для нелинейных V . принцип суперпозиции не выполняется, допустимо говорить о взаимодействии V , т. е. о тех эффектах, к-рые возникают при их совместном распространении. В соответствии с разл. способами описания одного и того же поля, понятие взаимодействия часто трактуется неоднозначно. В случаях, когда описывается эволюция V . как целого, обычно говорят о «само взаимодействии» (пар., деформация профиля простой V , или деформация отблужающих для V . с узким спектром). Вместе с тем эти же процессы можно рассматривать как результат взаимодействия разл. спектральных составляющих (напр., гармоник) поля (см. выше). Выбор представления зависит от конкретных условий задачи. В средах с малой нелинейностью и сильной дисперсией особенно эффективно протекает взаимодействие почти гармонич. V , если выполняются те или иные резонансные условия. Пусть, напр., в среде возбуждены две V . с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами k_1 и k_2 . Из-за нелинейности возникнут возмущения с комбинац. частотами $\omega_m = m\omega_1 \pm n\omega_2$ и волновыми векторами $k_{mn} = mk_1 \pm nk_2$, где m и n — целые числа. Наиб. эффективно будут возбуждаться те из них, к-рые окажутся в резонансе с нормальными V . среды, т. е. для k -рых отношение ω_{mn}/k_{mn} совпадает с фазовой скоростью одной из таких V . Простейшим примером служит трёхволновое взаимодействие, когда одновременно выполняются соотношения $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, $k_1 = k_2 + k_3$ (условия s и n х р о и з м а). Эти соотношения выражают законы сохранения энергии $k\omega$ и импульса k при распадах и слияниях квантов поля: либо квант первой V . («накачки») распадается на два др. кванта, либо происходит слияние этих квантов в один. В одностороннем случае изменение комплексных амплитуд таких V . описывается связанными ур-ниями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial t} + v_{gr1} \frac{\partial A_1}{\partial x} &= -i\sigma_1 A_2 A_3, \\ \frac{\partial A_2}{\partial t} + v_{gr2} \frac{\partial A_2}{\partial x} &= i\sigma_2 A_1 A_3, \\ \frac{\partial A_3}{\partial t} + v_{gr3} \frac{\partial A_3}{\partial x} &= i\sigma_3 A_1 A_2, \end{aligned} \quad (32)$$

где v_{gr} — групповые скорости, σ — постоянные коэф. нелинейности, * — обозначение комплексного сопряжения. Из ур-ний (32) следует, что суммарная энергия всех трёх V . сохраняется, однако [напр., для гармонических в пространстве V , когда $A = A(t)$] происходит периодич. перекачка энергии от первой V . («накачки») к двум другим, и обратно. В «вырожденном» случае взаимодействия гармонич. V . с ед-й гармоничкой (т. е. когда $\omega_2 = \omega_3 = \omega$, $A_2 = A_3$) возможен (в отсутствие потерь) и полный переход энергии из осн. частоты во 2-ую гармонику (но не наоборот). В системах с обратной связью (напр., резонаторах) возможна параметрич. генерация V . на более низких частотах ω_2 и ω_3 за счёт энергии высокочастотной «накачки» на частоте ω_1 (см. *Параметрический резонанс*). Подобные эффекты наблюдаются для V . в плазме, световых и акустич. V . в кристаллах и т. д.; они используются, напр., в параметрических генераторах света (см. также *Вынужденное рассеяние света, Манделштама — Бриллюэна рассеяние*). Аналогичные резонансные взаимодействия возможны для четырёх и более V .

В известном смысле, другой предельный случай составляет «однократные акты» взаимодействия локализованных (удельных) нелинейных образований —

ударных В. и солитонов в средах со слабой дисперсией. Напр., при «слобовом столкновении» одинаковых ударных В. от места взаимодействия расходится ударные В., имеющие большую амплитуду, чем первичные, что приводит к сильному повышению давления в области взаимодействия (для линейных В. одинакового знака и величины давление увеличивается вдвое). Это справедливо и для случая падения ударной В. на жесткую перегородку — рост давления более чем вдвое даёт доплотит, увеличивая разрушит. действия В.

Взаимодействие солитонов тоже происходит сложным нелинейным образом, но, как уже говорилось, в ряде случаев солитоны выходят из этого взаимодействия сохранившими свою структурную цельность, что и говорит об их «настищенности».

Волны в активных средах. Классификацию волновых режимов в активных средах, способных снабжать В. энергией, проводят по аналогии с колебл. режимами в системах с сосредоточенными параметрами: усиления, генерации и т. д. Эти режимы могут возникать мягким или жестким образом в зависимости от того, происходит ли их запуск с нулевых или конечных, пороговых, значений амплитуд. В мягком режиме система при определ. условиях оказывается неустойчивой и под действием сколь угодно малых флуктуаций покидает равновесное положение. На нач. стадии она ведёт себя как линейная динамич. система с отрицат. трением, и возмущения в ней растут по экспоненц. закону, что соответствует комплексным значениям частот или волновых векторов, т. е., в отличие от систем с сосредоточенными параметрами, неустойчивость может развиваться и во времени, и в пространстве. Её дальнейшая судьба может сложиться двояко. Если возмущение, зародившись в одной области пространства, сносятся в сторону, несомненно отбирая энергию от разных участков активной среды и увеличиваясь по амплитуде, то неустойчивость наз. конвективной. На огранич. интервалах пространства это приводит к конечному усилению В. Так действуют мн. усилители В. в природе (напр., В. на воде, «нодгонемые» ветром) и технике (напр., В. в электронной лампе бегущей волны, где сигналы, поступающие на вход, сносятся электронным потоком, усиливаясь по пути).

Др. возможность состоит в том, что возмущение растёт всюду, в т. ч. в месте его появления. Это — абс. неустойчивость, существующая благодаря наличию «внутренних» обратных связей, распределённых по всей активной системе. Примером может служить электронная лампа обратной волны, в к-рой возмущения, усиленные электронным потоком, переносятся эл. магн. полями в обратном направлении, подвергаясь многократному усилению. Конечно, в большинстве реальных систем чёткое разделение конвективных и абс. неустойчивостей оказывается невозможным; так, распределённый усилитель превращается в генератор при добавлении «внешней» обратной связи, если замкнуть этот усилитель в кольцо (соединить выход со входом) или ввести отражатели (зеркала), принуждающие возмущения многократно проводить через одни и те же участки активной среды. Так устроены *лазеры, гиротроны* и др. приборы с активными средами внутри резонаторов; сходным образом ведут себя упругие пластинки, обтекаемые потоком воздуха (флаттерная неустойчивость) и др.

Экспоненц. рост амплитуды возмущений не может длиться неограниченно: либо возмущение покидает активную область, либо наступает нелинейная стадия движения, к-рая может привести к установлению *автоколебаний* со стационарной амплитудой. Равновесие достигается в результате взаимокompенсирующего действия нелинейности, диссипации и дисперсии. Так, рост В. может исчерпать энергетич. резерв среды или привести к росту потерь. Дисперсия, начиная с нек-рых амплитуд, может привести к выходу В. из режима синхронизации с «поставщиком энергии» (напр., электрон-

ным потоком), что приостановит рост амплитуды. При этом в случае сильной дисперсии «выжигает» практически лишь одна гармоника, и стационарное движение представляет собой почти гармонич. В., а при слабой дисперсии форма возмущения сильно варьируется вплоть до пилообразных, прямоугольных и др. наборов импульсов. Их амплитуда, в отличие от ударных В. или солитонов в «пассивных» средах, не произвольна, а предопределяется параметрами активной системы.

Нелинейность может и ускорить поступление энергии к В.; тогда рост её амплитуды становится всё более быстрым (взрывная неустойчивость); ограничение такого роста обуславливается к.-л. иными нелинейными механизмами.

Автоволны. В известном смысле, «крайним» случаем В. в активных средах можно считать автоволны, в к-рых энергия возмущения в данной точке черпается в основном из элементов среды, находящихся в окрестности этой точки, а перенос энергии В. приводит к последоват. «запуску» или переключению этих элементов, неровняющему их из одного состояния в другое (триггерный механизм). Наглядным примером может служить «волна падения» в цепочке костяшек домино, поставленных стоямя: каждый элемент «запускается» толчком от предыдущего, а затем падает под действием собств. веса, т. е. за счёт собств. потенц. энергии в поле тяжести. К автоволнам относят В. горения, В. детонации во взрывчатых веществах, импульсы возбуждения в нервных волокнах, а также В. эпидемий, экологич. происшествий и др. К ним можно отнести и старинный способ передачи сообщений с помощью последовательно зажигаемых свечелюков. «Обобществление» работы отдельных активных элементов в случае автоволн в распределённых системах обычно осуществляется за счёт процессов диффузионного типа.

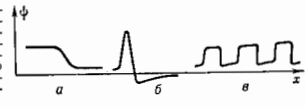
Матем. моделью автоволновых процессов в одномерном случае обычно может служить система из двух (или более) нелинейных диффузионных ур-ний:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} &= D_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + f_1(\psi, \Phi), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= D_2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + f_2(\psi, \Phi), \end{aligned} \quad (33)$$

где $D_{1,2}$ — коэф. диффузии, $f_{1,2}$ — нелинейные ф-ции, описывающие поступление энергии к В. Напр., ψ может отвечать перепаду потенциала на толщине мембраны нервного волокна, а Φ — ионной проводимости мембраны. Динамика такой системы часто включает быстрые

переходы из одного состояния в другое в пространстве и времени, разделённые сравнительно медленной релаксацией. Это может быть либо необратимый перебор между двумя устойчивыми состояниями (как в В. горения — рис. 20, а), либо переход системы на короткий срок в возбуждённое состояние (нервный импульс — рис. 20, б), либо, наконец, автоколебл. процесс в виде периодич. последовательности таких переборов (как в автоколебл. хим. реакциях — рис. 20, в).

В нек-рых хим. и биологич. системах возможны своеобразные двумерные и трёхмерные автоволны в виде неподвижных источников в произвольных, ничем не выделенных точках среды или вращающихся спиральных структур — ревербераторов, к-рые, возможно, ответственны за возникновение фибрилляций сердца. Взаимодействие автоволн происходит принципиально нелинейным образом. Две автоволны (В. пламени, хим.



реакций) при встречном распространении могут гасить друг друга.

Случайные волны. В природе и технике часто возникают В. в виде набора синусоид, дуг или одиночных импульсов со случайно меняющимися амплитудами и фазами. Если фазы разл. В. никак не связаны между собой, то В. считаются некогерентными (см. *Когерентность*). В этом случае явления интерференции не проявляются: при наложении друг на друга таких сигналов складываются ср. квадраты их амплитуд (мошности). Типичный пример — тепловое излучение тел: от ламп накаливания до космич. источников (Солнце). Несмотря на видимую запутанность отд. реализаций, случайные волновые поля могут подчиняться чётким закономерностям в отношении своих статистич. характеристик, напр. спектра мощности. Так, спектр интенсивности теплового эл.-магн. излучения чёрного тела описывается Планка формулой (см. *Планка закон излучения*).

В линейных средах случайные волновые процессы обязаны существованию наличию шумовых источников, действие к-рых описывается, напр., случайной ф-цией в правой части волнового ур-ния (5). В нелинейных системах случайные волны могут возникать в результате взаимодействия В. Напр., при одноврем. выполнении резонансных условий для мн. гармонич. нормальных В. возникает сложное многокаскадное взаимодействие, перераспределяющее энергию по спектру вплоть до стохастизации процесса, т. е. образования ансамбля В. со случайными фазами и амплитудами — волновой турбулентности. Для поддержания такого ансамбля в реальной среде с диссипацией необходимы источники энергии — внешние или внутренние. В ряде случаев, однако, источники и стоки энергии действуют в одних областях спектра, а нелинейный обмен энергией между В. — в других (т. н. инерционных интервалах), что существенно облегчает описание волновой турбулентности. По-видимому, это относится, в частности, к определ. участкам спектра развитого ветрового волнения на морской поверхности, турбулизованной плазмы и др. Стохастич. поведение могут обнаруживать и ансамбли солитонов. Сохраняя структуру, солитоны случайным образом меняют взаимное расположение за счёт многократных взаимодействий между собой и с источником энергии (качкачкой). Возможны также случайные ансамбли автоволн.

В активных нелинейных системах стохастич. поведение может быть присуще и небольшому числу В. Так, резонансное взаимодействие В. в активной среде в нек-рых случаях приводит к движениям, образом к-рых является *странный аттрактор*, и тогда соответствующие движения, по существу, неэлитичны от случайных.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Тр. уф. Ф. Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Пирс Д. Р., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1978; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухорухов А. П., Теория волн, М., 1979; Лейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979; Рабинович И. М., Трубецкой Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. М. А. Миллер, Л. А. Осмоловский.

ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ (плазменные волны) — эл.-магн. волны, самосогласованные с коллективным движением заряд. частиц плазмы. Спещифика плазмы, в частности её отличие от нейтрального газа, связана с волновыми процессами. Существует много типов В. в п., определяемых её состоянием, зависящим от наличия или отсутствия внеш. магн. полей и от конфигурации плазмы и полей. Классификация В. в п. производится прежде всего по величине амплитуды. При больших амплитудах волновые движения наз. нелинейными волнами; они могут быть регулярными, напр. солитоны, либо хаотическими, напр. *бесстационарные ударные волны*. Общее решение задачи о нелинейных волнах отсутствует. Задачу о волнах малой амплитуды удаётся решить до конца в общем виде, линеаризовав ур-ния,

описывающие состояние плазмы. Обычно под термином «В. в п.» понимаются именно такие линейные волны.

Наиб. общей для описания распространения В. в п. является система ур.-н Максвелла для эл.-магн. полей и *кинетический уравнений* Власова для плазмы. Однако в столкновит. плазме, когда тепловое движение заряд. частиц несущественно, удобно пользоваться гидродинамич. приближением (см. *Магнитная гидродинамика*).

Распространение В. в п. определяется диэлектрич. свойствами плазмы, к-рые в общем случае описываются с помощью тензора *диэлектрической проницаемости* плазмы $\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}(k, \omega)$, где k и ω — волновой вектор и частота В. в п., $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\sigma_{\alpha\beta}(k, \omega)$ — тензор проводимости, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. В силу линейности системы для фурье-гармоник элетрич. поля получаем в однородной плазме систему линейных алгебраич. ур.-н:

$$\Lambda_{\alpha\beta}(\omega, k) E_{\beta}(k, \omega) = \\ = \left\{ k^{\alpha} e^{\alpha} \left(\frac{k^{\alpha} k^{\beta}}{k^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) + \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) \right\} E_{\beta}(k, \omega) = 0.$$

Решение однородной системы существует, если

$$\Delta(k, \omega) = \det \{ \Lambda_{\alpha\beta}(k, \omega) \} = 0.$$

Это ур-ние определяет закон дисперсии (зависимость свойств. частота ω от k) собственных колебаний плазмы и наз. диспер. ур-нием. Закон дисперсии, полностью определяемый тензором $\epsilon_{\alpha\beta}$, имеет разл. вид в зависимости от типов волн.

В. в п. в отсутствие магнитного поля. В отсутствие внешних элетрич. и магн. полей ($E_0 = 0, H_0 = 0$) в изотропной холодной плазме существуют две моды совств. колебаний: продольные и поперечные волны. (Диэлектрич. проницаемость плазмы ϵ в отсутствие внеш. полей является скаларом.) Причиной продольных колебаний ($E \parallel k$), наз. ленгмюровскими (плазменными колебаниями или волнами пространственного заряда), является элетрич. поле, вызываемое разделением зарядов. Частота этих колебаний не зависит от длины волны, т. е. нет дисперсия этих волн, и равна ленгмюровской частоте электронов $\omega = \omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$. Здесь n — плотность равновесной плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона. Ленгмюровские колебания не распространяются в покоящейся холодной плазме, поскольку их групповая скорость $v_{gr} = d\omega/dk = 0$. Приближение холодной плазмы (темпы конов и электронов $T_i = T_e = 0$) означает, что тепловые скорости электронов и ионов настолько малы, что частицы за период колебаний не успевают сместиться на расстояние порядка длины волны. Если имеется распределение электронов по скоростям ($T_e \neq 0$), возникает пространственная дисперсия ленгмюровских колебаний: $\omega_k = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3k^2 r_D^2}$ ($r_D = \sqrt{T_e / 4\pi n e^2}$ — *дебаевский радиус экранирования*) и они медленно ($k r_D \ll 1$) распространяются ($d\omega/dk \neq 0$) через плазму. Учт тепловое движение (газокинетич. давление) плазмы приводит также к появлению ещё одной моды продольных колебаний, низкочастотной, в к-рых уже участвуют ионы. Эти колебания наз. ионно-звукowymi и имеют след. закон дисперсии: $\omega_s = kv_s [3T_i / T_e + 1 / (1 + k^2 r_D^2)]^{1/2}$, где $v_s = (T_e / m_i)^{1/2}$ — т. н. скорость ионного аука. Значение этой скорости больше тепловой скорости ионов и меньше тепловой скорости электронов. В столкновит. плазме эти волны аналогичны звуковым волнам. В бесстолкновит. плазме, когда T_i и T_e могут значительно отличаться, ионно-звукковые волны могут существовать только при $T_e \gg T_i$ и наз. обычно не-звонными в. в уком. При нарушении последнего неравенства (при $T_e \approx T_i$) ионно-звукковые волны бьст-

ро затухают за счёт *Ландау затухания*. Дисперс. ур-ние для поперечных ($E \perp k$) эл.-магн. колебаний в холодной плазме имеет вид $\omega_1 = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2}$. В разреженной плазме ($kc \gg \omega_{pe}$) закон дисперсии поперечных эл.-магн. колебаний такой же, как для световых волн в вакууме. Наличие теплового движения частиц в нерелятивистской плазме ($T_e \neq 0$) даёт лишь незначит. поправки к частоте ω_1 . Эл.-магн. В. в п. переносит энергию через холодную и покоящуюся плазму со скоростью $v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{kc^2}{\omega} = \frac{c}{(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2})^{1/2}} < c$. Фазовая скорость эл.-магн. В. в п. больше, чем в вакууме:

$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = c \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2}\right)^{1/2} > c$. Как видно из дисперс. ур-ния, поперечные эл.-магн. В. в п. распространяются только при $\omega > \omega_{pe}$. Это свойство позволяет использовать их для *диагностики плазмы*.

Т. о., в отсутствие внеш. магн. поля в плазме могут существовать три ветви колебаний (рис. 1): эл.-магн., ленгмювские и ионно-звуковые.

В. в п. в магнитном поле. Магн. поле существенно меняет волновые свойства плазмы: увеличивается число мод собств. колебаний, меняется их поляризация, причём уже не всегда чётко можно разделить продольные и поперечные волны. В плазме с магн.

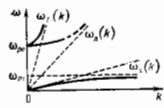


Рис. 1. Колебания в плазме в отсутствие магнитного поля.

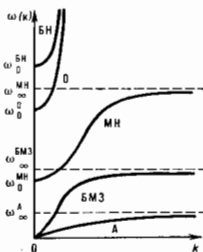


Рис. 2. Типы волн в холодной намагниченной плазме: А — альвеновская; БМЗ — быстрая магнитозвуковая; МН — медленная неоднородная; БН — быстрая неоднородная; О — обыкновенная.

полез существуют также волны, наз. модами Бернштейна, к-рые не имеют аналога в газодинамике. Диэлектрич. проницаемость плазмы в магн. поле становится тензором, и закон дисперсии в явном виде в магнитоактивной плазме удаётся получить лишь в нек-рых частных случаях.

В холодной ($T_e = 0$) плазме в магн. поле ($E_0 = 0$, $H_0 \neq 0$) могут наблюдаться пять ветвей колебаний (рис. 2). В случае распространения волн вдоль магн. поля ($k \parallel H_0$) имеются одна мода продольных волн (ленгмювские колебания) и четыре моды поперечных эл.-магн. колебаний, существующие в разных диапазонах частот (альвеновская, быстрая магнитозвуковая, обыкновенная и необыкновенная волны).

В области низких частот, меньших ионной циклотронной частоты $\omega \ll \omega_{H_i} = eH_0/m_i c$, закон дисперсии эл.-магн. волн описывает альвеновскую волну $\omega = kv_A \sqrt{1 - kv_A/\omega_{H_i}}$ ($v_A = H_0/\sqrt{4\pi n_i m_i}$ — альвеновская скорость; $v_A \ll c$) и быструю магнитозвуковую волну $\omega = kv_A \sqrt{1 + kv_A/\omega_{H_i}}$. Альвеновская волна обусловлена движением частиц поперёк силовых линий магн. поля, приводящим к искривлению последних. Сила со стороны H_0 действует как возвращающая сила (аналогично силе натяжения струны), а масса плазмы определяет силу инерции, к-рая конкурирует с возвращающей силой.

В быстрой магнитозвуковой волне, в отличие от альвеновской, отсутствуют возмущения компонент скорости и магн. поля, перпендикулярные H_0 . Скорость

этой моды колебаний равна альвеновской. С приближением частоты колебаний к ионно-циклотронной фазовая скорость альвеновской волны уменьшается до нуля. В этой области частот альвеновскую моду наз. ионно-циклотронной. При $\omega \rightarrow \omega_{H_i}$ последняя сильно затухает из-за циклотронного поглощения ионами. Фазовая скорость быстрой магнитозвуковой волны растёт при увеличении частоты. Поэтому вблизи ионно-циклотронной частоты в плазме должно наблюдаться двойное лучепреломление. В области частот между ионной циклотронной и электронной циклотронной $\omega_{H_i} \ll \omega \ll \omega_{H_e} = eH_0/m_e c$ быструю магнитозвуковую волну наз. в ист. л. е. р. м. или гелик. и. м. частота к-рого $\omega_h = \omega_{H_e} c k^2 / \omega_{pe}^2$.

В диапазоне частот, больших ω_{H_e} , существуют обыкновенная волна с законом дисперсии $\omega_0^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{\omega_{He}}{\omega}\right)$ и необыкновенная волна $\omega_1^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}\right)$.

Необыкновенная волна имеет правую круговую поляризацию, совпадающую с направлением циклотронного вращения электронов; вектор эл. магн. поля в обыкновенной волне вращается в противоположном направлении. Т. о., при $\omega \rightarrow \omega_{He}$ необыкновенная волна испытывает сильное затухание из-за циклотронного поглощения электронами аналогично поглощению ионно-циклотронной моды. Это явление используется в т. п. циклотронном методе *нагрева плазмы*.

Т. к. при частотах $\omega \gg \omega_{H_i}$ вдоль магн. поля могут распространяться волны как с левой, так и с правой круговой поляризацией, то при равных амплитудах этих волн в результате суперпозиции возникает линейно поляризованная волна с определ. плоскостью поляризации. Скорости распространения волн с разными поляризациями различны, поэтому наблюдается фарадеевское вращение плоскости поляризации, к-рое также используется для диагностики плазмы.

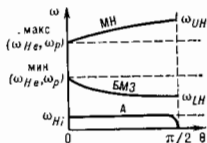
В случае поперечного распространения ($k \perp H_0$) альвеновская волна исчезает и остаются 4 ветви колебаний. В области низких частот частота быстрой магнитозвуковой волны определяется соотношением $\omega = kv_A$, справедливым вплоть до $\omega \gg \omega_{H_i}$. В области высоких частот имеются по-прежнему две линейно независимые волны — обыкновенная и необыкновенная — с ортогональными поляризациями, к-рые в данном случае линейны. В обыкновенной волне эл. магн. вектор параллелен H_0 , а магн. вектор перпендикулярен внеш. магн. полю. Колебания заряд. частиц при этом распространяются вдоль H_0 , так что магн. поле не влияет на распространение обыкновенной волны и её частота совпадает с частотой эл.-магн. волн в изотропной плазме:

$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}$. В необыкновенной волне вектор эл. магн. поля лежит в плоскости, ортогональной H_0 , а магн. поле волны параллельно ей. При этом выделяются две моды необыкновенных волн: быструю, эл. магн. вектор к-рой перпендикулярен k , а фазовая скорость больше скорости света, и медленную ($\frac{\omega}{k} < c$), к-рая поляризована вдоль k .

Если показатель преломления велик ($N = kc/\omega \rightarrow \infty$), В. в н. становятся почти эл.-статическими ($E \parallel k$). Частоты квазиэлектростатич. мод при распространении вдоль магн. поля ($\theta = \arccos(kH_0/kH_0) = 0$) для медленной необыкновенной, быстрой магнитозвуковой и альвеновской волн равны соответственно: $\omega_{MN}^A = \max(\omega_{pe}, \omega_{H_e})$, $\omega_{BMZ}^A = \min(\omega_{pe}, \omega_{H_e})$, $\omega_{MN}^A = \omega_{H_i}$. Вплотную плазму при $\omega_{pe} \gg \omega_{H_e}$ частоты $\omega_{MN}^A = \omega_{pe} + \frac{1}{2} \omega_{H_e}^2 \sin^2 \theta / \omega_{pe}$ и $\omega_{BMZ}^A = \omega_{H_e} \cos \theta$. (В случае разреженной плазмы необходимо заменить $\omega_{H_e} \leftrightarrow \omega_{pe}$.) При

распространении поперек магн. поля $(\theta \rightarrow \pi/2)$ альвеновская волна исчезает $(\omega_0 = \omega_{H1} \rightarrow 0)$; частота медленной необыкновенной волны $\omega_{MH} \rightarrow \omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$ наз. частотой верхнегибридного резонанса. При этом частота быстрой магнитозвуковой волны $\omega_{BM3} \rightarrow \omega_{LH} = \sqrt{\omega_{H1} \omega_{H2} (1 + \omega_{H1}^2 / \omega_p^2) / (1 + \omega_{H2}^2 / \omega_p^2)}$, где ω_{LH} наз. частотой нижнегибридного резонанса.

Рис. 3. Зависимость частоты электростатических колебаний от угла θ между магнитным полем и направлением распространения.



Зависимость частоты эл.-статич. колебаний от угла распространения θ изображена на рис. 3.

Резонансы играют существенную роль при распространении В. в п. Вблизи них резко возрастает затухание волн и уровень тепловых шумов. Показатель преломления эл.-магн. волн вблизи этих резонансов велик $(N \gg 1)$, а фазовая скорость значительно меньше скорости света, так что *взаимодействие частиц с волнами* происходит наиб. эффективно именно вблизи резонансов. Нагрев плазмы волнами в области нижнегибридного резонанса широко используется в термоядерных установках типа «Токамак».

В случае $N \rightarrow 0$ ($k \rightarrow 0$) частоты эл.-магн. волн приближаются к т. н. частотам от сечки и, ниже к-рых вплоть до соответствующих резонансных частот находится область непрозрачности для волн. Эти частоты, имеющие смысл пороговых, выше к-рых распространение В. в н. возможно, для быстрой необыкновенной, медленной необыкновенной и обыкновенной волн

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{He}^2}{4}} + \frac{\omega_{He}}{2}; \quad \omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_{He}^2}{4}} - \frac{\omega_{He}}{2} \quad \text{и} \quad \omega_0 = \omega_{pe}.$$

При учёте теплового движения частиц число ветвей колебаний в плазме увеличивается. Во-первых, в области низких частот, наряду с альвеновской и быстрой магнитозвуковой волнами, выявляется мода, наз. медленной магнитозвуковой, к-рая аналогична ионному звуку: $\omega = kv_z \cos \theta$ (при $v_A \gg v_D$). Др. эффект, обусловленный конечностью ларморовского радиуса $\rho_L = v_T / \omega_{H1}$ (где v_T — тепловая скорость ионов или электронов; $i = e, i$), — появление при квазиоперечном распространении $(\theta \approx \frac{\pi}{2})$ ветви потещ. колебаний, частоты к-рых при $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$ стремятся к $m\omega_{H1}$ ($m = 1, 2, \dots$). Эти колебания, обусловленные чисто кинетич. эффектами, наз. модами Бернштейна и т. д. Их закон дисперсии можно представить в виде $\omega_{\pm}^{(i)} = m\omega_{H1} [1 + \Delta_m^{(i)}(k)]$. В частности, для ионных гармоник при $\omega_p \gg \omega_{H1}$ имеем $\Delta_m^{(i)} \approx \frac{T_e}{T_e + T_i} \times$

$\times I_m(\mu) e^{-\mu^2}$, где $\mu_i = k^2 \rho_L^2$ и I_m — модифицир. ф-ция Бесселя.

В неоднородной замагниченной плазме появляются новые моды НЧ-колебаний, наз. дрейф фоновыми, поперечная скорость к-рых ($\perp H_0$) определяется скоростью дрейфа частиц в неоднородном магн. поле (см. *Дрейф заряженных частиц*): $\omega/k_{\perp} = v_D$, причём $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$. Среди потенциальных (параллельных H_0) дрейфовых колебаний достаточно разреженной плазмы $[\beta = 8\pi(T_e + T_i) / H_0^2 \ll 1]$ различают электронные и ионные. Частоты к-рых соответственно равны $\omega_e = -k_y (cT_e e / H_0) (d \ln n / dx)$ и $\omega_i = -\omega_e T_i / T_e$, где ось OZ

выбрана вдоль H_0 и ось OX — вдоль Δl . С возрастанием β колебания становятся непотенциальными. При этом частота медленных дрейфовых волн, скорость к-рых меньше альвеновской, совпадает с ω_e .

В общем случае частоты собств. колебаний $\omega_0(k)$ — комплексные величины, мнимая часть к-рых связана с антирэммитовой частью $\epsilon_{\alpha\beta}$, обусловленной поглощением эл.-магн. поля в термодинамически равновесной плазме (см. *Диэлектрическая проницаемость*). В беспотенциал. плазме затухание эл.-магн. волн происходит благодаря наличию группы частиц, находящихся в резонансе с волной. В изотропной плазме число резонансных частиц невелико (затухание мало), если фазовая скорость колебаний много больше тепловой скорости частиц. В случае ленгмюровских колебаний это условие выполняется для колебаний с достаточно большой длиной волны $k r_D \ll 1$. При этом затухание экспоненциально мало, т. к. в резонансе находятся частицы на «хвосте» ф-ции распределения. Если же в плазме наряду с тепловыми частицами присутствует электронный пучок, скорость к-рого равна фазовой скорости ленгмювской волны, то можно подобрать такую плотность пучка, что решение диспер. ур-ния будет описывать беззатухающую волну. Такие плазменные волны наз. в о л н а м и в а н К а м е н а. Они представляют собой модулир. пучки частиц, согласованные в своём движении с движением волны.

Плотность энергии В. в н. W_k , состоящая из эл.-магн. энергии и энергии возмущённого движения нерезонансных частиц, определяется выражением

$$W_k = \left[\frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 q_{\alpha} \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) q_{\beta}^*) \frac{|E_k|^2}{8\pi} \right]_{\omega = \omega_0(k)}$$

где $q(k, \omega)$ — вектор поляризации волны (предполагается, что $\text{Im } \omega \ll \text{Re } \omega$). Отсюда видно, что энергия волн может быть как положительной, так и отрицательной. В последнем случае они наз. волнами с отрицат. энергией. Отрицательность энергии означает, что возбуждение волны сопровождается не уменьшением, а увеличением энергии волновой среды. Простейшим примером, когда колебания могут обладать отрицат. энергией, является движущаяся со скоростью v холодная изотропная плазма, для к-рой

$$\epsilon_{\alpha\beta} = [1 - \omega_p^2 / (\omega - kv)^2] \delta_{\alpha\beta} \quad \text{и} \quad \omega(k) = kv \pm \omega_p.$$

При этом, как следует из ф-лы (*), для достаточно коротковолновых $kv \gg \omega_p$ колебаний $W_k < 0$. Взаимодействие волн с отрицат. энергией с волнами положит. энергии приводит к развитию нелинейной неустойчивости (см. *Взаимодействие волн в плазме*).

Лит. Шафранов В. Д., *Электромагнитные волны в плазме*, в сб.: *Вопросы теории плазмы*, в. 3, М., 1963; С т я к с Т., *Теория наземных волн*, пер. с англ., М., 1965; Г и н з б у р г В. Л., Р у ж а н з е А. А., *Волны в магнитной плазме*, 2 изд., М., 1975; *Электродинамика плазмы*, М., 1974.

Е. В. Митшин, В. Н. Орловский.

ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ — волны, связанные с любой движущейся микрочастицей, отражающие квантовую природу материи.

Внерые квантовые свойства были открыты у эл.-магн. поля. После исследования М. Планком (М. Planck) законов теплового излучения тол (1900) в науку вошло представление о «световых порциях» — квантах эл.-магн. поля. Эти кванты — фотоны — во многом похожи на частицы (корпускулы); они обладают определёнными энергией и импульсом, взаимодействуют с веществом как целое. В то же время давно известны волновые свойства эл.-магн. излучения, к-рые проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции света. Т. о., можно говорить о двойственной природе, или о корпускулярно-волновом дуализме, фотона.

В 1924 Л. де Бройль (L. de Broglie) высказал гипотезу о том, что корпускулярно-волновой дуализм присущ всем без исключения видам материи — электронам,

протоном, атомам и т. д., причём количественные соотношения между волновыми и корпускулярными свойствами частиц те же, что и установленные ранее для фотонов. А именно, если частица имеет энергию ϵ и импульс, абс. значение k -рого равно r , то с ней связана волна частоты $\nu = \epsilon/h$ и длины $\lambda = h/r$, где $h \approx 6.610 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка. Эти волны и лучи-лучики назв. В. де Б.

Для частиц не очень высокой энергии ($v \ll c$) $\lambda = h/mv$, где m и v — масса и скорость частицы. Следовательно, длина В. де Б. тем меньше, чем больше масса частицы и её скорость. Напр., частице с массой в 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует В. де Б. с $\lambda \approx 10^{-28}$ А, что лежит за пределами доступной наблюдению области. Поэтому волновые свойства несущественны в механике макроскопич. тел. Для электронов с энергиями от 1 эВ до 10 000 эВ длины В. де Б. лежат в пределах от 1 А до 0,1 А, т. е. в интервале длин волн рентг. излучения. Поэтому волновые свойства электронов должны проявиться, напр., при их рассеянии на тех же кристаллах, на к-рых наблюдается дифракция рентгеновских лучей.

Первое эксперим. подтверждение гипотезы де Бройля получено в 1927 в опытах К. Дэвиссона (С. Davisson) и Л. Джермера (L. Germer). Пучок электронов ускорился в электрич. поле с разностью потенциалов 100—150 В (энергия таких электронов 100—150 эВ, что соответствует $\lambda \approx 1$ А) и падал на кристалл никеля, играющий роль пространственной дифракц. решётки. Было установлено, что электроны дифрагируют на кристалле, причём именно так, как должно быть для волн, длина к-рых определяется соотношением де Бройля. Волновые свойства электронов, нейтронов и др. частиц, а также атомов и молекул не только надёжно доказаны прямыми опытами, но и широко используются в установках с высокой разрешающей способностью, так что можно говорить об инженерном использовании В. де Б. (см. Дифракция частиц).

Подтверждённая на опыте идея де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме микрочастиц принципиально изменила представления об объекте микромира. Поскольку всем микробъектам (но традиции за ними сохраняются термин «частицы») присущи и корпускулярные и волновые свойства, то, очевидно, любую из этих «частиц» нельзя считать ни частицей, ни волной в классич. понимании этих слов. Возникла потребность в такой теории, в к-рой волновые и корпускулярные свойства материи выступали бы не как исключительные, а как взаимно дополняющие друг друга. В основу такой теории — волновой, или квантовой, механики — и легла концепция де Бройля, уточнение к-рой привело к вероятностной интерпретации В. де Б. В 1926 М. Борн (М. Born) высказал идею о том, что волновым законом поднимается величина, описывающая состояние частицы. Она была названа *волновой функцией* (ψ). Квадрат модуля ψ определяет вероятность нахождения частицы в разл. точках пространства в разные моменты времени. Волнован ψ -ция свободно движущейся частицы с точно заданным импульсом и является В. де Б.; в частном случае движения вдоль оси x она имеет вид плоской волны:

$$\psi(x, t) \approx \exp \left[\frac{i}{h} (px - Et) \right]$$

(где t — время, $h = h/2\pi$). В этом случае $|\psi|^2 = \text{const}$, т. е. вероятность обнаружить частицу во всех точках одинакова.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*. В. И. Григорьев. **ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ** в металлах — периодич. перераспределение в пространстве электронного, ионного и суммарного зарядов, обусловленное малыми периодами, смещениями ионов около их положений равновесия в кристаллич. решётке [1]. Состояние с В.э.н. обнаруживается по рассеению рентг. лучей, быстрых электронов и нейтронов; для него характерно присутствие дифракц. пиков исходной решёт-

ки и более слабых пиков «спутников» около этих осп. дифракц. пиков [1] (см. *Рентгеновский структурный анализ, Электроннография*). Состояние с В.э.п. возникает при охлаждении металла ниже некой критич. точки. Фазовый переход в состоянии с В.э.п. проявляется в изменении температурной зависимости сопротивления, постоянной Холла, магн. восприимчивости и в модификации электронного спектра металлов.

Период В.э.п. может быть соизмеримым с периодом исходной решётки, и тогда говорят о соизмеримых В.э.п., в отличие от несоизмеримых В.э.п. Как правило, при несоизмеримости период решётки зависит от температуры и возможны структурные переходы к соизмеримым В.э.п.

Переходы в состоянии с В.э.п. обнаружены в металлах с сильной анизотропией электронного спектра. Эта анизотропия может иметь двумерный характер, когда электроны двигаются свободно вдоль плоскости (их волновые функции *Ванье* на разных узлах перекрываются), но между плоскостями их движение затруднено (слабое перекрытие электронных волновых ф-ций Ванье). К таким соединениям относятся, напр., слоистые соединения диалкометидов переходных металлов типа TaS_2 , NbSe_2 [1] (см. *Квазидвумерные соединения*). Анизотропия одномерного типа реализуется в соединениях со структурной цепочкой [2], напр. в *органических проводниках* [3] (см. *Квазидвумерные соединения*).

Предполагается, что происхождение переходов в состоянии с В.э.п. во всех этих системах связано с особенностями геометрии *ферми-поверхности* электронов. Теория показывает, что если достаточно большие участки поверхности Ферми совмещаются при параллельном переносе на вектор Q , то поляризуемость системы электронов в периодич. электрич. поле решётки $E = E_0 e^{i(Qr - \omega t)}$ с волновым вектором Q (r — радиус-вектор узла решётки) велика и решётка становится неустойчивой относительно появления периодич. искажения с волновым вектором Q . Эти искажения формируются ниже критич. температуры и приводят к появлению энергетич. щели в электронном спектре на совмещающихся участках поверхности Ферми, т. е. к полной или частичной потере металлич. свойств. Степень совмещённости, как и степень потери металлич. свойств (диалектризация), увеличивается по мере усиления анизотропии электронного спектра. В квазидвумерных соединениях (слоистых) появление энергетич. щели на всей поверхности Ферми невозможно, и они сохраняют при переходе в состояние с В.э.п. металлич. свойства или в случае больших смещений атомов становятся *полуметаллами*. В квазидвумерных соединениях площадь совмещающихся отд. участков поверхности Ферми больше и энергетич. щель может появиться на всей поверхности Ферми. При этом в состоянии с В.э.п. квазидвумерные соединения становятся диалектриками (*Израберса переход*, [4, 5]).

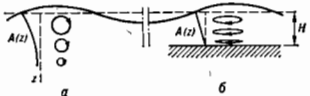
Образующаяся диалектрич. состояние является необычным: эл.-магн. поле может возбуждать низкочастотные фононы, для к-рых характер движения частиц, составляющих решётку, иной, чем в акустич. ветви *коллективной кристаллической решётки*. Эти колебания назв. *Фрелиховской коллективной модой*. В состоянии с несоизмеримыми В.э.п. в идеальном кристалле спектр этой моды начинается с 0 (осн. состояние вырождено по фазе В.э.п.). Фрелиховская мода соответствует периодич. колебаниям фазы В.э.п. с малой амплитудой; в этих движениях участвуют как электроны, так и ионы решётки, причём электроны обесценивают оптич. активность моды, а ионы — низкую частоту [6]. Примеси фиксируют фазу В.э.п., приводя к конечной, но большой поляризуемости электронной системы. Аналогично действуют эффекты соизмеримости, при этом спектр Фрелиховской моды начинается с конечной частоты. Кроме фрелиховской моды, для состояния с В.э.п. характерны солитонные возбуждения, к-рые представляют собой резкие изменения фазы

В. з. и. (см. Солитон). Солитонные возмущения способны переносить заряд или спин электронов (спиновой плотности волны) и представляют новый тип квази-частицы. Наиб. полно изучены солитоны в квазиодномерной системе с удвоенным периодом [7, 8].

Лит.: 1) Wilson J. A., Zoffe A. D., The transition metal dichal. supercond. *Adv. Phys.*, 1969, т. 18, с. 1; 2) Shchegolev I. F., Electric and magnetic properties of linear conducting chains, *Phys. status solidi(a)*, 1972, v. 12, p. 9; 3) Friedl J., Jeroen D., Organic superconductors, *Contemp. Phys.*, 1982, v. 23, p. 583; 4) Бузалецкий Л. И., Структурный (пайерсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, *«УФН»*, 1975, т. 115, с. 263; 5) Бузалецкий Л. И., Структурные переходы к образованию волн зарпированности в слоистых соединениях, *«УФН»*, 1979, т. 120, с. 259; 6) Lee P. A., Rice T. M., Anderson P. W., Conductivity from charge or spin density waves, *Solid State Comm.*, 1974, v. 14, p. 709; 7) Smith W. P., Schrieffer J. R., Heeger A., Soliton excitations in polyacetylene, *«Phys. Rev.»*, 1980, v. B22, p. 2099; 8) Бравоцкий С. А., Автолокализационные возмущения в состоянии Паверла—Фрелиха, *«ЖЭТФ»*, 1980, т. 78, с. 677.

Л. Н. Бузалецкий.

ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ — см. *Ионизационные волны*.
ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ — волновые движения жидкости, существование к-рых связано с изменением формы её границы. Наиб. важный пример — волны на свободной поверхности водоёма (океана, моря, озера и др.), формирующиеся благодаря действию сил тяжести и поверхностного натяжения. Если к-л. внеш. воздействие (брошенный камень, движение судна, порыв ветра и т. п.) нарушает равновесие жидкости, то указанные силы, стремясь восстановить равновесие, создают движения, передаваемые от одних частиц жидкости к другим, порождая волны. При этом волновые движения охватывают, строго говоря, всю толщу воды, но если глубина водоёма велика по сравнению с длиной волны, то эти движения сосредоточены гл. обр. в приповерхностном слое, практически не достигающей дна (короткие волны, или волны на глубокой воде). Простейший вид таких волн — плоская синусоидальная волна, в к-рой поверхность жидкости синусоидально «гофрирована» в одном направлении, а все возмущения (силы, величин, напр. вверх, смещения частиц $\xi(x, z, t)$, имеют вид $\xi = A \sin(\omega t - kz)$, где z — горизонтальная, z — вертикальная координаты, ω — угл. частота, k — волновое число, A — амплитуда колебаний частиц, зависящая от глубины z . Решение ур-ний гидродинамики несжимаемой жидкости вместе с граничными условиями (пост. давление на поверхности и



Траектории движения частиц воды в синусоидальной волне: а — на глубокой, б — на мелкой воде.

отсутствие возмущений на большой глубине) показывает, что $A(z) = A_0 e^{-kz}$, где A_0 — амплитуда смещения поверхности. При этом каждая частица жидкости движется по окружности, радиус к-рой равен $A(z)$ (рис., а). Т.о., колебания затухают в глубь жидкости по экспоненте, и тем быстрее, чем короче волна (больше k). Величины ω и k связаны дисперсионным уравнением

$$\omega = \sqrt{gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения, σ — коэф. поверхностного натяжения. Из этой ф-лы определяются фазовая скорость $v_{\phi} = \omega/k$, с к-рой движется точка с фиксир. фазой (напр., вершина волны), и групповая скорость $v_{gp} = d\omega/dk$ — скорость движения энергии. Обе эти скорости в зависимости от k (или длины волны $\lambda = 2\pi/k$) имеют минимум; так, мин. значение фазовой скорости волн на чистой (лишённой загрязняющих влёнок, влияющих на поверхностное натяжение) воде достигается при $\lambda \approx 1,7$ см и равно

23 см/с. Волны гораздо меньшей длины наз. капиллярными, а более длинные — гравитационными, т. к. на их распространение преимуществ. влияние оказывают соответственно силы поверхностного натяжения и тяжести. Для чисто гравитат. волн $v_{\phi} = 2c_{gr} = g/\omega$. В смешанном случае говорят о гравитат.-капиллярных волнах.

В общем случае на характеристики волн влияет полная глубина жидкости H . Если вертикал. смещения жидкости у дна равны нулю (жёсткое дно), то в плоской синусоидальной волне амплитуда колебаний меняется по закону: $A_0 \sinh k(H-z)/\sinh kH$, а дисперс. ур-ние волн в водоёме конечной глубины (без учёта вращения Земли) имеет вид

$$\omega = \sqrt{(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}) \tanh kH}. \quad (2)$$

Для коротких волн ($kH \gg 1$) это ур-ние совпадает с (1). Для длинных волн, или волн на мелкой воде ($kH \ll 1$), если можно пренебречь эффектами капиллярности (для длинных волн они обычно существенны только в случае тонких плёнок жидкости), оно приобретает вид $\omega = k\sqrt{gH}$. В такой волне фазовая и групповая скорости равны одной и той же величине $v = \sqrt{gH}$, не зависящей от частоты. Это значение скорости наименьшее для гравитат. волн в данном водоёме; в самом глубоком месте океана ($H = 11$ км) оно ≈ 330 м/с. Движение частиц в длинной волне происходит по эллипсам, сильно вытянутым в горизонтальном направлении, причём амплитуда горизонтальных движений частиц почти одинакова по всей глубине (рис., б).

Перечисленным свойствам обладают только волны достаточно малой амплитуды (много меньше как длины волны, так и глубины водоёма). Интенсивные нелинейные волны имеют существенно несинусоидальную форму, зависящую от амплитуды. Характер нелинейного процесса зависит от соотношения между длиной волны и глубиной водоёма. Короткие гравитат. волны на глубокой воде приобретают заострённые вершины, к-рые при отрезе, критич. значении их высоты образуются с образованием капиллярной «рабы» или пенных «барашков». Волны умеренной амплитуды могут иметь стационарную форму, не изменяющуюся при распространении. Согласно теории Герстнера, в нелинейной стационарной волне частицы по-прежнему движутся по окружности, поверхность же имеет форму троиходы, к-рая при малой амплитуде совпадает с синусоидой, а при нек-рой макс. критич. амплитуде, равной $\lambda/2\lambda$, превращается в циклоиду, имеющую на вершинах «острия». Более близкие к данным наблюдениям результаты даёт теория Стокса, согласно к-рой частицы в стационарной нелинейной волне движутся по незамкнутым траекториям, т. е. «дрейфуют» в направлении распространения волны, причём при критич. значении амплитуды (несколько меньше $\lambda/2\lambda$) на вершине волны появляются не «острия», а «изломы» с углом 120° .

У длинных нелинейных волн на мелкой воде скорость движения любой точки профиля растёт с высотой, поэтому вершина волны достигает её подножия; в результате крутизна переднего склона волны непрерывно увеличивается. Для относительно невысоких волн этот рост крутизны останавливает дисперсия, связанная с конечностью глубины водоёма; такие волны описываются *Кортвеге-де Фриса уравнением*. Стационарные волны на мелководье могут быть периодическими или удлинёнными (см. Солитон); для них также существует критич. высота, при к-рой они обрушиваются. На распространение длинных волн существ. влияние оказывает рельеф дна. Так, подходи к пологому берегу, волны резко тормозятся и обрушиваются (прибой); при входе волны из моря в русло реки возможно образование крутого пенящегося фронта — бора, продвигающегося вверх по реке в виде отнесной стены. Волны дунами в районе очага землетрясения, их возбуждаю-

щего, почти незаметны, однако выходя на сравнительно мелководную прибрежную область — шельф, они иногда достигают большой высоты, представляя громадную опасность для береговых поселений.

В реальных условиях В. на п. ж. не являются плоскими, а имеют более сложную пространственную структуру, зависящую от характеристик их источника. Напр., упавший в воду камень порождает круговые волны (см. *Цилиндрическая волна*). Движение судна возбуждает корабельные волны; одна система таких волн расходит от носа судна в виде «усов» (на глубокой воде угол между «усами» не зависит от скорости движения источника и близок к 39°), другая — движется за его кормой в направлении движения судна. Источники длинных волн в океане — силы притяжения Луны и Солнца, порождающие приливы, а также подводные землетрясения и извержения вулканов — источники волн цунами.

Сложную структуру имеют ветровые волны, характеристики к-рых определяются скоростью ветра и временем его воздействия на волну. Механизм передачи энергии от ветра к волне связан с тем, что пульсации давления в потоке воздуха деформируют поверхность. В свою очередь эти деформации влияют на распределение давления воздуха вблизи водной поверхности, причём эти два эффекта могут усиливать друг друга, и в результате амплитуда возмущений поверхности нарастает (см. *Автоколебания*). При этом фазовая скорость возбуждаемой волны близка к скорости ветра; благодаря такому синхронизму пульсации воздуха действуют «в такт» с чередованием возвышений и впадин (резонанс во времени и пространстве). Это условие может выполняться для волн разных частот, бегущих в разл. направлениях по отношению к ветру; получаемая ими энергия затем частично переходит и к другим волнам за счёт нелинейных взаимодействий (см. *Волны*). В результате развитое волнение представляет собой случайный процесс, характеризующийся непрерывным распределением энергии по частотам и направлениям (пространственно-временным спектром). Волны, уходящие из области действия ветра (зюльб), приобретают более регулярную форму.

Волны, аналогичные В. на п. ж., существуют и на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей (см. *Внутренние волны*).

В океане волны изучаются разл. методами с помощью волнографов, следящих за колебаниями поверхности воды, а также дистанц. методами (фотографирование поверхности моря, использование радио- и гидролокаторов) — с судов, самолётов и ИСЗ.

Лит.: В. а с к о м В., *Волны и пляжи*, [пер. с англ.], Л., 1968; Т р а н к е р Р., *Вор, прибор, волнение и корабельные волны*, [пер. с англ.], М., 1969; У и л с о м Д. И., *Линейные и нелинейные волны*, пер. с англ., М., 1977; *Физика океана*, т. 2 — *Гидродинамика океана*, М., 1978; К а д о м ц е в Б. Е., Р ы л ь н и й В. И., *Волны* (вопросник), М., 1981; З л а т ы х и Л. Д. Ж., *Волны в жидкостях*, пер. с англ., М., 1981; З л а т ы х И. П., М а й с е Л., *Волны в океане*, пер. с англ., [ч.] 1—2, М., 1981.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются распространение оптич. излучения по волоконным световодам (ВС) и возникающие при этом явления.

В. о. возникла в 50-х гг. 20 в. В первые 20 лет развития в качестве элементов В. о. использовались гл. обр. жгуты световодов (с регулярной и нерегулярной укладкой) длиной порядка неск. м. Материалом для изготовления таких ВС являлись многокомпонентные оптич. стёкла; проницаемость световодов в видимой области спектра составляло 30—70% на длине в 1 м. Низкий коэф. пропускания обусловлен затуханием света в стекле из-за большой концентрации примесей. Числовая апертура световодов составляет величину 0,5—1. Наиб. широкое применение для освещения труднодоступных объектов и для передачи изображений жгуты световодов нашли в приборостроении, в частности для техн. и медицинской эндоскопии. В 70-х гг. 20 в. произошло второе рождение

В. о., когда были разработаны ВС на основе кварцевого стекла с оптич. потерями ~ 1 дБ/км в ближней ИК-области спектра. (Проницаемость таких световодов составляет $\sim 50\%$ при длине световода в неск. км.) Эти световоды используются в системах дальней *оптической связи*, в бортовых системах связи, системах передачи телеметрич. информации, в датчиках разл. физ. полей (магн. поля, темп-ры, вращения, акустич. волны) и др. **Волоконный световод** в простейшем варианте представляет собой длинную гибкую нить, сердцевина к-рой из высокопреломляющего диэлектрика с показателем преломления n_1 окружена оболочкой с показателем преломления $n_2 < n_1$.

Характер распространения оптич. излучения по ВС зависит от его поперечных размеров и профиля показателя преломления по сечению. Так, напр., число типов колебаний (мод), к-рые могут распространяться по ВС для заданной длины волны излучения, пропорционально квадрату диаметра сердцевины $2a$ и разности показателей преломления сердцевины и оболочки $\Delta n = n_1 - n_2$. Уменьшая произведение этих величин, можно добиться распространения по световоду лишь

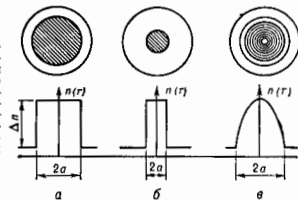


Рис. 1. Поперечное сечение и профиль показателя преломления по сечению для световодов: а — многомодовых ступенчатых; б — одномодовых; в — многомодовых с градиентным.

одной моды. В этом случае ВС наз. одномодовым. Имеется много типов структур ВС, однако к 80-м гг. 20 в. наиб. распространение получили три типа ВС (рис. 1): многомодовые со ступенчатым профилем показателя преломления, многомодовые с градиентным профилем показателя преломления и одномодовые. В одномодовых ВС обычно $2a \approx 5\text{--}10$ мкм (для ближней ИК-диапазона), в многомодовых — от неск. десятков до неск. сотен мкм. Разность Δn для многомодовых световодов составляет $\sim 1\text{--}2\%$, для одномодовых — неск. десятых долей процента. Полный диаметр световодов составляет $\sim 10^2\text{--}10^3$ мкм.

Распространение света по ВС обусловлено полным внутр. отражением света на границе сердцевина—оболочка. Лучи, падающие на границу сердцевина—оболочка под углом $\theta \leq \theta_{\text{кпр}}$, где $\sin \theta_{\text{кпр}} = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, испытывают полное внутр. отражение, приводя к зигзагообразному распространению света вдоль световода

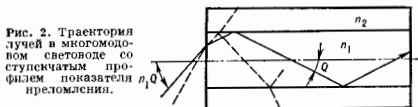


Рис. 2. Траектория лучей в многомодовом световоде со ступенчатым профилем показателя преломления.

(рис. 2). При этом угол падения луча на торец световода составляет $n_1 \theta$. Меридиональные лучи, падающие на границу сердцевина—оболочка под углом $\theta > \theta_{\text{кпр}}$ (прерывистая линия на рис. 2), частично отражаются на границе раздела, преломляются в оболочку и поглощаются внеш. поглощающим покрытием. Следовательно, угол $n_1 \theta_{\text{кпр}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ является мерой способности ВС захватывать свет, и силу этого угла наз. числовой апертурой УВ.

Лучевой подход правильно отражает осн. особенности распространения света в многомодовых ВС, для k -рых $2a \gg \lambda$ (длина волны света). Однако полную картину распространения света по ВС даёт волновая теория, допускающая распространение по нему лишь дискретного лабра мод.

При анализе распространения света по ВС, для k -рых $n_1 \approx n_2$, широко применяется приближение слабо направленных мод. В этом приближении поля направляемых мод выглядят практически линейно направленными и все компоненты поля могут быть получены как производные одной преобладающей поперечной компоненты вектора электр. поля, k -рая выражается след. образом:

$$E_x = \begin{cases} A J_V(xr) \begin{pmatrix} \cos v\varphi \\ \sin v\varphi \end{pmatrix} e^{-i\beta z}, & r \leq a \\ A \frac{J_V(xa)}{K_V(\xi a)} K_V(\xi r) \begin{pmatrix} \cos v\varphi \\ \sin v\varphi \end{pmatrix} e^{-i\beta z}, & r \leq a. \end{cases}$$

Здесь A — константа; временная зависимость $e^{i\omega t}$ опущена; J_V , K_V — ф-ции Бесселя и ф-ции Макдональда порядка v ; β — постоянная распространения направляемых мод, определяемая из решения граничной задачи (β может принимать лишь дискретные значения в интервале $kn_2 < \beta < kn_1$); z — направление распространения, совпадающее с осью ВС; $x = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число в сердцевине ВС; $\xi = (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число в оболочке ВС; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число в свободном пространстве.

Величина $V = (x^2 - \beta^2)^{1/2} a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} k a$ паз. V — характеристическим параметром световода и определяет число мод N , k -рые могут распространяться по ВС. Для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления $N \approx V^2/2$.

Распространение света по ВС сопровождается такими оптич. явлениями, как затухание оптич. сигнала, уширение коротких импульсов света, разл. нелинейные процессы.

Потери в волокноном световоде. Затухание оптич. сигнала в стеклянном ВС в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн, т. е. в областях спектра, где кварцевые стёкла имеют макс. прозрачность, определяется как фундам. механизмами поглощения и рассеяния света в стёклах, так и рассеянием и поглощением примесей и дефектами структуры.

К фундам. механизмам оптич. потерь в кварцевых стёклах относятся: поглощение, обусловленное электронными переходами; рассеяние Релея; поглощение, обусловленное колебательными решетками; и суммарные потери.

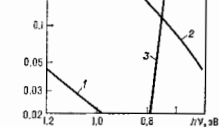


Рис. 3. Спектральные зависимости оптических потерь в кварцевом стекле, легированном германием: 1 — поглощение, обусловленное электронными переходами; 2 — рассеяние Релея; 3 — поглощение, обусловленное колебательными решетками; 4 — суммарные потери.

этих стёклах относятся: поглощение, обусловленное электронными переходами (на $\lambda = 0,8$ мкм не превышает 1 дБ/км); ИК-поглощение, обусловленное колебательными решетками, k -рое начинает играть существен. роль (поглощение более неск. дБ/км) лишь на $\lambda > 1,8$ мкм; релеевское рассеяние света на неоднородностях состава и плотности стекла, меньших λ (на $\lambda = 0,8$ мкм не превышает неск. дБ/км). Т. о., наиб. прозрачностью ВС на основе кварцевых стёкол обладают в области $0,8 \div 1,8$ мкм. На рис. 3 приведены спектральные зависимости оптических потерь α , обусловленных фунда-

ментальными механизмами, для кварцевого стекла, легированного Ge.

Примесное поглощение в указанном спектральном диапазоне определяется гл. обр. поглощением ионами переходных металлов (Fe, Cu, Cr, Ni, V и др.) и гидроксильными группами. Чтобы поглощение света не превышало неск. дБ/км, содержание переходных металлов и гидроксильных групп в стекле не должно превышать 10^{-8} и 1 миллион (10^{-6}) соответственно. Вклад указанных примесей в полные потери ВС пренебрежимо мал. Полные потери ВС на основе кварцевых стёкол близки к предельно низким (рис. 4).

Уширение оптич. импульсов при распространении по ВС приводит к их взаимному перекрытию, что ограничивает информат. полосу пропускания ВС. За уширение импульсов в ВС ответственны три механизма: межмодовая дисперсия, материальная дисперсия и волноводная дисперсия. Наиб. вклад в уширение импульса в многомодовых ВС вносит межмодовая дисперсия — разл. групповая скорость распространения разл. мод. При типичных параметрах многомодовых ВС межмодовая дисперсия ограничивает полосу пропускания световода до неск. десятков МГц·км. Различие групповых скоростей мод можно значительно снизить, обеспечив плавное изменение показателя преломления по закону, близкому к параболическому, с максимумом на осн световода. В результате полоса пропускания ВС увеличивается до 600—800 МГц·км и более.

Материальная дисперсия ВС обусловлена зависимостью показателя преломления материала, из k -рого изготовлен световод, от λ . В этом случае групповая скорость моды зависит от частоты света, а поскольку оптич. импульс всегда имеет конечную спектральную ширину $\Delta\lambda$, происходит уширение импульса при его распространении по световоду. Уширение импульса τ вследствие материальной дисперсии при распространении по световоду длины L равно

$$\tau = \frac{L}{c} \Delta\lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2}.$$

При распространении по ВС с сердцевинной извлеченной кварца шириной импульса от световода по осн осе GaAlAs, работающей на волне $\lambda = 0,8$ мкм и имеющего отност. спектральную ширину $\Delta\lambda/\lambda = 0,04$, составляет $\tau = 4$ нс/км. Уширение импульса вследствие материальной дисперсии резко уменьшается, если λ несущего излучения выбрана в спектральной области вблизи 1,3 мкм, т. к. в этой области для кварцевых стёкол величина $\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \rightarrow 0$.

Волноводная дисперсия связана с зависимостью групповой скорости данной моды от λ . Волноводная дисперсия обычно пренебрежимо мала по сравнению с величиной материальной дисперсии.

В ВС из легированного кварцевого стекла существуют области, где материальная дисперсия равна по величине волноводной дисперсии и отличается от неё знаком. В этих областях, лежащих в диапазоне $1,2 < \lambda < 1,7$ мкм, можно выбором легирования и подбором диаметра сердцевинны ВС добиться взаимной компенсации и обеспечить нам. уширение импульса (наиб. полосу пропускания) и одномодовых ВС.

Нелинейные процессы в волоконных световодах. Вследствие анизотропии материала сердцевинны стеклянных световодов младший нелинейный член в разложении поляризации по полю — кубический, т. е. нелинейная поляризация $P_N = \chi^{(3)} E E E$. Кубическая воспри-

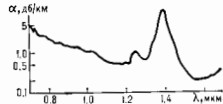


Рис. 4. Спектр оптических потерь одномодового волоконного световода.

ичность $\chi^{(3)}$ связана с нелинейным показателем преломления n_{nl} след. соотношением: $n_{nl} = (2\lambda/n)^2 \chi^{(3)}$. Величина n_{nl} плавленого кварца невелика: $n_{nl} \sim 10^{-13}$ в системе единиц CGSE. Однако уменьшение диаметра сердечника (до ~ 10 мкм) и узкие оптич. потери ВС позволяют поддерживать высокую интенсивность оптич. излучения ($\sim 10^{10}$ Вт/см²) на длинах световода более 1 км, и поэтому в ВС легко наблюдать разл. нелинейные явления. Напр., 1-я стоксова компонента вынужденного комбинац. рассеяния света (ВКР, см. *Вынужденное рассеяние света*) наблюдается при мощностях накачки в неск. сотен мВт. Снектр комбинац. рассеяния в кварцевых стёклах широк, и с помощью дисперс. элемента можно получать перестройку частоты порядка 300 см⁻¹. На основе ВКР созданы перестраиваемые волоконные генераторы лазерного излучения в ближней ИК-области спектра.

Вынужденное *Манделштама* — *Бриллюэна* рассеяние (ВРМБ) в ВС может наблюдаться при ещё меньших мощностях накачки, если ширина спектра накачки порядка ширины линии рассеяния Манделштама — Бриллюэна, к-рая для плавленого кварца составляет величину ~ 100 МГц. Напр., миним. мощность при накачке аргонным лазером, при к-ром наблюдалось ВРМБ в одномодовом световоде длиной 80 м в резонаторе, составляла 15 мВт.

В ВС наблюдаются и четырёхфотонные параметрич. процессы, в к-рых два кванта мощной накачки частоты ν_0 распадаются на стоксовую ν_s и антистоксовую ν_{as} компоненты. Для такого процесса необходимо выполнение фазового синхронизма $2k_0 = k_s + k_{as}$. Волноводная (междюдовая) дисперсия в ВС позволяет компенсировать материальную дисперсию в довольно широком спектральном интервале и тем самым выводить условие фазового синхронизма. Поэтому в ВС наблюдаются четырёхфотонные процессы с частотными сдвигами ($\Delta\nu = \nu_{as} - \nu_0 - \nu_s = \nu_{as} - \nu_0 \sim 5000$ см⁻¹).

Др. нелинейное явление, наблюдаемое в ВС, — самопогоднение световых импульсов (см. *Самопогоднение света*). Т. к. показатель преломления материала световода зависит от интенсивности светового импульса, то происходит фазовая самомодуляция оптич. излучения, приводящая к уширению его спектра. Если пуская частота оптич. излучения попадает в область аномальной дисперсии материала световода и если $n_{nl} > 0$, то световой импульс при своём распространении по ВС будет сжиматься. Возможное сужение импульса определяется той шириной спектра $\Delta\omega$ импульса, к-рая получается в результате такого самопогоднения. Максимально возможное сужение импульса определяется известным соотношением $\Delta\omega \cdot \tau \leq 1$. Это явление позволяет получать сверхкороткие импульсы света в фемтосекундной области ($\sim 10^{-15}$ с). Возможна также реализация солитонного режима (см. *Solitons*) распространения оптич. импульса по ВС, при к-ром световой импульс может не менять форму или менять её незначительно.

Заготовка волоконных световодов с внешним оптич. потерями осуществляется из особо чистых материалов 4-го, 6-го, метр. диамет. осаждения из газовой фазы (см. *Стекловолокно*). Затем из неё вытягивается ВС. Предложены новые методы изготовления кристаллич. ВС — вытягивание из расплава итевидных монокристаллов или экструзии (вытапливание) поликристаллич. волоконных световодов.

Для передачи изображений применяются жгуты с регулярной укладкой ВС. Разрешающая способность таких жгутов определяется диаметром сердечника световодов, их числом и качеством изготовления и обычно составляет 10—50 линий на 1 мм. Широкое применение нашли волоконно-оптич. диски, вырезанные поперёк из плотно спечённых ВС. Такие диски, на внутр. поверхность к-рых наносится люминофор, используются в электронно-лучевых трубках вместо входного стекла; это даёт возможность контактно фотографировать.

Высококачеств. вакуум-плотные волоконные диски diam. до 150 мм, содержащие неск. сотен миллионов ВС, обладают разрешающей способностью до 100 линий на 1 мм². Другим широко применяемым элементом ВС является фотон-конусообразный единичный ВС либо жгут из спечённых вместе ВС обычно с дисковыми торцами; используется для изменения масштаба передаваемого изображения, концентрации света в оптич. системах и т. д. (О волоконно-оптич. элементах см. также в ст. *Оптика неоднородных сред*).

Принципиальным преимуществом ВС для оптич. связи является огромная широкополосность при низких оптич. потерях. Так, напр., стеклянные ВС в области нулевой материальной дисперсии ($\lambda \approx 1,3$ мкм) позволяют передавать сигналы с нулевой пропускания ~ 100 ГГц·км при потерях < 1 дБ/км. Волоконная связь отличается также неоспоримостью к эд.-магн. помехам, малым объёмом и весом линий передач; помогает экономить дефицитные цветные металлы.

К нач. 80-х гг. создана элементная база волоконно-оптич. систем связи первого поколения, разработаны и испытаны в реальных условиях разл. системы. Эти системы применяются в телефонных сетях, кабельном телевидении, бортовой связи, вычислит. технике, системах контроля и управления технол. процессами и мощными электростанциями.

Лит.: Вейнберг В. Б., Саттаров Д. К. *Оптика световодов*, 2 изд., Л., 1977; Канали Н. С., *Волоконная оптика*, пер. с англ., М., 1969; Тидекев Р., *Волоконная оптика и ее применение*, пер. с англ., М., 1975; Девятых И. Г., Дьянов В. М., *Волоконные световоды с малыми оптическими потерями*, *Изв. АН СССР*, 1981, № 10, с. 54; Миддлтон Р. Дж., *Волоконные световоды для передачи информации*, пер. с англ., М., 1985; Дьянов В. М., Иригорьев А. М., *Лазеры и волоконная оптика*, «ЭФН», 1988, т. 148, с. 289.

Е. М. Дьянов.

ВОЛОКНО-ОПТИЧЕСКИЙ ГИРОСКОП — скоростной квантовый гироскоп, основанный на использовании эффекта Сальяка — смещения интерференционных полос во вращающемся кольцевом интерферометре (см. *Сальяка эффект*). Это смещение возникает вследствие зависимости времени обхода светом вращающегося контура от скорости вращения и направления обхода. Согласно общей теории относительности, разность времени обхода вращающегося контура Δt равна:

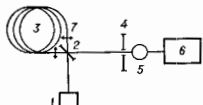
$$\Delta t = (2/c^2) \cdot \oint \Omega r^2 [1 - (\Omega r/c)^2]^{-1/2} dt, \quad (1)$$

где Ω — угл. скорость вращения, r , θ — полярные координаты точек контура. Учитывая, что $\Omega r/c \ll 1$, Δt можно записать в виде, к-рый интерпретируется в рамках релятивистской кинематики:

$$\Delta t = 4S\Omega \cos \varphi / c^2, \quad (2)$$

где S — площадь контура, φ — угол между осью вращения и нормалью к плоскости контура. В результате ве-

Схема волоконно-оптического гироскопа: 1 — источник света; 2 — светоделятельная пластинка; 3 — катушка с литическим волноводом; 4 — дифракта; 5 — фотоприёмник; 6 — схема обработки информации; 7 — микрообъектив.



личия сдвига интерференционных полос Δz определяется выражением:

$$\Delta z = 4S \cos \varphi / \lambda_0 c, \quad (3)$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме. Регистрации малых угл. скоростей вращения требует большой площади контура, поэтому вращит. использовано эффект Сальяка стало осуществимым лишь с появлением волоконных световодов.

Чувствительным элементом В.-о. г. является многотитковатая катушка со спец. волоконным световодом, обеспечивающим стабильность поляризации и разности

фаз интерферирующих волн (рис.). Сдвиг интерференционных полос пропорционален числу витков световода в катушке, не зависит от положения оси вращения относительно центра катушки, от формы площади катушки S , от показателя преломления световода (без учёта дисперсии) и записывается в виде:

$$\Delta z = 2LcR\Omega \cos \varphi / \lambda c_0, \quad (4)$$

где Lc — длина световода, R — радиус катушки.

Для увеличения точности В.-о. г. используются рид метры. Так, напр., флуктуации интерференционных полос из-за релеевского рассеяния и неважных сдвиги фаз за счёт разности интенсивностей встречных волн могут быть уменьшены при использовании источников излучения с широким спектром — полупроводниковых лазеров или сверхлюминесцентных диодов. Влияние неважных эффектов из-за изменения двойного лучепреломления в волноке при разл. веш. воздействиях (механич., тепловых, акустических и пр.) может быть ослаблено при использовании одомодовых световодов (см. *Волокнистая оптика*). Т.к. прямое измерение сдвига интерференционной полосы сильно ограничивает точность и динамич. диапазон, в реальных В.-о. г. применяются более сложные методы регистрации, использующие фазовую модуляцию, фазовую компенсацию, гетеродинные методы и т. д.

Предельная чувствительность В.-о. г. ($\sim 10^{-4}$ град/ч) ограничивается нестабильностью характеристик оптич. волокна, рассеянием света в нём, шумами фотоприёмника. Достоинства В.-о. г. — малые габариты и вес, дешевизна.

Лит.: Инерциальная навигация, пер. с англ., «ТНЦЭР», 1983, т. 7, № 10, с. 47. Н. В. Кравцов, А. Н. Шелев. **ВОЛЬТ** (В, V) — единица СИ электрич. напряжения, электрич. потенциала, разности электрич. потенциалов и ЭДС. Назв. в честь А. Вольты (А. Volta). 1 В — электрич. напряжение, вызываемое в электрич. цепи пост. ток силой 1 А при затрачиваемой мощности 1 Вт. 1 В также равен потенциалу электрич. поля в точке, находясь в к-ром заряд в 1 Кл обладает потенц. энергией 1 Дж. 1В=10⁹в/ед. СГСЭ≈1/300 ед. СГСЭ=10⁸ ед. СГСМ.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА — зависимость тока от приложенного к элементу электрич. цепи напряжения или зависимость падения напряжения на элементе электрич. цепи от протекающего через него тока. Если сопротивление элемента не зависит от тока, то В.-а. х. — прямая линия, проходящая через начало координат (*Ома закон*).

В однодородных полупроводниках В.-а. х. отклоняется от линейной из-за зависимости подвижности носителей заряда и их концентрации от электрич. поля. На В.-а. х. может возникнуть падающий участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (В.-а. х. N-образного и S-образного типов, см. *Ганна диод*, *Шнукование тока*). В неодородных полупроводниках, напр. p-n-переходах, В.-а. х. несимметрична, что используется для выпрямления перемен. тока.

В.-а. х. разряда в газе зависит от давления и рода газа, материала катода, величины межэлектродного расстояния, режима горения (стационарный или импульсный), присутствия магн. поля и т. д. Разл. участки В.-а. х. разряда в большой мере определяются приэлектродными процессами, т. к. напряжённость электрич. поля в газоразрядной плазме обычно невелика ($E \approx 5 \div 20$ В/см) и не сильно зависит от условий разряда и разрядного тока.

На рис. приведена типичая характеристика тлеющего разряда при низком давлении. При токах $I \approx$

$\approx 10^{-8} \div 10^{-4}$ А (область II) наблюдается переход от тлеющего разряда (область I) к нормальному тлеющему разряду (область III), характеризующийся падающим участком. В нормально тлеющем разряде рост тока происходит при пост. напряжении. При этом возрастает часть поверхности катода, покрытая разрядом, так что плотность тока на катоде сохраняется постоянной. Аномальный тлеющий разряд (область IV) занимает всю поверхность катода и имеет возрастающую характеристику. При ещё больших токах вновь наблюдается падающий участок (область V), связанный с переходом тлеющего разряда к дуговому.

ВОЛЬТЕРРЫ УРАВНЕНИЕ — интегральное уравнение

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^x K(x, s) \varphi(s) ds, \quad a \leq x \leq b \quad (1)$$

(линейное интегральное В. у. 2-го рода), где $f(x)$, $K(x, s)$ — известные ф-ции, $\varphi(x)$ — искомая ф-ция, λ — комплексный параметр. Ф-ция $f(x)$ наз. свободным членом, а ф-ция $K(x, s)$ — ядром интегрального В. у. В. у. 2-го рода без свободного члена наз. однородным. Ур-ние

$$f(x) = \int_a^x K(x, s) \varphi(s) ds, \quad a \leq x \leq b \quad (2)$$

наз. линейным интегральным В. у. 1-го рода. В. у. можно рассматривать как частный вид *Фредгольма уравнения*, когда ядро $K(x, s)$, заданное на квадрате $a \leq x \leq b$, $a \leq s \leq b$, обращается в нуль в треугольнике $a \leq x < s \leq b$. Если $f(x)$ непрерывно дифференцируема на $[a, b]$, а $K(x, s)$ и $K'_x(x, s)$ непрерывны в треугольнике $a \leq x \leq b$ и $K(x, x) \neq 0$ ни в одной точке, то В. у. 1-го рода (2) приводится к В. у. 2-го рода:

$$\varphi(x) + \int_a^x K_1(x, s) \varphi(s) ds = f_1(x),$$

где $K_1(x, s) = -K'_x(x, s)/K(x, x)$, $f_1(x) = f'(x)/K(x, x)$. Впервые такие ур-ния систематически исследовал В. Вольтерра (V. Volterra) в 1896. В. у. обычно возникают в тех физ. задачах, где существует предпочтительное направление изменения независимой переменной, напр. выполняется *причинности принцип*: реакция системы в момент x определяется внеш. воздействием $f(s)$ только в предшествующие моменты $s < x$. Частным случаем В. у. 1-го рода являются *Абеля интегральное уравнение*, ур-ния переноса и др.

Всякое интегральное В. у. (1) с непрерывным ядром $K(x, s)$ при любом комплексном $\lambda \neq 0$ и непрерывном на отрезке $[a, b]$ свободном члене $f(x)$ имеет единств. решение $\varphi(x)$. Это решение непрерывно на $[a, b]$ и представляется абсолютно и равномерно сходящимся рядом *Неймана*:

$$\varphi(x) = \varphi_0(x) + \lambda \varphi_1(x) + \lambda^2 \varphi_2(x) + \dots,$$

где

$$\varphi_0(x) = f(x), \quad \varphi_k(x) = \int_a^x K(x, s) \varphi_{k-1}(s) ds.$$

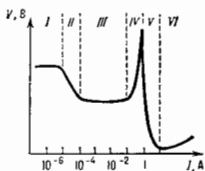
В частности, однородное В. у. 2-го рода имеет лишь тривиальное (суммируемое) решение $\varphi(x) = 0$.

Если ввести *резольвенту* $R(t, s; \lambda)$, являющуюся для ограниченных ядер целой ф-цией параметра λ :

$$R(x, s; \lambda) = K(x, s) + \lambda K_2(x, s) + \lambda^2 K_3(x, s) + \dots,$$

где итерированные ядра $K_n(x, s)$ определяются соотношением $K_n(x, s) = \int_a^x K(x, \tau) K_{n-1}(\tau, s) d\tau$, то решение В. у. (1) равно $\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^x R(x, s; \lambda) f(s) ds$. Резольвента не зависит от ниж. предела и определена лишь для $s < x$.

Неоднородное В. у. наз. ур-ие, в к-ром произведение $K(x, s) \varphi(s)$ заменяется нелинейной относительно $\varphi(s)$ ф-цией $K(x, s, \varphi(s))$. *Коши задача* для обыкновенного



вového дифференц. уравн. сводится к решению нелинейного В. у.

Лит.: М. о. с. Ф., Фейнбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; В. л. и я. р. В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981; С. В. Молодой.

ВОЛЬФА ЧИСЛА — относительные числа солнечных пятен, определяются как $R = k(f + 10g)$, где f — число пятен на видимой полусфере Солнца, g — число групп пятен, k — коэффициент, порядка 4, зависящий от условий наблюдений и привносящий конкретный ряд наблюдений к стандартному. Введен Р. Вольфом (R. Wolf) в сер. 19 в. В. ч. используются как характеристика пятнообразоват. деятельности Солнца и вообще уровня *солнечной активности*. Пределы изменений В. ч. — от 0 до прибл. 300 (а для некоторых высоких максимумов *солнечных циклов*). Для статистич. исследований употребляются только средние значения и среднегодовые В. ч. В качестве индексов солнечной активности используются также площади солнечных пятен, поток радиолучения Солнца на волне 10,7 см, поток рентг. излучения в диапазоне 2—8 Å и др.

ВОЛЬФА-РАЙЕ ЗВЕЗДЫ (WR) — открыты в 1867 М. Вольфом (M. Wolf) и Ж. Райе (G. Rayet). Известно св. 300 таких объектов в нашей Галактике и др. близких галактиках. Спектры звезд WR содержат очень яркие и широкие линии излучения элементов He, N, а также N, C и O в разных стадиях ионизации (H₁, He₁, He₂, N₁—N₅, Si₁—Si₄, O₁—O₅). Широкие линии достигают неск. им (что соответствует в шкале скоростей ~1000 км/с; см. *Уширение спектральных линий*), интенсивность излучения в центре линий иногда в 10—20 раз превосходит интенсивность соседних участков непрерывного спектра. Для возбуждения линейчатого спектра звезд WR требуется темп-ра ~10⁶ К (потенциалы ионизации и возбуждения соответствующих атомов и ионов лежат в диапазоне от 10 до 100 эВ). В то же время распределения интенсивности в непрерывных спектрах этих звезд соответствуют цветовой темп-ре ~10⁴ К. Это говорит о сильной температурной стратификации и аномальном строении атмосферы этих звезд. Звезды WR делятся на две последовательности: азотную (класс WN) и углеродную (класс WC). В спектрах звезд WN содержится в осн. линии азота, в спектрах звезд WC — углерода и кислорода. И в тех и в других линии водорода слабее линий гелия, что, по-видимому, свидетельствует о преобладании гелиевого хим. составе звезд WR.

Спектры звезд WR схожи со спектрами объектов иной природы — *новых звезд* во время вспышек, ядер некоторых *планетарных туманностей*, что отражает сходство процессов возбуждения спектров в атмосферах этих объектов с процессами, протекающими в звездах WR.

Вопрос о происхождении эмиссионного линейчатого спектра звезд WR окончательно не решен. Для его решения привлекаются в осн. две альтернативные модели протяженной атмосферы: небулярная и хромосферно-короналярная. В небулярной модели протяженная атмосфера звезды WR трактуется как надува планетарная туманность: га. иррочесами возбуждения эмиссионных линий являются радиативные процессы — ионизация и возбуждение атомов и ионов КВ-излучением горячего ($T \sim 10^6$ К) «ядра» звезды WR последующими каскадными рекомбинациями при сравнительно низкой (~10⁴ К) кинетич. темп-ре электронов. В хромосферно-короналярной модели в центре высокой темп-ры «ядра» звезды WR не обязательно, а га. механизмом возбуждения эмиссионных линий — электрические удары при высокой (~10⁶ К) электрической темп-ре вещества протяженной атмосферы. Ряд новых наблюдений, данных о преобладающей роли радиативных процессов существенно сужает диапазон возможных моделей атмосферы звезд WR и позволяет отдать предпочтение небулярной модели.

Для звезд WR характерна сильная концентрация к плоскости Галактики, они часто процируются на молодые рассеянные звездные скопления и OB-ассоциации (возраст к-рых ~10⁶—10⁷ лет), следовательно, являются абсолютно молодыми объектами. Многочисл. факты указывают на то, что это — горячие массивные звезды высокой светимости ($T \sim 10^6$ К, $M \approx 10-20 M_{\odot}$, $L \sim 10^5 L_{\odot}$, где M_{\odot} и L_{\odot} — масса и светимость Солнца).

В частности, светимость звезд WR в рентг. диапазоне не превышает 10³³ эрг/с и соответствует рентг. светимости обычных OB-звезд. Абс. звездные величины звезд WR достигают ~6,8^m. Атмосфера звезд WR очень протяженная, их вещество истекает в межзвездное пространство со скоростями ~1000 км/с, ежегодная потеря массы составляет ~10⁻⁵ M_{\odot} .

Ок. 50% звезд WR — тесные двойные системы, в к-рых второй компонент — массивная (~20—30 M_{\odot}) OB-звезда. У более 10 звезд WR, ранее считавшихся одиночными, открыта слабая периодич. фотометрическая и спектральная переменность. Это, по-видимому, означает, что мн. звезд WR, считавшихся одиночными, на самом деле являются тесными двойными системами, содержащими в качестве спутников маломассивные (~1—3 M_{\odot}) объекты. Согласно совр. эволюц. представлениям, они могут быть релятивистскими объектами (*нейтронными звездами* или *черными дырами*), аккрецирующими вещество мощного звездного ветра звезд WR (см. *Аккреция*).

Анализ данных наблюдений показывает, что звезды WR являются гелиевыми остатками первоначально очень массивных (~30—50 M_{\odot}) звезд, потерявших значит. часть (~20—30 M_{\odot}) своей массы в процессе эволюции. Поэтому они, будучи объектами молодой, находятся, по-видимому, на конечном этапе своей эволюции: на стадии исчерпания запасов ядерной энергии, после к-рой через ~10⁶ лет должен следовать коллапс звезды с образованием релятивистского объекта (см. *Эволюция звезд*). Как возможные прародители нейтронных звезд и черных дыр, звезды WR привлекают к себе пристальное внимание исследователей. Особенно интересные результаты получены в области наблюдат. и теоретич. исследований звезд WR в тесных двойных системах. Развит эволюц. сценарий для массивных двойных систем, согласно к-рому в таких системах из-за обмена веществом между компонентами может дважды реализовываться стадия звезды WR: до стадии рентг. двойной системы (типа Cyg X-1) и после этой стадии (см. *Тесные двойные звезды*).

Лит.: Рублев С. В., Черепанчук А. М., Звезды Вольфа-Райе, в кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция, М., 1974; Звезды и звездные системы, М., 1981.

А. М. Черепанчук.

ВОЛЬФРАМ (Wolframium), W — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 74, ат. масса 183,85. Природный W содержит 5 стабильных изотопов: ¹⁸⁰W (0,13%), ¹⁸²W (26,3%), ¹⁸³W (14,3%), ¹⁸⁴W (30,67%) и ¹⁸⁶W (28,6%). Из искусств. изотопов наиб. важны β-радиоактивные ¹⁸⁷W ($T_{1/2} = 75,3$ сут) и ^{187m}W ($T_{1/2} = 23,9$ ч), а также ¹⁸¹W ($T_{1/2} = 121,2$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2 4d^4 6s^2$. Энергия последоват. ионизаций равна соответственно 7,98 и 17,7 эВ; предполагаемые энергии 3-й, 4-й, 5-й и 6-й ионизаций — 24, 35, 48 и 61 эВ. Металлик. радиус 0,140 нм, радиусы ионов W⁴⁺ 0,068 нм и W⁶⁺ 0,065 нм. Значение электроотрицательности 1,7.

Свободный В. — светло-серый металл с кубич. объемно-центрир. решеткой, параметр к-рой $a = 0,31647$ нм. Плотность 19,35 кг/дм³, $t_{пл} = 3420^{\circ}\text{C}$ (выше — только у графита), $t_{кип} =$ ок. 5680^oС, теплоотапвления 192 кДж/кг⁻¹, $t_{кип}$ — 1920 кДж/кг⁻¹, $t_{пл}$ — 4007 кДж/кг⁻¹, уд. теплоточность 0,136 кДж/кг⁻¹·К⁻¹ (при 0—1000^oС). Коэф. термич. расширения В. низок (5,5·10⁻⁶ при 20—300^oС). Теплопроводность 154 Вт/(м·К)

(при 375 К), уд. сопротивление 5,6 мОм·см (при 300 К). Работа выхода электронов в вакууме 4,51 эВ. Предел прочности сеченного слитка В. 468 МПа². Модуль Юнга 340—370 ГПа (для проволоки), тв. по Бриггелю 1960—2250 ГПа.

В химически малоактивен, при комнатной температуре взаимодействует с к-тами (кроме смеси плавиковой и азотной к-т) и растворами щелочей. Проявляет стени окисления +2, +3, -1,4, +5, +6; наиб. типична степень окисления +3.

В. используются для получения тугоплавких и твердых сплавов (последние обычно содержат карбиды В, WS и W₂C). Из чистого В. изготавливают пилы накаливания, электроды, нагреватели высокотемпературных печей, катушки генераторов, лампы, эмиссионных и газоразрядных трубок, выпрямителей высокого напряжения. Вольфрам-молибденовый термомора применяется для регистрации высокочастотных (до 2200°С) терм-р.

Лит.: Вусев А. И., Иванов В. М., Соколов А. А. Аналитическая химия вольфрама, М., 1976.

С. С. Бердников.

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная восприимчивость*.

ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ, в теории удара — величина, характеризующая степень восстановления к концу удара двух тел нормальной составляющей относительной скорости этих тел в начале удара. См. *Удар*.

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ — то же, что *дисперсия оптического вращения*.

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ твердого тела — 1) В. д. вокруг неподвижной оси — движение твердого тела, при к-ром все его точки, двигаясь в параллельных плоскостях, описывают окружности с центрами, лежащими на одной

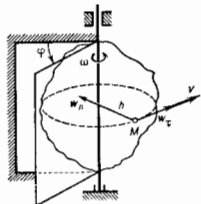


Рис. 1.

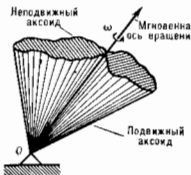


Рис. 2.

неподвижной прямой, наз. осью вращения. Тело, совершающее В. д., имеет одну степень свободы, и его положение относительно данной системы отсчета определяется углом поворота φ между неподвижной полуплоскостью и полуплоскостью, жестко связанной с телом, проведенными через ось вращения (рис. 1). В. д. задается ур-нием φ=f(t), где t — время. Осн. кинематич. характеристики В. д. тела: его *угловая скорость* ω=dφ/dt и *угловое ускорение* ε=dω/dt=d²φ/dt². Для любой точки тела, находящейся на расстоянии h от оси вращения, линейная скорость v=ωh, касат. ускорение w_т=hε, нормальное ускорение w_н=hω², полное ускорение w=h√ε²+ω⁴. Т.е., скорости и ускорения всех точек тела пропорциональны их расстояниям от оси вращения.

Осн. динамич. характеристики В. д. тела являются его гл. моменты кол-в движения относительно связанных с телом осей x, y, z (z — ось вращения), связанные

$$K_x = -I_{xz}\omega, K_y = -I_{yz}\omega, K_z = I_z\omega,$$

и кинетич. энергия

$$T = 1/2 I_z \omega^2,$$

где I_z — осевой, а I_{xz}, I_{yz} — центробежные моменты инерции.

2) В. д. вокруг точки (или сферич. движение) — движение твердого тела, имеющего одну неподвижную точку O (напр., движение гироскопа, закрепленного в кардановом подвесе). Каждый из точек тела при этом В. д. перемещается по поверхностям сферы с центром в точке O. В. д. тела вокруг точки складается из серии элементарных или мгновенных В. д. вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через эту точку. Мгновенная ось вращения непрерывно изменяет свое положение как по отношению к системе отсчета, и к-рой рассматривается движение тела, так и в самом теле, образуя при этом 2 конич. поверхности, наз. соответственно неподвижной и подвижной аксидами. Качественно подвижного аксида по неподвижному можно осуществить геом. картину движения тела в этом случае (рис. 2).

Тело с неподвижной точкой имеет 3 степени свободы, и его положение по отношению к данной системе отсчета определяется тремя параметрами, напр. Эйлера углами φ, ψ и θ. Закон движения тела задается в этом случае ур-ниями

$$\varphi = f_1(t), \psi = f_2(t), \theta = f_3(t). \quad (*)$$

Кинематич. характеристики движения являются вектор угл. скорости ω, направленный в каждый момент времени вдоль мгновенной оси вращения, и вектор угл. ускорения ε, направленный параллельно касательной к *годографу* вектора ω. Если движение задано ур-ниями (*), то проекции вектора ω на прямоугольные оси Oxz, имеют связанные с движущимся телом, определяются кинематич. ур-ниями Эйлера

$$\begin{aligned} \omega_x &= \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi, \\ \omega_y &= \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi, \\ \omega_z &= \dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta, \end{aligned}$$

где φ, ψ, θ — производные от углов Эйлера по времени t. Векторы линейной скорости v и ускорения w любой точки тела равны

$$v = [\omega r]; \quad w = [\epsilon r] + [\omega v],$$

где r — радиус-вектор, проведенный в данную точку тела из неподвижной точки O. Проекция вектора ε на оси Oxz определяются формулами Эйлера

$$v_x = \omega_y z - \omega_z y; \quad v_y = \omega_z x - \omega_x z; \quad v_z = \omega_x y - \omega_y x.$$

Осн. динамич. характеристиками тела с неподвижной точкой O являются моменты количества движения относительно гл. осей инерции x, y, z, проведенных в точке O:

$$K_x = I_x \omega_x; \quad K_y = I_y \omega_y; \quad K_z = I_z \omega_z,$$

и кинетич. энергия

$$T = 1/2 (I_x \omega_x^2 + I_y \omega_y^2 + I_z \omega_z^2),$$

где I_x, I_y, I_z — моменты инерции тела относительно упомянутых гл. осей; ω_x, ω_y, ω_z — проекции ω на эти оси. Кол-во движения тела при любом виде движения равно Q=mv_с, где m — масса тела, v_с — скорость центра масс.

Теория В. д. имеет важные приложения в небесной механике, вешн. баллистике, теории гироскопа, кинематике и динамике механизмов и машин и при решении др. техн. задач.

Лит. см. при стр. *Кинематика и Динамика*. С. М. Тарг. **ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЯДРА** — коллективное движение нуклонов в ядре, связанное с изменением ориентации ядра в пространстве. В. д. я. обусловлено несферичностью его равновесной формы (см. *Деформированные ядра*). В. д. я., предсказанное О. Бором (А. Bohr) и Б. Моттельсоном (B. R. Mottelson) в 1952, открыто в 1953.

В. д. я. соответствует последовательность уровней с энергией E, увеличивающейся с ростом полного угла.

момента I уровня пропорционально $I(I+1)$. Совокупность таких уровней образует вращательную цепочку. Для тяжёлых ядер вероятности электрич. квадрупольных ($E2$) переходов, переходов между соседними вращательными уровнями в полосе больше вероятности одночастичных $E2$ -переходов в 100 раз (см. *Общая теория ядер, Мультипольное излучение, Гамма-излучение*). Число уровней в полосе может быть большим. Так, в ядре ^{168}Er низшая вращательная полоса прослежена до уровня с $I=34$ и энергией $\varepsilon=10,5$ МэВ.

Возбуждение вращательных уровней осуществляется электрич. полем иона, падающего на ядро (*кулоновское возбуждение ядер*), и в ядерных реакциях с тяжёлыми ионами (HI). В первом случае сечение возбуждения пропорц. вероятности $E2$ -перехода. Если на ядро падает тяжёлый ион (HI), то возможно многократное кулоновское возбуждение, при к-ром заляются уровни вращательной полосы с большим I (напр., до $I=26$ для ионов ^{208}Pb) (см. *Высокоскоростные состояния ядер*). В ядерных реакциях типа (HI ; zn , γ) заселение уровней происходит сверху при распаде составного ядра.

Вращат. полосы обнаружены у мн. ядер, начиная с ^8Be . Наиб. изучены вращат. состояния ядер с числом нуклонов $150 \leq A \leq 188$ (лантаноиды) и $A > 224$ (актиноиды), имеющие в осн. состоянии большую аксиально-симметричную деформацию. В этих ядрах приблизительно можно отделить вращат. движение от внутреннего колебательного и одночастичного. При этом каждому внутр. состоянию ядра в его спектре соответствует вращат. полоса с опред. последовательностью I и пространств. чётностью π , совпадающей с чётностью внутр. состояния, на к-ром полоса основана.

Интерпретация вращательных спектров. Если рассматривать ядро как твёрдое тело, то его вращение описывается с помощью



Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся аксиально-деформированном ядре.

ядра (рис. 1). Т.к. квант. вращение вокруг этой оси невозможно, то гамилтониан вращат. движения имеет вид

$$H = \frac{\hbar^2}{2J} [(I_x' - I_x)^2 + (I_y' - I_y)^2], \quad (1)$$

где I — оператор полного угл. момента; J — его часть, обусловленная внутр. движением нуклонов; J — момент инерции ядра. Из гамилтониана можно выделить чисто вращат. часть ($H = H_{\text{вр}} + V_{\text{кл}}$):

$$H_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I^2 - (I_z - I_z')^2] \quad (2)$$

и энергию взаимодействия Корнюлиса

$$V_{\text{кл}} = -\frac{\hbar^2}{J} (I J). \quad (3)$$

Состояние вращат. движения описывается тремя квантовыми числами: угл. моментом I , его проекцией M на ось z и проекцией K на ось z' . Внутр. движение нуклонов характеризуется проекцией Ω угл. момента J на ось z' . Условие аксиальной симметрии обеспечивает равенство $K = \Omega$. Кроме того, угл. момент H коллективного вращения перпендикулярен z' , а составляющая I вдоль z' обусловлена только орбитальным движением

нуклонов (рис. 1). Отсюда следует, что для вращат. полосы $I \geq K$. Следствием аксиальной симметрии является также инвариантность относительно поворота на 180° вокруг любой оси, перпендикулярной z (\mathcal{A} -инвариантность). Это приводит к существованию двойного квантового числа, наз. сигнатуры ρ , в соответствии с к-рым различают \mathcal{A} -чётные и \mathcal{A} -нечётные уровни.

Вращательные полосы чётно-нечётных ядер основаны на состояниях с $K=0, 1, 2, \dots$. Простейшую структуру имеют полосы с $K=0^+$, к которым относятся полосы основного состояния. Вследствие \mathcal{A} -инвариантности эти полосы содержат уровни только с чётными I . Их энергии

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)/2J. \quad (4)$$

В полосах осн. состояния хорошо деформированных ядер (4) выполняется с точностью до неск. десятых процента для уровней с наибольшим I (для лантаноидов $\hbar^2/2J=30$ кэВ, для актиноидов — 45 кэВ).

Низшие вращат. полосы ядер с нечётным числом нуклонов основаны на состояниях последней пёчтовой частицы и я. нуклеона. Поэтому квантовые числа K и ρ уровней определяются Ω и ρ нечётного нуклона. Полоса содержит уровни с $I=K, K+1, K+2, \dots$ (K — нечётное). Энергия низших уровней в полосе описывается ф-лой (4), но с меньшей точностью, что обусловлено смешиванием полос, основанных на разл. однонуклонных состояниях, из-за взаимодействия Корнюлиса (3). Особенно сильно искажены полосы, основанные на состояниях пёчтовой нуклона, принадлежащие подполоске с большим J и с $K=1/2$. Для последних энергии низших уровней

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) - a(-1)^{I+1/2} (I+1/2), \quad (5)$$

где a , наз. параметром развязывания π , зависит от структуры ядра.

Вращат. полосы нечётно-нечётных ядер менее изучены. По-видимому, каждой конфигурации (Ω_n, Ω_p) нечётных нейтронов и протонов соответствует 2 полосы с $K=|\Omega_n + \Omega_p|$ и $K=|\Omega_n - \Omega_p|$. Если $\Omega_n = \Omega_p$, то полоса с $K=0$ расщепляется на две с уровнями противоположной \mathcal{A} -чётности; \mathcal{A} -чётная полоса имеет чётную последовательность I , \mathcal{A} -нечётная — нечётную.

Электромагнитные переходы во вращательных спектрах. Адиабатичность приводит к ряду закономерностей для вероятности ал.-магн. переходов. Вероятность испускания γ -квантов мультипольности L :

$$P = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!]} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(L). \quad (6)$$

Здесь ΔE — разность энергий начального (i) и конечного (f) состояний, $B(L)$ — приведенная вероятность перехода, зависящая от структуры этих состояний. При этом должны выполняться правила отбора для I и π :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f; \quad (7)$$

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^L & \text{— для } EL\text{-переходов,} \\ (-1)^{L+1} & \text{— для } ML\text{-переходов.} \end{cases} \quad (8)$$

Эл.-магн. переходы происходят либо внутри вращат. полосы, либо между уровнями разл. полос. В первом случае согласно (7) и (8) могут происходить либо только переходы $E2$, если $|\Delta I|=2$, либо $E2$ и $M1$, если $|\Delta I|=1$. Т.к. внутр. состояния ядра остаются неизменяемыми, то вероятности переходов зависят только от коллективных переменных. Так, вероятность $E2$ -перехода

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I, K; 20 | I_f K_f \rangle^2, \quad (9)$$

где величина в скобках — *Клебша* — *Гордана* коэффи-

целит, описывающий сложение угл. моментов в собств. системе координат, Q_0 — внутр. *квадрупольный электрический момент ядра*. Ядра лантаноидов с параметром *квадрупольной деформации* $\beta_2 \sim 0.3$ имеют $Q_0 \sim \sim 8 \cdot 10^{-24}$ см². Для состояний с $I \gg K$ наиб. вероятные переходы с $|\Delta I| = 2$ происходят между уровнями с одинаковой сигнатурой. Переходы с $|\Delta I| = 1$ между уровнями с разной сигнатурой в $(K/I)^2$ раз менее вероятны. Из (9) следует, что отношение вероятностей $E2$ -переходов определяется только геом. фактором сложения угл. моментов начального и конечного состояний. Эти правила для низких вращат. уровней хорошо деформированных ядер выполняются с точностью до неск. процентов.

Переходы $M1$ зависят не только от коллективного гиромата, отношения g_R (см. ниже), но и от внутр. g -фактора (g_K) нуклонов. Для полюс с $K > 1/2$ приведенные вероятности $M1$ -переходов:

$$B(M1) = \frac{3}{2\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 < I_K; 10/I_f K^2, \quad (10)$$

где M — масса нуклона (в полюсе с $K = 1/2$ B зависит дополнительно от т.д. магн. параметра развязывания). Соотношение (10) выполняется для низких уровней полюс с $K > 1/2$ с точностью до неск. процентов. Измеряя вероятности $M1$ -перехода и зная статич. магн. момент ядра, можно найти g_R для нечетных ядер. Для низких состояний четно-четных ядер g_R находят по величине статич. магн. момента, определяющего по ирредисии возбужденного состояния 2^+ в магн. поле (см. *Иберный магнитный резонанс*).

Переходы между уровнями рази, полюс менее вероятны, т. к. происходит между рази, одночастичными состояниями. Для них возникает доп. правило отбора:

$$|K_i - K_f| \leq L, \quad (11)$$

к-рое является следствием приближенного сохранения K . Переходы, для к-рых условие (11) не выполняется, наз. K -з и р е д б и н о в ы м и, а величина $|K_i - K_f| = L$ наз. порядком K -запрета. Хотя правило (11) не является строгим из-за приближенного характера адиабатичности (см. ниже), тем не менее интенсивность K -запрещенных переходов ослаблена ($\sim 10^2$ на каждый порядок K -запрета).

Существование в *деформированных ядрах* приближенных (асимптотич.) квантовых чисел N , n_z , Λ , Σ (где $N = n_z + n_{\perp}$ — гл. осциллирующее квантовое число; n_z — квантовое число, определяющее колебание нуклона вдоль оси z' ; n_{\perp} — в плоскости, перпендикулярной z' ; Λ — проекция орбитального момента нуклонов на z' ; Σ — проекция спина нуклона на z') также приводит к доп. правилу отбора для вероятностей одночастичных переходов (табл.).

Асимптотические правила отбора для «облегченных» дипольных переходов

Переход	ΔK	ΔN	Δn_z	$\Delta \Lambda$	$\Delta \Sigma$
$E1$	0	± 1	± 1	0	0
α	± 1	± 1	0	± 1	0
$M1$	0	0	0	0	0
α	± 1	0	0	0	± 1
α	± 1	0	± 1	± 1	0

Правила отбора по асимптотич. квантовым числам не являются строгими. Однако их нарушение в «затрудненных» переходах уменьшает вероятность последних в $10-100$ раз по сравнению с «облегченными» переходами.

Отношение приведенных вероятностей двух эл.-магн. переходов мультипольности L с уровня $I_1 K_1$ одной

полюс на уровень $I_2 K_2$ и $I_3 K_3$ другой полюс, если $L \leq K_1 - K_f$ или если K_i или $K_f = 0$:

$$\frac{B(L, I_1 \rightarrow I_2)}{B(L, I_1 \rightarrow I_3)} = \frac{\langle I_1 K_1; L K_f - K_i; I_2 K_2 \rangle^2}{\langle I_1 K_1; L K_f - K_i; I_3 K_3 \rangle^2}. \quad (12)$$

Если $K_i = K_f$, соотношение (12) переходит в правило интенсивностей эл.-магн. переходов внутри полюс. Соотношение (12) выполняется и для облегченных α -, β -переходов и ядерных реакций передачи нуклонов. Оно является критерием адиабатичности вращения. **Коллективные параметры.** Абс. величины энергий уровней и вероятностей переходов $E2$ и $M1$ зависят от J , g_R и Q_0 . Эти параметры определяются внутр. структурой ядра и, оставаясь приблизительно постоянными внутри полюс (для не слишком больших I), плавно изменяются от ядра к ядру, а в данном ядре — от одной полюс к другой.

Момент инерции J вращающегося ядра можно рассматривать как его реакцию на силы Кориолиса, искажающие движение нуклонов в ср. поле. Сильное влияние на J оказывает взаимодействие нуклонов, приводящее к а н р и м к о р р е л я ц и я м с в е р х л и в о д я щ е г о т и п а. В деформир. ядрах нару образуют нуклоны с противоположным знаком $E2$. В четно-четных ядрах парные корреляции приводят к характерному спектру одночастичных возбуждений со целью 2Δ (Δ — энергия корреляции пары). Они мешают нуклонам участвовать во вращении, уменьшая J приблизительно вдвое по сравнению с твердотельным значением:

$$J_T = \frac{2}{3} A_0 \mathcal{M} R^2 (1 - |0.32\beta_2|), \quad (13)$$

где $R_0 \sim 1.2 A^{1/2}$ Ф — среднеквадратичный радиус ядра, $\beta_2 \sim 1.06 \frac{\alpha_{R_0}}{R_0}$ — параметр *квадрупольной деформации* (ядро — эллипсоид вращения с полуосями $a > b$). Для системы не взаимодействующих нуклонов, движущихся в ср. поле, $J = J_T$. Для нечетных и четно-нечетных ядер J низких полюс в ср. на 20% больше, чем у осн. состояний соседних четно-четных ядер. Это отличие объясняется уменьшением Δ и взаимодействием Кориолиса между одночастичными состояниями.

Парные корреляции объясняются и отличием величин g_R от значения Z/A , к-рое получилось бы для равномерно заряженного вращающегося твердого тела. Для протонов Δ больше, чем для нейтронов, поэтому протоны менее эффективно участвуют во вращении. Это уменьшает g_R по сравнению с $Z/A \sim$ на 20%.

Отклонения от адиабатичности. В действительности адиабатичность вращения нарушается уже в самом начале полюс. Однако отклонения велики. Так, энергии уровней с $L \leq 10$ во вращат. полюс с $K = 0$ четно-четного ядра

$$E = -AI(I+1) - \mathcal{B}I^2(I+1)^2, \quad (14)$$

причем отношение постоянных $\mathcal{B}/AI \sim 10^{-3}$ для осн. состояний хорошо деформированных ядер.

Осн. источник неадиабатичности ядерного вращения — сила Кориолиса (3). Для нуклона близки *ферми-поверхности* $V_K \sim \omega_l F$, где ω — частота вращения ядра, $F \sim A^{1/2}$ — макс. момент нуклонов у поверхности Ферми. В деформир. ядрах для пары нуклонов $V_K \sim \Delta$. Поэтому осн. параметр неадиабатичности

$$\alpha_{\Lambda} = |V_K|/\Delta \sim \omega_l F/\Lambda. \quad (15)$$

Др. параметры: $\alpha_{\beta} \sim \omega_l F/\beta_2 E_F$ (E_F — энергия нуклона на поверхности Ферми), описывающий взаимодействие вращения с деформацией; $\alpha_{\omega} = V_K/\omega_K \sim \omega_l/\omega_K$, описывающий взаимодействие вращения с β - и γ -колебаниями (см. *Коллективные возбуждения ядер*) с частотой $\omega_K \sim \Delta$ (в $A^{1/2}$ раз меньше α_{Δ}). Эффекты центро-

бежного растяжения ядра также несущественны для $I \leq 10$. Деформация ядра начинает заметно изменяться, когда деформационная энергия вращения сравняется с оболочечной, что происходит при $I \sim A^{2/3}$.

Т. о., во вращат. спектрах чётно-чётных ядер коэф. $\mathcal{B} \sim \epsilon E A^{-3}$ в осн. обусловлен парными корреляциями нуклонов. Вклад в \mathcal{B} от взаимодействия вращат. и колебат. движений в $A^{2/3}$ раз меньше. Педальчатость вращения по отношению к β - и γ -колебаниям проявляется в нарушении (12) для переходов между уровнями этих полос и осн. полос.

Др. способ описания неадиабатич. эффектов — модель перем. момента инерции J , к-рая для вращат. полос осн. состояния хорошо описывает энергии вращат. уровней до $I=12$. При больших I наблюдается неадиабатич. эффект, наз. аномалией вращат. спектра. А. Джонсон (A. Johnson) в 1971 обнаружил отклонение энергий переходов от правила интервалов (4). Впоследствии было установлено, что это явление носит общий характер. Оказалось, что энергии γ -переходов между соседними уровнями в полосе в интервале $I \sim 12-16$ не растут монотонно с I , а остаются неизменными и даже уменьшаются, что соответствует резкому увеличению J . Это можно представить в виде S-образной зависимости $J(\omega^2)$ (рис. 2) — отсюда термин *оболочечный* (обратный затыбок).

Аномалия вращат. спектра чётно-чётных ядер редземельных элементов при $I \sim 12-16$ связана с пересечением полос осн. состояния с полосой, основанной на нейтронном двухнуклонном возбуждении из подоболочки $i_{1/2}$. Благодаря большому одночастичному моменту силы Корнона изменяют схему сложения угл. моментов в последней полосе. Суммарный момент

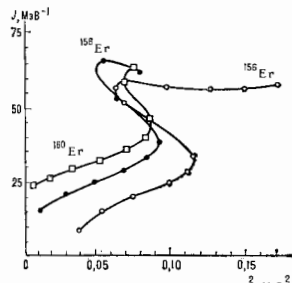


Рис. 2. Зависимость момента инерции J ядра от частоты ω его вращения в чётно-чётных изотопах Er.

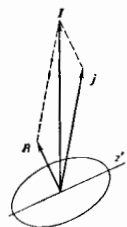


Рис. 3. Схема сложения угловых моментов в выстроенной полосе.

J двухнуклонного возбуждения формируется с деформацией и ориентированы преим. вдоль осн. вращения ядра (рис. 3). Аномалия вращат. спектра в нечётных ядрах наблюдается при нескольких больших I в полосах, основанных на нейтронном состоянии из подоболочки $i_{1/2}$, и при тех же I в остальных низколежащих полосах.

При большей энергии в области $I \sim 20-30$ наблюдается 2-й затыбок. Он объясняется пересечением нейтронной двухнуклонной полосы с полосой, основанной на протонном двухнуклонном возбуждении из подоболочки $i_{1/2}$. При больших I в игру вступают ещё более возбуждённые полосы. Т. о., явная по энергиям, т. е. осн. и раст. полоса, состоит из частей разд. полос. Каждая полоса вносит в I свою одночастичную часть, приблизительно равную угл. моменту возбуждённого состояния, на к-ром она основана. Следова-

тельно, угл. момент раст.-полосы образован как коллективным вращением ядра, так и одночастичным движением нуклонов (см. *Высокоспиновые состояния ядер*).

Лит.: Борд, Прямые и косвенные измерения в ядрах, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 129, с. 332; Борд, Мотте и Эсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; И в л и ч е н к о в И. М., Аномалия вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193. И. М. Ивлиев.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ — молекулярные спектры, обусловленные вращением молекулы как целого. Чисто В. с. наблюдаются в разреженных молекулярных газах в дальной ИК-области спектра (вплоть до субмиллиметрового диапазона), в спектрах комбинац. рассеяния света. Чаще наблюдается вращат. структура колебат. полос. Подробнее см. *Молекулярные спектры*. **ВРАЩАЮЩИЙ МОМЕНТ** — мера внеш. воздействия на вращающееся тело, изменяющего угл. скорость вращения. В. м. равен алгебраич. сумме моментов всех действующих на вращающееся тело сил относительно оси вращения (см. *Момент силы*). В. м. может быть также выражен через угл. ускорение тела с равенством $M_{вр} = I\epsilon$, где I — момент инерции тела относительно оси вращения.

ВРАЩЕНИЕ ГАЛАКТИК — существование у галактики в целом момента кол-ва движения, обнаружено спектроскопически (по наклону спектральных линий) первоначально у *спиральных галактик* в 1913—15 В. Слайфером (V. Slipher). К 1985 с разной степенью подробности изучены кривые вращения (зависимость орбитальной скорости вращения от радиуса) примерно для 150 спиральных (СГ) и неправильных (НГ) галактик, а также примерно для 60 эллиптич. галактик (ЭГ). Кроме того, изучено отдельно вращение восьми близких СГ (визидных спутников в их центр. части). Кол-во исследованных объектов быстро растёт.

Макс. скорости вращения СГ $v_{\text{макс}} \approx 200-250$ км/с (иногда до 400 км/с), они значительно (в 5—10 раз) превосходят случайные скорости звёзд в дисках СГ. В ЭГ, напротив, скорости вращения редко превосходят значения $v_{\text{макс}} \approx 100$ км/с, как правило, меньше (часто в 3—5 раз) случайных скоростей звёзд v_* . В изученных близких СГ $v_{\text{макс}} \approx 0,7 v_*$, В. г. определяется по наклону узких линий поглощения (излучения) в оптич. спектре галактики (при расположении цели спектрографа поперёк диска галактики) или по доплеровскому смещению радиолинии атомарного водорода 21 см. Оптич. определение кривой вращения более надёжно, но радио-методы позволяют в ряде случаев продвигнуться за пределы области, видимой в оптич. излучении. Если известны наклон диска к лучу зрения, то по наблюдаемым *лучевым скоростям* разных частей галактики можно рассчитать истинную кривую вращения.

Среди СГ и НГ по виду кривой вращения выделяются три типа объектов: тип I — галактики, у к-рых в пределах оптич. диска происходит монотонный рост скорости вращения $v(r)$ с увеличением расстояния r от центра вращения; тип II — галактики, у к-рых $v(r)$ в наблюдаемой области асимптотически стремится к пределу; тип III — галактики, у к-рых $v(r)$ начинает убывать с ростом r . Частично отнесение галактик к тому или иному типу зависит от исследуемой области кривой вращения, поскольку $v(r)$ достигает максимума на расстояниях $r_{\text{макс}} = (1-15)$ кпк при среднем $v_{\text{макс}} \approx (5-6)$ кмк (рис.).

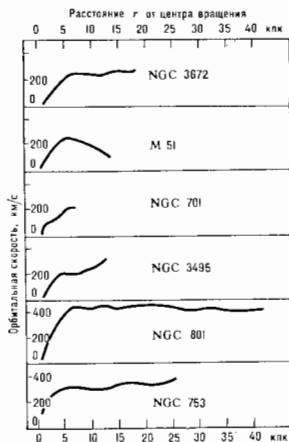
В свою очередь, вид кривой вращения позволяет определить распределение массы галактики по радиусу. Приравняв центростремич. силу и силу тяготения для звезды, движущейся на расстоянии r от центра галактики с круговой скоростью v , можно определить массу галактики $M(r)$ внутри сферы радиусом r

$$v^2/r = GM(r)/r^2, \quad M(r) = v^2 r G^{-1}$$

(G — гравитационная *эвристициальная постоянная*). Однако для определения плотности галактик $\rho(r)$ по известной зависимости $M(r)$ требуются дополнит. модель-

иные предположения (сферич. симметрия, суперпозиция сферич. и плоской составляющих и др.).

Если плотность вещества в галактике убывает с ростом радиуса быстрее, чем $\rho \sim r^{-2}$, то $M(r) \rightarrow \text{const}$ и должна наблюдаться характерная кеплеровская зависимость $v(r) \sim r^{-1/2}$ на достаточно больших расстояниях r . Однако для мл. галактик эта зависимость не наблюдается: $v(r)$ либо не убывает с ростом радиуса, либо



Кривые вращения спиральных галактик: I тип — NGC 701, NGC 3495; II тип — NGC 3672, NGC 801, NGC 753; тип III — M 51.

убывает слишком медленно. Это свидетельствует о существовании у мл. галактик мощных невидимых коронок (см. *Скрытая масса*), масса k -рых часто превосходит видимую массу галактик (звездного компонента и газа). Согласно ряду наблюдений, внутри галактик тоже может существовать скрытая масса, но не превосходящая по плотности видимый компонент.

С др. стороны, анализ устойчивости быстро вращающихся галактик, диска также приводит к выводу, что часть масс галактик должна быть заключена в сферич. составляющей. Этот вывод согласуется с характером кривых вращения ряда галактик, у k -рых макс. скорость вращения диска коррелирует со скоростью балдыа. С быстрым вращением СГ связывают существование у них массивных, сильно сжатых дисков и характерной спиральной структуры (см. *Спиральные спиральки*).

Эллиптич. галактики вращаются значительно медленнее спиральных. Кроме того, в них вращение маскируется случайным движением звезд. Поэтому вращение ЭГ изучают значительно хуже вращения СГ. Тем не менее найдено, что вращение многих ЭГ происходит настолько медленно, что их наблюдаемая эллиптичность не связана с вращением, а обусловлена сильной анизотропией распределения случайных скоростей звезд. По-видимому, эти галактики образуются при слиянии двух (или нескольких) галактик меньшей массы. В то же время для мл. галактик наблюдаемое вращение хорошо согласуется с видимой формой галактики. Это согласие отмечалось и для всех изученных балдыа СГ.

Проблема протекновения В. г. подробно обсуждалась в 70-е гг. 20 в. в связи с разл. теориями образования крупномасштабной структуры Вселенной. По-видимому,

популярна в прошлом гипотеза обмена галактик угл. моментом при их близком пролёте (за счёт действия приливных сил) не согласуется с данными наблюдений. В. г. спяно, скорее всего, с их образованием на стадии турбулизованного газа. Турбулизация газа на догалактич. стадии эволюции Вселенной могла произойти под воздействием сильных ударных волн, возникающих при образовании «близов» (на k -рых формируются затем скопления галактик) или при ядерных взрывах звёзд ядерного поколения. Анализ ряда численных моделей образования галактик показывает, что существ. влияние на В. г. могло оказать слияние галактик и ход эволюции структуры Вселенной. В целом проблема протекновения В. г. ещё не решена.

Лит.: Тейлор Р. Д. ж., Галактики: строение и эволюция, пер. с англ., М., 1981; Засов А. В., Казанов В. Г., Кривые вращения нормальных галактик, «Астрон. ж.», 1981, т. 60, с. 656; Davies R. L. и др., The kinematic properties of faint elliptical galaxies, «Astrophys. J.», 1983, v. 266, p. 41. А. Г. Дорослева.

ВРАЩЕНИЕ ЗВЁЗД о с в о е. Вращение (В.) Солнца открыто Г. Галилеем (G. Galilei) по движению солнечных пятен. Вращение др. звёзд впервые было обнаружено в 1909 Ф. Шлезингером (F. Schlesinger) при исследовании спектров затменных двойных звёзд.

Большинство определений скорости В. з. основано на эффекте Доплера. Наблюдения позволяют найти лишь значение величины $v \sin i$, где v — экваториальная скорость В., i — угол между осью В. и лучом зрения. Ср. значение v определяется в предположении, что ось В. з. ориентирована случайным образом по отношению к лучу зрения: $v \sin i \sim (\pi/4)v$. Периоды В. нек-рых маломассивных звёзд, обладающих активностью солнечного типа (см. *Солнечная активность*), находят по изменениям блеска, обусловленным прохождением по диску звёздных пятен. Период V , пульсаров определяется по периоду следования импульсов.

Угл. моменты звёзд J вычисляются в предположении, что их угл. скорость ω не изменяется с глубиной. Большинство маломассивных звёзд, находящихся на стадии эволюции, предшествующей стадии гл. последовательности (ГП), вращаются медленно, $v \sim 10$ км/с. Для их характерны значения $j \sim 10^{18}$ см²/с. Звёзды ГП *сверхмалых классов* O5 — F2 с массами $1,5 M_{\odot} \leq M \leq 50 M_{\odot}$ вращаются быстро: $150 \text{ км/с} \leq v \sin i \leq 400 \text{ км/с}$ (10^{17} см²/с $\leq j \leq 3 \cdot 10^{18}$ см²/с); в этом интервале $j \sim M^{1/2}$. У звёзд с массами $M < 1,5 M_{\odot}$ скорости $v < 50$ км/с и резко падают с уменьшением массы. Самые звёзды при уходе с ГП ускоряют их В. Скорости В. белых карликов $v \geq 60$ км/с ($j \geq 5 \cdot 10^{15}$ см²/с), а периоды В. меньше 20 мин. Периоды В. известных пульсаров заключены в интервале от $\approx 1,6$ мс до деск. с ($\omega = 10 - 4 \cdot 10^4$ км/с, $j = 10^{12} - 10^{15}$ см²/с). Вероятно, ещё быстрее должны вращаться *чёрные дыры*. Теоретически период их В. может достигнть величины $6 \cdot 10^{-2} (M/M_{\odot})^3$.

Изменения скорости В. з. в ходе их эволюции обусловлены двумя причинами: сравнительно быстрым изменением объёма звезды с сохранением её угл. момента и изменением угл. момента. Замедление вращения Ар-, Ан-звёзд обусловлено потерей угл. момента в результате взаимодействия их маг. полем с межзвёздной средой. В тесных двойных звёздах скорости В. может изменяться на-за приливного взаимодействия компонентов или перетекания нещества. Замедление маломассивных звёзд с $M < 1,5 M_{\odot}$ на ранних стадиях эволюции вдоль ГП обусловлено взаимодействием звёздного ветра с их маг. полем, к-рое «заставляет» частицы ветра двигаться с пост. угл. скоростью вплоть до расстояний, в деск. десятков раз больших радиусах звезды.

Установлен ряд общих теорем, характеризующих равновесное состояние (отсутствие внутр. макроскопич. движений) вращающейся звезды, в k -рой совпадают поверхности пост. плотности и пост. давления. Центр масс такой звезды должен лежать на оси В. (теорема

Лихтенштейна); угл. скорость может зависеть только от расстояний от оси В. (теорема Тейлора — Праудмена); Ясида должна обладать плоскостью симметрии, перпендикулярной оси В. В зоне преобладания dust-то перенос энергии (радиативной зоне) звезд с однородным хм. составом это равновесие нарушается (в результате совместного действия В. з. и переноса тепловой энергии) и возникают течения в меридиональных плоскостях, ведущие к перераспределению угл. момента и перемешиванию вещества. Перемешивание должно сильно менять на ход эволюции звезды, но оно может тормозиться, если хим. состав изменится с глубиной.

В. з. влияет на их наблюдаемые характеристики и ход звездной эволюции. Под действием центробежных сил появляются сплюснутость звезды. Поэтому видимая звездная величина вращающейся звезды зависит от наклона её оси В. к лучу зрения. На Солнце совместное действие дифференц. В. и конвекции приводит к генерации периодических изменений магн. поля, т. е. порождает 11-летний цикл, активность (см. *Солнечный цикл*). Циклич. активность обнаружена также у ряда звезд спектральных классов $F-M$. Со скоростью В. з. коррелирует также их хромосферная активность. В атмосфере вращающейся звезды физ. условия зависят от широты, в результате чего спектры её полярных и экваториальных областей могут отличаться. Кроме того, центробежные силы частично уравнивают силы тяготения в центр. области звезды, где происходит генерация энергии. Поэтому вращающиеся звезды должны обладать меньшей полной *светимостью* и *эффективной температурой* и медленнее эволюционировать. В. з. может играть важную роль на тех стадиях эволюции, когда происходит сжатие, сжатие, напр. при образовании нейтронных звезд, формировании звезд из протозвездного облака. При сжатии центробежные силы нарастают быстрее, чем гравитационные, и тормозят сжатие в направлении, перпендикулярном оси В. По-видимому, именно В. з. определяет, во что превратится сжимающееся протозвездное облако — в одиночную звезду, кратную систему или звезду с диском. Одиночная звезда может сформироваться только в том случае, если угл. момент облака достаточно мал или отводится в процессе сжатия от центр. частей во внеш. оболочку. В последнем случае вокруг звезды может сформироваться протяженный газопылевой диск, из к-рого образуется планетная система. Наблюдения показывают, что наличие дисков вокруг звезд на ранних стадиях эволюции — распространённое явление.

Лит.: Бондчук А. А., Копылов И. М., Сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд. «Изв. Крым. астрофиз. обсерв.», 1964, т. 31, с. 31, с. 44; Тассеуль Ж.-Л., Теория вращающихся звезд, ирр. с англ., М., 1982; Протозвезды и планеты, ирр. с англ., ч. 1-2, М., 1982; Smith M. A., Veisberg J. M., Barden S. C., Rotation among Orion Ic stars: angular momentum loss considerations in pre-main-sequence stars, *Astronomy J.*, 1985, т. 271, p. 237; Протозвезды и планеты, ирр. с англ., ч. 1-2, М., 1982; Smith M. A., *Т. В. Прыжкино*.

ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ осе с о с. Земля вращается вокруг мгновеной оси, проходящей через центр масс и ве совпадающей с гл. осью инерции. Угл. скорость В. З. равна $7,29211515 \cdot 10^{-5}$ рад/с (на 1900 г.), период В. З. (сутки) $8,616409892 \cdot 10^4$ с (на 1900 г.). Как угл. скорость, так и положение оси В. З. изменяются со временем. Ос. В. З. изменяет своё положение в пространстве как место с телом Земли, так и относительно тела Земля.

Перемещение осей В. З. вместе с Землей. Благодаря наличию экваториальных избытков масс Земли притяжение Луны и Солнца вызывает прецессию осей В. З. вокруг полюса эклиптики (см. *Координаты астрономических*) с периодом ≈ 26 000 лет. Это явление, наз. *лунно-солнечной прецессией*, приводит к движению точки весеннего равноденствия по эклиптике со скоростью $\approx 50''$ в год навстречу годичному движению Солнца и к изменению экваториальных координат небесных тел (географич. координаты пунктов на Земле остаются без изменений). Явление лунно-

солнечной прецессии усложняется возмущением орбиты Земли планетами, вследствие чего мгновеной ось эклиптики не остается неподвижной в пространстве; вековая часть её перемещения $\approx 47''$ в столетие наз. *прецессией от планет*.

На прецессионные движения накладываются ещё и т. н. *нутонационные колебания* (см. *Лунация*), вызванные изменением взаимного расположения Луны, Солнца и Земли. Поэтому истинному полюсу мира — точке пересечения мгновеной осей В. З. с небесной сферой — присуща обширная совокупность колебаний движущей относительно своего ср. расположения. Осн. колебание истинного полюса мира имеет период, равный периоду перемещения лунных узлов по эклиптике $\approx 18,6$ г.

Движение полюсов и неравномерность В. З. Ос. В. З. изменяет своё положение также и относительно тела Земли. Это явление наз. движением полюсов.

Теория вращения абсолютно твёрдой Земли предсказывает движение полюсов с периодом ≈ 305 лет. Однако посылку З. по является абсолютно твёрдым телом, наблюдается удлинение этого периода до 438 лет (т. н. *чандлеровский период*). Различие свойств коры и ядра Земли приводит к появлению ещё одной гармонки в движении полюсов — почти суточной (с периодом 23 ч 56 мин звездного времени). Атм. явления, смена времён года, характерное чередование океанов и континентов вызывают также вынужденные колебания полюса с годичным периодом. По совр. наблюдениям, полюс совершает колебания, не выходя из квадрата со стороной ~ 20 м. Подозревается также наличие векового движения осей вращения. Колебания полюса непрерывно изменяют координаты пунктов на Земле (остаются без изменения экваториальные координаты небесных тел).

Различают периодические, скосные и нерегулярные изменения скорости В. З. Изменения скорости В. З. с годичным периодом связаны в основном с сезонными изменениями момента инерции Земли. В апреле — марте продолжительность суток на $\approx 0,002$ с больше, чем в июле — августе. Колебания продолжительности суток с месячным и полумесячным периодами обусловлены приливыми изменениями момента инерции Земли. Вековое изменение продолжительности суток на $\approx 0,002$ с в столетие связано, по-видимому, с приливым трением и изменением момента инерции Земли, вызванным перемещением масс на поверхности и в недрах Земли. Нерегулярные изменения скорости В. З. разных знаков происходит через неравные промежутки времени от деск. лет до неск. десятилетий. Относит. изменения скорости В. З. $\sim 10^{-8}$. Характер и механизмом этих флуктуаций изучены плохо.

Лит.: Исаев В. В., Нестеров В. В., *Общая астрономия*, 2 изд., М., 1982.

ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ света — объединяемая общим феноменологич. проявлением группа эффектов, заключающихся в повороте *плоскости поляризации* поперечной волны в результате взаимодействия с анизотропной средой. Наиб. известностью пользуются эффекты, связанные с В. п. л. света, хотя аналогичные явления наблюдаются и в др. областях спектра эл.-магн. волн (в частности, в СВЧ-диапазоне), а также в акустике, физике элементарных частиц и т. д.

В. п. л. обычно обусловлено различием коэф. преломления среды для двух циркулярно поляризованных (по тангему и левому кругу) волн (т. е. циркулярной анизотропией) и описывается в общем случае аксиальным тензором второго ранга, свивающим аксиальный вектор угла поворота ϕ плоскости поляризации с полярным волновым вектором k . В среде, обладающей только циркулярной анизотропией, линейно поляризованная волна может быть разложена на две нормальные циркулярно поляризованные волны равной амплитуды (см. *Нормальные колебания*), разность фаз между к-рыми определяет азимут плоскости поляризации

суммарной волны. В однородных средах, обладающих циркулярной анизотропией, угол В. п. п. линейно зависит от длины пути в среде. Циркулярная анизотропия может быть как естественной (своентанной, присущей среде в неполюсованном состоянии), так и искусственной, индуцированной внеш. воздействием. Во втором случае циркулярная асимметрия может быть обусловлена асимметрией возмущающего воздействия или совокупными симметричными свойствами среды и возмущения.

Естественная циркулярная анизотропия (в оптике — *оптическая активность*, в акустике — акустик. активность) наблюдается лишь в средах, обладающих определенной структурной асимметрией (в частности, в средах, лишенных центра симметрии). В жидкостях и газах соответствующей асимметрией должны обладать атомы или молекулы среды, в кристаллах циркулярная анизотропия может являться следствием структурной асимметрии кристаллич. решетки. В радиодиапазоне эффект В. п. п. может наблюдаться при распространении радионейтрон через слои металлич. спиралей, заострических расположенных в иррадиацию, но намотанных в одну сторону (напр., все спиралы правые).

Естественная циркулярная анизотропия является прямым следствием дисперсии пространственной, определяемой зависимость отклика среды не только от значения волнового поля в заданной точке, но и от его пространственных производных. Параметром, определяющим степень проявления пространственной дисперсии в эффекте В. п. л., служит отношение характерного размера структурной единицы среды — атома, молекулы, элементарной ячейки кристалла и т. д. — к длине волны.

Для сред с естественной циркулярной анизотропией знак В. п. л., определяемый обычно через направление распространения волны (напр., по направлению буравчика), не зависит от знака волнового вектора. Поэтому, в частности, инверсия направления распространения света в оптически активной среде приводит к обратной эволюции азимута плоскости поляризации при распространении света в противоположном направлении и суммарный угол В. п. л. после двойного прохода волны через циркулярно-анизотропную среду оказывается равным нулю (в лаб. системе координат).

Среди возмущений, приводящих к появлению и удлинению циркулярной анизотропии, наиб. важное место занимает магн. поле. Обладая симметрией аксиального вектора (кругового контура с указанным направлением вращения), магн. поле нарушает циркулярную изотропию среды, что проявляется во В. п. л. при распространении волны вдоль направления намагниченности (*Фарадея эффект*). Знак В. п. л., обусловленного магн. циркулярной анизотропией, определяется направлением приложенного магн. поля и инвертируется при инверсии направления распространения волны. Поэтому многократное прохождение волны через среду может использоваться для накопления угла магн. В. п. л. Эта особенность применяется при создании т. н. независимых элементов (оптик. и микрооптич. неителей), свойства к-рых оказываются существенно различными для волн, распространяющихся в противоположных направлениях. В средах, обладающих спонтанным магн. моментом (ферромагнетиках), магн. В. п. л. может наблюдаться и при отсутствии внеш. поля.

С симметричной точки зрения, эффекту Фарадея аналогичен эффект В. п. л. в среде, подвергнутой интенсивному облучению циркулярно или эллиптически поляризованным светом (т. н. обратный Фарадея эффект), а также обнаруженный недавно эффект «вращательного увлечения эфира» — В. п. л. света, распространяющегося во вращающейся среде.

Важной симметричной особенностью эффектов В. п. л. в магнитных и вращающихся средах является инверсия знака эффекта при операции обращения знака

времени. Этот факт, на первый взгляд, накладывает запрет на возможность существования электрич. аналога подобных эффектов, т. к. полярный вектор напряженности электрич. поля нечувствителен к операции инверсии времени. Однако приложимое внеш. электрич. поля к циркулярно-асимметричной среде, обладающей электропроводностью, нарушает исходную симметрию системы к операции инверсии времени и такой эффект оказывается возможным.

Следует обратить внимание, что индуцированная циркулярная анизотропия может иметь такую же симметрию, как и естеств. оптич. активность. Напр., «естеств. оптич. активность» приобретает твердые изотропные среды, подвергнутые крутильной деформации (см. *Фотоупругость*), а также изотропные среды в любых агрегатных состояниях под действием внеш. электрич. поля с осевой («сиральной») конфигурацией. В кристаллах определ. классов симметрии возможно возникновение или изменение оптич. активности под действием приложенного однородного электрич. поля (см. *Электрооптика*).

В. п. п. может наблюдаться и при отражении волны от циркулярно-анизотропной среды (напр., *Керра эффект* магнитнооптический).

Эффекты В. п. п. могут быть следствием не только циркулярной, но и линейной анизотропии среды. Так, В. п. л. наблюдается при распространении волны в линейно-дихроичной среде (см. *Дихроизм*), лишенной дидропреломления, а также при прохождении волны через линейную подуольную фазовую пластинку. В этих случаях, однако, даже для однородных сред нельзя говорить о линейной зависимости угла В. п. л. от длины пути в среде.

Эффекты В. п. п. света находят применение как в техн., так и в физ. исследованиях структур и магн. свойств атомных и конденсир. сред. Существующие приборы для измерения углов В. п. л. в оптич. области спектра — *поляриметры* и спектрополяриметры — обладают чувствительностью $\sim 10^{-6} - 10^{-10}$ град, что позволяет детектировать чрезвычайно малые различия показателей преломления среды для двух циркулярных поляризаций ($\sim 10^{-12}$) и исследовать тончайшие эффекты, приводящие к циркулярной анизотропии среды. Наиб. выразительный пример — исследования оптич. активности атомных систем, обусловленной нарушением четности при слабых взаимодействиях.

См. также ст. *Гиротропия* и лит. при ней.

В. С. Зипацкий.

ВРАЩЕНИЯ ГРУППА — непрерывная группа преобразований иррадианта с фиксированной неподвижной точкой (центром вращений), оставляющих неизменным расстояние между двумя произвольными точками; сохраняются также углы между произвольными векторами. Для В. г. принято обозначение $O(n)$, где n — размерность пространства. В дальнейшем речь пойдет о физически интересной В. г. трёхмерного пространства $O(3)$. Выделяют с о б с т в е н н ы е г р у п п ы в р а щ е н и й $SO(3)$, к-рая в дополнение к свойствам, указанным выше, сохраняет ориентацию пространства (координатных осей). Подгруппа В. г. разлагается в прямое произведение собственной В. г. и группы отражений (состоящей всего из двух элементов).

В ряде физ. задач имеет место инвариантность относительно В. г.; такой инвариантностью обладают, напр., *Лапласа уравнение* и однородное *Гельмгольца уравнение*. Инвариантность относительно В. г. приводит к закону сохранения углового момента. Эта величина играет определяющую роль при классификации решений соответствующих ур-ний. Математически В. г. является одной из простейших компактных групп Ли.

Любое собственное трёхмерное вращение определяется заданием трёх непрерывно меняющихся параметров, так что все группы $SO(3)$ представляет собой трёхмерное многообразие, топологически эквивалентное трёхмерному проективному пространству (трёхмерной сфе-

ре с оттождествляемыми диаметрально противоположными точками). Группа $O(3)$ состоит из двух связанных компонент, каждая из к-рых совпадает с $SO(3)$. В качестве параметров удобно выбрать т.п. Эйлера углы φ, θ, ψ .

Физ. новых координат со старыми имеет вид

$$x_i' = M_{ik}(\varphi, \theta, \psi) x_k, \quad (*)$$

где

$$M_{ik}(\varphi, \theta, \psi) = g_1(\varphi) g_2(\theta) g_1(\psi).$$

$$g_1(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad g_2(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}.$$

При последоват. выполнении двух вращений матрица M_{ik} преобразуется.

Матрицы M_{ik} образуют одно из представлений В. г., наз. и р и с е д и н и ч и м м. Матрица M_{ik} определяет преобразование при повороте не только самих координат, но и любых векторов: связь компонент вектора в старых координатах и в новых также определяется ф-лой (*). Существуют и др. представления В. г. Простейшее представление — скалярное: скаляры вообще не преобразуются при повороте. Более сложные представления связаны с преобразованием компонент тензоров второго и более высокого рангов. В пространстве дифференцируемых ф-ций $f(\theta, \varphi)$, заданных на поверхности сферы единичного радиуса, базис представляет В. г. образуют сферические функции. Преобразование этого базиса при вращениях описывается матрицей представления, элементами которой являются *Вигнера функции*.

В квантовой механике важную роль играют представления, связанные с преобразованием при повороте волновой ф-ции системы с определ. значением углового момента J . Скалярное представление соответствует $J=0$, векторное — случаю $J=1$ (в единицах \hbar), $J=2$ соответствует симметричному тензору второго ранга с равным нулю следом и т. д. Представления с определ. значением J исчерпываются все возможные представления $SO(3)$.

Часто вводит также представления в виде матриц четного ранга, связанные с преобразованием при повороте волновых ф-ций систем с полуцелым спином. Они не являются настоящими представлениями В. г., т. к. волновая ф-ция при повороте на 2π вокруг нек-рой оси меняет знак. Причина этого в том, что полуцелый спин ее описывается последовательно в рамках релятивистской квантовой механики, для его описания следует привлечь *Лоренца группу*. Однако в ряде задач, когда все релятивистские явления сводятся к наличию спина, можно рассматривать двузначные представления В. г., где каждому вращению соответствует не одна унитарная матрица, а две, различающиеся знаком матриц. Двузначным (спинорным) представлениям $SO(3)$ соответствуют истинные представления накрывающей группы $SU(2)$.

Произведения неприводимых представлений В. г. не являются неприводимыми, но может быть разложено в прямую сумму неприводимых представлений. Коэф. этого разложения (*Клебша — Гордана коэффициенты*) используют в квантовой механике при вычислении матричных элементов разл. операторов и при построении волновых ф-ций составных систем.

Вращение на малый угол можно представить в виде $\hat{M} = 1 + \hat{T}_{12}\varphi_{12} + \hat{T}_{13}\varphi_{13} + \hat{T}_{23}\varphi_{23}$, где \hat{M} — матрица вращения в вектор-представлении, φ_{mn} — малые углы поворота в трёх независимых плоскостях, а \hat{T}_{mn} — фиксиров. матрицы, к-рые в данном представлении наз. генераторам В. г. В квантовой механике генераторы В. г. имеют наглядный физ. смысл и совпадают с операторами углового момента \hat{J} . Непомутативность В. г. отражается в том факте, что коммутатор $[\hat{J}_m, \hat{J}_n]$ отличен от нуля при $m \neq n$.

Отметим, что в нек-рых физ. задачах находят применение и группы $O(n)$ с $n > 3$. Так, группа $O(4)$ оказалась полезной при классификации состояний атома водорода, в теории гравитации интерес представляет связанная с группой $O(5)$ *де Ситтера группа*, при попытках построения единой квантовой теории поля используют В. г. высших размерностей вплоть до $O(32)$. Лит.: Д. Г. Бирск и Г. Я. Теория групп и её применения в физике, М., 1958; Гельфанд И. М., Минковский А. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца и их применения, М., 1958; Юнис А. Д., Целенко И. Е., Вайсберг В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вязьма, 1960; Петровский М. И., Трифонов Б. Д., Применение теории групп в квантовой механике, М., 1967. А. В. Сильва.

ВРАЩЕНИЯ ОБРАЗЦА МЕТОД — один из методов релятивистского структурного анализа.

ВРЕМЕНИ ОБРАЩЕНИЕ — см. Обращение времени.

ВРЕМЯПОДОБНЫЙ ВЕКТОР — четырёхмерный вектор в пространстве-времени спец. теории относительности (*Минковского пространства-времени*), квадрат временной компоненты к-рого больше суммы квадратов пространственных компонент. Квадрат длины В. в. (A) в метрике Минковского положительен:

$$(A)^2 - A^0 A^0 = (A^1)^2 - (A^2)^2 - (A^3)^2.$$

Здесь A^0 — временная, A^1, A^2, A^3 — пространственные компоненты ($\mu = 0, 1, 2, 3$). С помощью *Лоренца преобразования* последние могут быть обращены в нуль, т. е. существует система отсчёта, в к-рой данный В. в. характеризуется единственной, временной компонентой A^0 . Поскольку величина $(A)^2$ инвариантна при преобразованиях Лоренца, $A^0 = \sqrt{(A)^2}$. Очевидно, любой В. в. остаётся времяподобным при переходе в произвольно движущуюся инерциальную систему отсчёта.

Важным примером В. в. в релятивистской механике является вектор четырёхмерной скорости частицы с ненулевой массой покоя: $u^\mu = dx^\mu/ds$ — касат. вектор к мировой линии $x^\mu(s)$ частицы (s — интервал). Этот вектор в метрике Минковского имеет единичную длину, $u^\mu u_\mu = 1$, а система отсчёта, в к-рой его пространственные компоненты равны нулю, является системой покоя частицы (*собственной системой отсчёта*). В этой системе направление u^μ совпадает с направлением оси времени. С В. в. u^μ связан соотношением пропорциональности другой В. в. — четырёхмерный импульс $p^\mu = m u^\mu$ (m — масса частицы; используется система единиц, в к-рой скорость света $c = 1$). Временная компонента этого вектора равна полной энергии \mathcal{E} частицы с учётом энергии покоя, $p^0 = p^0 p_\mu = \mathcal{E}^2 - p^2 = m^2$ (p — трёхмерный импульс).

В пространстве-времени Минковского времяподобным будет любой вектор, лежащий внутри светового конуса, вершина к-рого совмещена с его началом. Такой В. в. соединяет точки, отвечающие событиям, к-рые могут быть причинно связаны между собой. Соответствующий интервал (длина этого вектора) также наз. времяподобным. Д. В. Гольцов.

ВРЕМЯПОДОБИЕ — см. Прочности предель.

ВРЕМЯ — форма существования материи, выражающая порядок изменения объектов и явлений действительности. См. Пространство и время.

ВРЕМЯ ВОЗВРАТА — промежуток времени, требующийся для возвращения замкнутой системы в первоначальное состояние. Согласно *Пуанкаре теореме*, стационарное движение консервативной механич. системы квазипериодично, т. е. по истечении нек-рого промежутка времени, наз. В. в., система вернётся с какой угодно степенью точности в своё первонач. положение.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ нестабильного состояния квантовомеханической системы — время, в течение к-рого вероятность обнаружить систему в данном состоянии уменьшается в раз. В. ж. характеризует скорость перехода квантовомеханич. системы из данного во все др. состояния. Обычно появ-

тие В.ж. используют для описания квази стационарных состояний системы, к-рые относительно медленно распадаются под влиянием внеш. воздействий. Напр., квазистационарными являются состояния электронов в изолир. проводнике во яслях элктрич. поле. Распад этих состояний приводит к вылету электронов из вещества (см. *Автоэлектронная эмиссия*).

Квази стационарное состояние может возникнуть в результате столкновений частиц при опред. значении энергии их относ. движения \mathcal{E}_0 . Образование такой связанной системы сталкивающихся частиц сопровождается резким резонансным увеличением сечения рассеяния при энергиях \mathcal{E} , близких к \mathcal{E}_0 . В.ж. возникающего при этом квази стационарного состояния связано с шириной энергетич. интервала $\Gamma \sim \mathcal{E} - \mathcal{E}_0$, в к-ром зависимость сечения рассеяния от энергии имеет резонансный характер, соотнош.:

$$\tau \sim \hbar/\Gamma.$$

Так, при взаимодействии нейтронов с $\mathcal{E}_0 \sim 400$ эВ с атомными ядрами $\Gamma \sim 1 - 10$ эВ, что соответствует В.ж. квази стационарного состояния ядро + нейтрон $\tau \sim 10^{-17}$ с.

Наиб. характерно существование нестабильных состояний для ядерной физики и физики элементарных частиц. Так, свободный нейтрон под влиянием слабого взаимодействия распадается со временем жизни $\tau \sim 15,3$ мин. Самые короткоживущие частицы — т.п. резонансы — имеют $\tau \sim 10^{-22} - 10^{-24}$ с. В ядерной физике В.ж. связано с периодом полураспада $T_{1/2}$ и постоянной распада λ :

$$\tau = T_{1/2} / \ln 2 = 1/\lambda$$

и изменяется в широких пределах. Напр., ядро ^{212}Po имеет $\tau \sim 3 \cdot 10^{-7}$ с, ядро ^{238}U — $\tau \sim 4,49 \cdot 10^9$ лет.

Возбужденные состояния атомов и молекул нестабильны по отношению к э.м.-магн. взаимодействию. Их В.ж. (т.п. В.ж. на уровне) являются важными характеристиками уровней энергии и связаны с шириной спектральных линий.

Нестабильными являются также возбужденные состояния квази частиц (электронов, фононов и т.д.) в конденсир. среде или плазме. В.ж. квази частиц зависит от их взаимодействия между собой наличие примесей, темп-ры; напр., для электронов и дырок в полупроводниках В.ж. изменяется в пределах от 10^{-9} до многих часов.

Лит.: Гольдбергер М., Ватсон К., Теория столкновений, пер. с англ., М., 1967, гл. 8. С. Л. Дударев.

ВРЕМЯ ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — один из важнейших параметров люминесценции, время, в течение к-рого интенсивность свечения уменьшается в e раз. Наличие В.з.л. отделяет люминесценцию от процессов рассеяния. В.з.л. определяется процессами релаксации энергии в люминесцирующем веществе, зависит от времени жизни возбужденного состояния и варьируется от 10^{-9} с для разрешенных переходов до неск. часов для сильно запрещенных переходов. В.з.л. зависит также от внеш. условий (темп-ры, концентрации люминесцирующих молекул или примесей), к-рые могут увеличить вероятность безызлучат. переходов. При этом одновременно с уменьшением В.з.л. уменьшается и квантовый выход люминесценции.

Учет В.з.л. необходим при практич. использовании люминесцирующих веществ для люминесцентного анализа с временным разрешением, в качестве индикаторов электронно-лучевых приборов и светосоставов временного действия и т.п. Изучение кинетики затухания люминесценции — один из осн. методов исследования переходов и преобразования энергии в веществе в различных физ., хим и биол. процессах.

Лит. см. при ст. Люминесценция.

Э. Г. Свириденко.

ВРЕМЯ КОГЕРЕНТНОСТИ — характерное время спада корреляций излучения. По порядку величины В.к. равно ширине ф-ции когерентности $\Gamma(\tau)$ по аргументу τ , описывающему временную задержку (см. Коге-

рентность). Количественно В.к. можно определить, напр., как

$$\Delta t = \left\{ \int \tau^2 |\Gamma(\tau)| d\tau \right\} / \left\{ \int |\Gamma(\tau)| d\tau \right\}^{1/2}, \quad (*)$$

где $\Gamma(\tau) = \langle V(t+\tau)V^*(t) \rangle$ — ф-ция когерентности комплексного возмущения $V(t)$, описывающего стационарное излучение в момент времени t , * означает комплексное сопряжение. При разных $n=2, 4, 6, \dots$ ф-ла (*) даёт разные определения В.к.

Для случая свободного излучения, распространяющегося со скоростью c , произведение В.к. на c даёт для n когерентности $l=c\Delta t$, к-рая ограничивает величину оптич. разности хода лучков, свободных интерферировать друг с другом. В.к. связано с эффективной шириной спектра излучения $\Delta\omega$ соотношением неопределенностей $\Delta\omega\Delta t \geq 1$.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. Л. А. Анрекс.

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ — характеристика процесса установления равновесия термодинамического в макроскопич. физ. системе. За В.р. т. отклонение к-л. параметра системы от равновесного значения уменьшается в e раз (e — основание натуральных логарифмов). Подробнее см. Релаксация.

ВСЕЛЕННАЯ — вся окружающая нас часть материи нашего мира, доступная наблюдению. Такое определение В. соответствует употреблению этого термина в совр. физ. и астрономич. науч. лит-ре; оно более конкретно по содержанию, чем старое определение В. как всего объективно существующего мира. В. содержит разнообразие типы объектов, различающихся размерами и массой, — от элементарных частиц, атомов и молекул в малых масштабах до планет, звезд, галактик, скопления галактик и дисперсного вещества (газа, пыли) в больших масштабах, а также физ. поля (гравитационное, электромагнитное и др.). Совр. естествознание рассматривает В. как один из конкретных объектов науч. исследования, единственным специфич. свойством к-рого является его единичность, уникальность. Для изучения В. и её свойств используется обширная методология, принятая в естеств. науках, хотя во В. существуют условия и протекают процессы, недоступные для земных лабораторий. При этом важнейшим постулатом является принцип, что фундам. законы природы (в частности, законы физики), установленные и проверенные в лаб. экспериментах на Земле, остаются верными для всей В. и все явления, наблюдаемые во В., могут быть объяснены на основе этих законов. Раздел физики и астрономии, занимающийся изучением В. как целого, наз. космологией. В прошлом неоднократно возникали дискуссии о том, может ли такое физ. св-во В., как конечность или бесконечность её временного существования и пространственного объёма, быть выведены из общетеоретических соображений без использования данных наблюдений и конкретных физ. теорий. В настоящее время общепризнано, что ответ на этот вопрос является отрицательным. Поскольку В. по объективно исчерпывает собой всё объективно существующий материальный мир, допустима гипотеза о существовании др. вселенных. Эти вселенные рассматриваются пока чисто умозрительно, они могут быть либо всегда отделенными от нашей В., либо иметь общее с ней происхождение от одной первичной правеселенной. Последняя возможность реализуется, напр., в нек-рых вариантах модели разбухающей Вселенной.

Основные характеристики современной Вселенной. 1. Расширение В. Все галактики, за исключением нескольких самых близких к нашей Галактике, удаляются от неё (и друг от друга) со скоростями, к-рые на расстояниях $R \geq 10^6$ Мпк = $3 \cdot 10^{25}$ см с большой точностью удовлетворяют Хаббл-у закону $v = HR$ (скорость определяется по доплеровскому смещению спектральных линий в спектрах галактик). Величина H зависит только от времени. Её значение в настоящий момент

времени H_0 наз. постоянной Хаббла и, по совр. данным, находится в пределах $H_0 \approx (50-100)$ км/(с·Мпк) $\approx (1,6-3,2) \cdot 10^{-18}$ с⁻¹ (точность проверки закона Хаббла $v \sim R$ значительно выше, чем точность определения коэф. пропорциональности H_0). Закон Хаббла относится к нерелятивистскому пределу ($v \ll c$), при $v \sim c$ он видоизменяется таким образом, что скорость удаления не превышает скорости света (доплеровское красное смещение z остаётся конечным). Наиболее удалённые от нас видимые объекты — *кварцы* — обладают значениями красного смещения до $z \approx 4$, что отвечает расстоянию более 5000 Мпк. Поверхности, соответствующая бесконечному z , наз. совр. космологическим горизонтом. Радиус горизонта совпадает с расстоянием, к-рое свет проходит за время расширения В. от сингулярности космологической; по порядку величины $R \sim c/H_0$, точное значение R зависит от конкретной космологической модели. Горизонт представляет собой границу наблюдаемой в настоящий момент части В. С течением времени космолог. горизонт расширяется. Постоянная Хаббла H_0 определяет также возраст В. (отчитанный от космологич. сингулярности) $t_0 \sim H_0^{-1}$. Особую роль в космологии играет т. п. критическая плотность $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ (от соотношения с ней плотности ρ вещества В. зависит, в частности, судьба В. в будущем). При значениях $H_0 = 50$ км/(с·Мпк) и $\rho = \rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ радиус горизонта $R_H = 2c/H_0 \approx 12000$ Мпк $\approx 4 \cdot 10^{25}$ см, а возраст В. $t_0 = 2/(3H_0) \approx 13$ млрд. лет.

2. Плотность вещества во В. резко падает при переходе от малых масштабов к большим: от громадных значений $\rho \sim 10^{14}$ г/см³ в атомных ядрах (а также в нейтральных звёздах) до $\rho \sim 1$ г/см³ на планетах и звёздах главной последовательности, $\rho \sim 10^{-24}$ г/см³ в Галактике и $\rho = \rho_c$ в размере всей видимой части В. В космологии плотность вещества выражают обычно в долях от $\rho_c = \rho/\rho_c$. Оценки кол-ва «светящегося» вещества (звёзд и газа в галактиках) дают $\Omega \approx 0,01 - 0,02$. В то же время из результатов измерений «виральной» массы групп и скоплений галактик (т.е. массы, вычисленной по средней относительной скорости галактик с помощью *виральной теоремы*) следует, что $\Omega \approx 0,1 - 0,3$. Различие между этими числами составляет суть проблемы *скрытой массы* (т.е. тёмного, несветящегося вещества) во В. Физ. природа скрытой массы ещё не определена. Совр. данные не позволяют исключить существование к.-л. вида материи во В., к-рый не концентрируется вокруг галактик и их скоплений и пространственное распределение к-рого однородно на масштабах ≤ 10 Мпк. Существуют довольно слабые ограничения сверху на величину полной плотности массы-энергии вещества во В., вытекающие из условия, что возраст В. должен быть больше возраста Земли или к.-л. др. объекта во В. (напр., шарового звёздного скопления). Ни один из этих пределов не противоречит значению $\Omega = 1$, выделенному в модели раздувающейся В.

3. Химический состав вещества во Вселенной. Видимое вещество во В. состоит в осн. из водорода (80–70% по массе) и гелия ⁴He (20–30% соответственно). Остальных хим. элементов значительно меньше; их распространённость согласуется с теоретич. концепцией, согласно к-рой вещество во В. до образования звёзд представляло собой водород и ⁴He в указанной пропорции с малой примесью ³He, ²He и Li, а все более тяжёлые элементы образовались в звёздах (см. *Нуклеосинтез. Распространённость элементов*). Во В. не обнаружено заметного кол-ва антивещества (за исключением малой доли антинейтронов в *космических лучах*; эти антинейтроны, по-видимому, возникли в нашей Галактике). Т.о., В. является несимметричной по барионному заряду (вещество преобладает над антивеществом, см. *Барионная асимметрия Вселенной*).

4. Реликтовое излучение (микроволновое фоновое излучение). В. заполнена эл.-магн. излучением с чернотельным спектром и темп-рой $T = 2,7$ К (см. *Планка закон излучения*). Его плотность энергии в долях критической $\Omega_\gamma = \rho_\gamma/\rho_c \approx 10^{-4}$ и при $H_0 = 50$ км/(с·Мпк). Реликтовое излучение не могло быть произведено звёздами, оно осталось от ранних стадий эволюции В. — отсюда его название. Реликтовое излучение с большой точностью изотропно: его темп-ра не зависит от направления. Наблюдаются анизотропии темп-ры реликтового излучения дипольного типа с относит. амплитудой $|\Delta T/T| \sim 10^{-3}$. Его можно полностью приписать движению Солнечной системы со скоростью $v \approx 400$ км/с относительно космологически выделенной инерциальной системы отсчёта, в к-рой реликтовое излучение в среднем покоится. Наблюдаются также сезонные вариации амплитуды дипольной анизотропии, соответствующие изменению скорости ± 30 км/с, к-рые вызваны вращением Земли вокруг Солнца (это даёт своеобразное новое космологическое доказательство правильности гелиоцентрич. системы Коперника). После исключения дипольного компонента анизотропии темп-ры реликтового излучения не обнаруживается на уровне $|\Delta T/T| \approx 3 \cdot 10^{-5}$, соответствующем чувствительности совр. измерений. Совр. теории образования галактик и крупномасштабной структуры Вселенной предсказывают, однако, что неоднородная анизотропия должна существовать на более низком уровне ($\sim 10^{-6}$).

5. Однородность, изотропия и структура во В. Из изотропии реликтового излучения с точностью выше 10^{-4} вытекает, что В. однородна и изотропна с такой же точностью в масштабе совр. горизонта $\sim 10^4 \cdot h_0^1$ мпк, где $h_0 = H_0/[50$ км/(с·Мпк)]. Это подтверждается также малостью отклонений от закона Хаббла для объектов на больших расстояниях и изотропным распределением удалённых радиосточков по небу. В. остаётся однородной и изотропной на расстояниях $(10^1 - 300) \cdot h_0^1$ Мпк, но с меньшей точностью. В. обладает заметно выраженной ячеисто-сетчатой структурой в масштабах $\leq 100 h_0^1$ Мпк. Эта структура состоит из групп и скоплений галактик, образующих выпуклые «нити» — филаменты, к-рые пересекают между собой и создают связанную трёхмерную сетку. В местах пересечения филаментов, как правило, располагаются богатые скопления галактик. Между филаментами находится дыры — области, в к-рых практически нет нормальных галактик. Ср. размер дыр $\approx 50 h_0^1$ Мпк, ср. толщина филаментов $\approx 10 h_0^1$ Мпк. Существование ячеисто-сетчатой структуры удаётся объяснить (пока в качественном виде) в рамках Фридмановской модели В. с *адиабатическими флуктуациями* плотности вещества.

Прошлое Вселенной. Динамика В. как целого определяется гравитат. взаимодействием тел (см. *Тяготение*) и описывается ур-ниями общей теории относительности (ОТО). Это связано тем, что гравитат. взаимодействие является единственным, к-рое не экранируется и не насыщается (а наоборот, усиливается) с увеличением кол-ва вещества, в результате чего оно доминирует над др. взаимодействиями в достаточно больших масштабах. Из однородности и изотропии В. в больших масштабах следует, что в этих масштабах она хорошо аппроксимируется моделью Фридмана с малыми возмущениями однородности (см. *Космологические модели*). Оценку степени однородности В. в меньших масштабах можно получить косвенным образом из факта отсутствия значит. кол-ва перпендиц. *чёрных дыр* (если они вообще существуют во В., то ср. плотность их массы должна быть существенно меньше критической). Из этого вытекает, что в недавнем прошлом В. была однородной и изотропной в меньших масштабах. Осн. качественные выводы, следующие из анализа Фридмановской модели В.: а) В. нестационарна (она расширяется), плотности

энергии вещества и излучения монотонно падают с течением времени (с расширением В.); 6) в мировом плотность энергии излучения значительно превосходит плотность энергии вещества — темп-ра В. была высокой (см. *Горький, Вселенной теория*); 7) при темп-ре $T \sim 10^9$ К по В. происходил музонисотоп, в результате к-рого выработался указанный выше первичный хим. состав вещества во В.; 8) если не учитывать квантово-гравитат. эффект (см. *Квантовая теория гравитации*), то в немол. бы еще более ранний момент времени во В. должна была иметь место космогонич. сингулярность, при этом плотность вещества и излучения была бесконечной. Однако уже при конечной, хотя и громадной плотности массы энергии $\rho/c^2 \sim \rho^0/GH_0^2 \sim 10^{14}$ г/см³ классич. представления о пространстве и времени (в частности, понятие эволюции со временем) теряют смысл, а общая теория относительности, на основании к-рой строится космологич. модели, становится неприменимой. Этот момент, разделяющий квантовое и классич. пространств-врем. периоды условно наз. «началом» или «рождением» нашей В. (разумеется, он и в каком смысле не является началом для всего материального мира). Начальную стадию расширения В., когда плотности энергии вещества и излучения, а также темп-ра были высоки наз. иногда Большим Взрывом.

Поведение В. вблизи сингулярности во многом определяет ее совр. свойства. В частности, именно вблизи сингулярности формируются флуктуации (отклонения В. от однородности и изотропии), к-рые ответственны за образование галактик и крупномасштабной структуры В. и приводят к возникновению угл. анизотропии темп-ры реликтового излучения (см. *Первичные флуктуации в горячей В.*). В модели радиующейся В. спектры первичных флуктуаций удается выразить через фундам. фич. постоянные — параметры квантовой теории всех полей, включая гравитационное. Топология трёхмерного пространственного сечения В. также определяется условиями вблизи сингулярности и не изменяется в ходе дальнейшего расширения В. (см. *Топология Вселенной*). Наконец, изучение проп. л. В. позволяет получить, хотя и косвенную информацию о свойствах *элементарных частиц*, в т. ч. слабовазаимодействующих, при энергиях вплоть до планковской $\sim 10^{19}$ ГэВ (такие энергии недостижимы в земных условиях).

Будущее Вселенной. Ур-ния ОТО дают возможность, в принципе рассчитать эволюцию В. в будущем. Во фридманских моделях В. существуют две альтернативы: либо вечное расширение В. с непрерывным уменьшением ср. плотности вещества, если $\Omega \leq 1$; либо, если $\Omega > 1$ и нет положительной космологической постоянной, смена в будущем расширения В. скачком, к-рое оканчивается сингулярностью. Ввиду неопределённости в оценке Ω , вызванной гл. обр. наличием скрытой массы и трудностью определения плотности энергии однородной компоненты материи во В. отдаленной от реликтового излучения, в настоящее время нельзя точно предсказать судьбу В. вплоть до эпохи угодно больших времён. Однако вполне возможны предсказания на конечные времена: напр., если принять, что постоянная Хаббл $H_0 \approx 50$ км/с·Мпк, а возраст В. $t_0 \approx 10$ млрд. лет (что вероятно, имеет место), и исключая эволюч. гинетикам вроде существования отрицат. энергии вакуума (отрицат. космологич. постоянной), то расширение В. будет продолжаться ещё не менее 20 млрд. лет, что существенно превышает срок активной жизни звёзд главной последовательности, в т. ч. Солнца.

Принцип Коперника и антропологический принцип в изучении В. Со времён Коперника в астрономии и космологии с успехом применялся методологич. принцип, согласно к-рому населён. положение во В. не является центральным, выделяемым. Этот т. н. принцип Коперника, или космологич. принцип, позволил сделать громадный скачок в познании В. от систем Птолемея до модели Фридмана. Однако его не следует абсолютизи-

ровать. Уже в данном выш. определении В., выделяющ. её среди всего материального мира, существ., роль играет субъект наблюдения — человечество. Уверование, что при интерпретации всех наблюдений необходимо, в принципе, учитывать факт существования наблюдателя как одно из внешних условий, составляет содержание антропологич. принципа. Различают слабый и сильный варианты антропологич. принципа в космологии. Суть первого на них заключается в том, что наше положение во В. (как во времени, так и в пространстве) всё же является привилегированным в том смысле, что оно должно быть совместимым с данным существованием в качестве наблюдателей. Слабый антропологич. принцип позволяет делать конкретные и проверяемые предсказания. Напр., совр. возраст В. t_0 можно приблизительно предсказать до размеров постоянной Хаббл, если учесть, что существование жизни на Земле связано с притоком энергии от Солнца, и припят, что время жизни типичной звезды на главной последовательности (Солнца) $t_1 \sim t_0$ (время t_1 выражается через фундам. фич. постоянные и оказывается $\sim 10^{10}$ с, т. е. 10^{10} лет). Согласно сильному антропологич. принципу, сама В., законы физики, к-рыми она управляется, и её фундам. параметры должны быть такими, чтобы в ней на нек-ром этапе эволюции допускалось существование наблюдателей (человечества).

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Стрельников И. Эволюция Вселенной, М., 1975; Вейнберг С. Г. Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Космология. Теория и наблюдение, под ред. И. В. Зельдовича, И. Д. Новикова, пер. с англ., М., 1978; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979; Крупномасштабная структура Вселенной, под ред. М. Лонгева, Я. Зинаста, пер. с англ., М., 1981.

З. А. Старобинский.

ВСЕМИРНОГО ТЯГОТЕНИЯ ЗАКОН — закон тяготения Ньютона в нерелятивистской механике, согласно к-рому сила гравитат. притяжения двух тел с массами m_1 и m_2 обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (1)$$

Здесь G — гравитат. постоянная, значение к-рой, определяемое из эксперимента, равно $G = 6,67 \times 10^{-8}$ см²·г⁻¹·с⁻². Закон сформулирован И. Ньютоном (I. Newton) в кон. 60-х гг. 17 в. (обсужден в 1687). В более общем смысле В. т. з. — универсальное свойство материи создавать гравитат. поле и испытывать на себе действие гравитат. полей.

В рамках ньютоновского В. т. з. гравитат. поле может быть описано с помощью скалярного потенциала ϕ , при этом сила F , действующая на пробную частицу массы m , равна

$$F = -m \text{ grad } \phi. \quad (2)$$

Потенциал ϕ удовлетворяет ур-нию Пуассона:

$$\Delta \phi = 4\pi G \mu, \quad (3)$$

где μ — плотность массы источника гравитат. поля, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа.

Гравитат. поле, создаваемое центральным-симметричным распределением масс, вне этого распределения совпадает с полем точечной массы, равной полному массе M объекта и расположенной в центре симметрии:

$$\phi = -\frac{GM}{r}. \quad (4)$$

Поскольку сила (2), действующая на пробное тело, пропорциональна его массе, то приобретаемое телом ускорение зависит лишь от гравитат. потенциала:

$$a = -\text{grad } \phi, \quad (5)$$

т. е. тела равн. массы движутся в гравитат. поле по одинаковым траекториям при совпадении нач. условий. Этот вывод о равенстве инертной и гравитат. масс, с высокой точностью подтверждённый экспериментально, лежит в основе и релятивистской теории тяготения — общей теории относительности (ОТО).

В релятивистской теории поле тяготения уже не может быть описано скалярным потенциалом. Причина состоит в том, что скалярное поле по-разному взаимодействует с нерелятивистскими частями ненулевой массы покоя и с безмассовыми частицами (напр., фотонами), в то время как из наблюдений следует одинаковый характер зависимости потенц. энергии этих частиц во внеш. гравитацион. поле массивного тела: $U \sim 1/r$. Если бы гравитацион. поле описывалось скалярным потенциалом, то отклонение фотона в поле Солнца зависело бы от поляризации и убывало бы обратно пропорционально кубу расстояния, тогда как наблюдаемое значение угла отклонения не зависит от поляризации и обратно пропорционально первой степени прицельного параметра. Гравитацион. поле не может быть в компонентной векторной поля, т. к. из электродинамики, являющейся теорией векторного поля, следует взаимное отталкивание частиц одного заряда (роль к-рого в данном случае играет бы масса). Наконец, можно показать, что поле тензорной размерности, равной трём и выше, вообще не могут давать отличной от нуля силы взаимодействия в статич. пределе. Поскольку спuriousные поля, подчиняющиеся статистике Ферми — Дирака, не могут приводить к дальнедействующим силам, можно прийти к выводу, что релятивистское гравитацион. поле должно описываться тензором второго ранга. Существенно, что теория тензорного безмассового поля, взаимодействующего с материей, построенная на основе общих принципов квантовой теории поля, в классич. пределе оказывается совпадающей с ОТО, найденной А. Эйнштейном из эвристик. соображений [2].

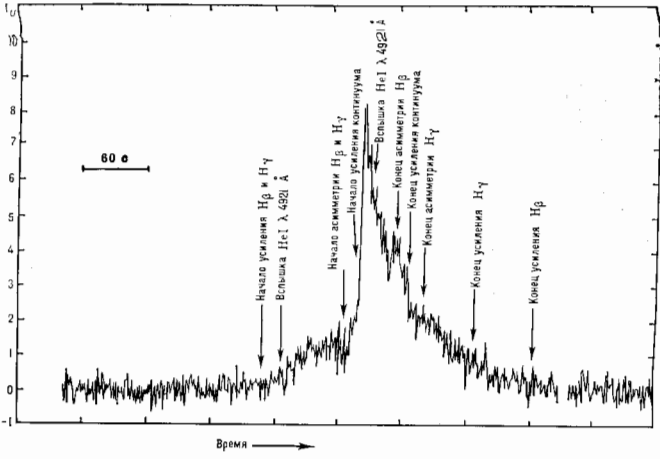
В т. з. в контексте ОТО следует понимать как свойство универсальности гравитационного взаимодействия, выражающееся в том, что константа взаимодействия гравитацион. поля со всеми физ. полями (в т. ч. и гравитационным) одна и та же. Это приводит к возможности полной геометризации теории, в к-рой действие гравитационного поля фактически заменяется воздействием геометрии пространства-времени на материю, а роль гравитацион. потенциалов выполняют компоненты метрического тензора соответствующего псевдориманова пространства-времени (см. *Тяготение*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; 2) Вейсберг Г. С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975.

Д. В. Гальцев

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ — переменные звёзды, резко и периодически изменяющие свой блеск. Иногда термином «В. з.» обозначают все эволюционно молодые переменные звёзды, по чаще — это синопсич. переменные типа UV Кита. Первая В. з. зарегистрирована в 1924, система-

Вспышка звезды UV Кита 14 октября 1972. На кривой блеска (в УФ-лучах) указано развитие спектральных особенностей вспышки.



двойных звёзд. По-видимому, В. з. составляют большую долю звёзд Галактики.

В. з. имеют низкую светимость: это карликовые звёзды с абс. визуальной величиной от 5 до 19^m, поэтому лишь ближайшие из них доступны для детального изучения. Среди известных В. з. встречаются звёзды спектральных классов от G до M, но большинство В. з. — это красные карлики поздних подклассов M. Радиусы В. з. составляют от 0,1 до 0,8 R_☉ (радиусов Солнца), массы — от 0,06 до 0,6 M_☉ (масс Солнца). Полная энергия регистрируемого оптич. излучения при сильных вспышках достигает 10²⁶ эрг (10²⁹ Дж), при самых слабых ~10²⁵ эрг.

Вспышки распределены во времени случайным образом со ср. интервалами от часов до десятков суток у разных В. з. Слабые вспышки происходят чаще, но в редких мощных вспышках обычно содержится большая часть энергии вспышечного излучения звезды. Суммарная энергия оптич. излучения вспышек составляет ≲1% стационарного оптич. излучения фотосферы звезды. Блеск В. з. во время самых сильных вспышек возрастает в сотни раз в УФ-лучах и в десятки раз в сине-зелёной области спектра. В фазе быстрого погасания сильной вспышки (рис.) в синей и в УФ-областях спектра появляется интенсивное непрерывное излучение, к-рое может полностью «заполнить» линейчатый спектр В. з. Помимо оптич. излучения, вспышки звёзд UV Кита дают вспышки радио- и рентг. излучений, причём последние сравнимо по энергии с излучением в оптич. диапазоне.

К характерным особенностям В. з. относятся также наличие мощных хромосфер, коронок и пятнистых фотосфер. Хромосферы проявляют себя в интенсивном излучении в линиях H, CaII и MgII, коронок — в рентг. излучении, наблюдаемом между вспышками. Пятнистые фотосферы обнаружены по колебаниям блеска малой амплитуды (десятые и сотые доли звёздной величины) с периодами в пес. дней. У нескольких

итч. исследования В. з. ведутся с коп. 40-х гг. Известно ок. 100 В. з. в галактич. окрестностях Солнца и ок. 1300 в ближайших звёздных скоплениях — Пляяддах, Яснях, Гиадах, Орione и др. Значит. число В. з. входит в состав

В. з. обнаружены циклы активности, аналогичные 11-летнему солнечному циклу. Совокупность наблюдений вспышек звёзд типа UV Кита укладывается в схему, согласно к-рой над поверх-

постью этих холодных звёзд внезапно появляется область горячего, ионизованного и быстрорасширяющегося газа. Электронная темп-ра и концентрация горячего газа близки к соответств. величинам во вспышках на Солнце, а скорости внутр. движений газа не превышают неск. сотен км/с. Возмущения, вызывающие вспышку, охватывают звёздную атмосферу по всей высоте — от фотосферы до короны (см. *Вспышка на Солнце*).

Отличие звёздных вспышек от солнечных количественное: В. з. при мощных вспышках излучают на 2—4 порядка величины больше энергии, в ср. звёздные вспышки более скоротечны, плотности хромосферы и короны В. з. выше и вспышки охватывают большую часть поверхности, чем на Солнце. В конечном счёте солнечную активность и активность В. з. определяют конвекция и связанные с движущимся веществом магн. поля (конвективные зоны у В. з. глубже, чем у Солнца, а энергия магн. полей выше). Исследования показали, что возраст известных В. з. от 10^6 до 10^{10} лет, причём с возрастом вспышечная активность звезды ослабевает. Абс. максимум вспышечной активности приходится на звёзды спектрального класса К.

Лит.: Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Кр., 1986.
ВСПЫШКА НА СОЛНЦЕ — нестационарный процесс в атмосфере Солнца, представляющий собой самое мощное из всех проявлений *солнечной активности*. В больших В. п. С. выделение энергии достигает



Рис. 1. Солнечная вспышка, наблюдаемая в виде двух лент в водородной линии H_{α} . Штриховой линией отмечена нейтральная линия фотосферного магнитного поля (линия, на которой нормальный к поверхности Солнца компонент магнитного поля равен нулю).

(1—3) $\cdot 10^{32}$ эрг за время порядка 10^3 с, что соответствует ср. мощности (1—3) $\cdot 10^{29}$ эрг \cdot с $^{-1}$. В отд. моменты времени энерговыделение может в неск. раз превышать указанные значения. Осн. часть энергии вспышки выделяется в виде выбросов плазмы, движущихся в солнечной короне и межпланетном пространстве со скоростями до 1000 км \cdot с $^{-1}$, потоков ускоренных до гигантских энергий частиц, жёсткого эл.-магн. излучения. Обычно мощная вспышка наблюдается как увеличение яркости участка хромосферы Солнца, и свете хромосферных линий, к-рое охватывает большую площадь (иногда до 10^{-3} площади видимой полусферы Солнца) в виде двух вспышечных лент (рис. 1). Как правило, эти ленты располагаются в областях магн. полей противоположной полярности. В. н. С., если иметь в виду ед. гл. процесс, представляет собой специфические корональные, а не хромосферное явление. Это следует уже из относительно большой ($\approx 90\%$ полного излучения) роли рентг. и

УФ-излучения вспышки. Опция. излучение скорее всего возникает как вторичный эффект издали от сердечника вспышки, гл. обр. в основных рентг. и УФ-деталях. Эти детали и являются наблюдаемой частью источника энергии вспышки.

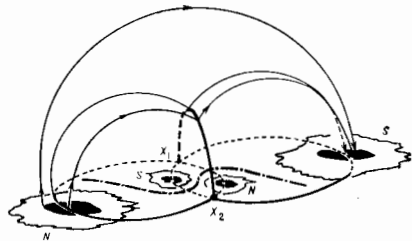


Рис. 2. Модель магнитного поля для четырёх яnten попарно противоположной полярности. Магнитные потоки разделены границей поверхности, состоящей из двух куполов. Каждая из этих куполов опирается на замкнутую граничную линию в фотосфере. Куполов пересекаются в пространстве по предельной силовой линии (зигзаг линии) и делят пространство на четыре области, а магнитное поле соответственно на четыре независимых вихря. Предельная силовая линия является общей для этих вихрей. Она спускается в фотосфере в нулевых точках X_1 и X_2 . Штрихпунктиром отмечена нейтральная линия фотосферного магнитного поля.

Базирующиеся на наблюдат. данных теоретич. модели свидетельствуют в пользу предположения, что главный вспышечный процесс обусловлен накоплением свободной магнитной энергии в верх. хромосфере и ниж. короне. Под свободной здесь понимается магн. энергия, избытокная по сравнению с энергией потенц. поля, имеющего те же источники в фотосфере. Возникновение такого избытка может осуществляться разн. путями. Один из них, напр., такой. Медленные движения источников (токов) под фотосферой непрерывно изменяют магнитное поле в атмосфере Солнца. В нек-рый момент оно может стать достаточно сложным — будет содержать т. п. предельную силовую линию (рис. 2). Эта линия — важная топологич. особенность поля, поскольку она является общей для взаимодействующих магн. потоков. Через предельную линию происходит перераспределение магн. потоков, к-рое необходимо для того, чтобы магн. поле оставалось потенциальным при изменении его источников в фотосфере. В присутствии солнечной плазмы, к-рая обладает высокой проводимостью, предельная линия прерает ту же роль, что и нулевая линия магн. поля (рис. 3), хорошо изученная эксперим. и теоретич. методами в рамках двумерных моделей. С момента появления такой линии элктрич.

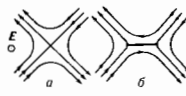


Рис. 3. Формирование токового слоя на нулевой линии магнитного поля; а — силовые линии магнитного поля в окрестности нулевой линии X_1 -типа, которая перпендикулярна плоскости рисунка (E — направленные вдоль нулевой линии элктрические поле); б — токовый слой, образующийся на нулевой линии.

поле, индуцируемое изменениями магн. поля, вызывает вдоль неё ток. Последний из-за взаимодействия с магн. полем принимает форму токового слоя. В условиях высокой проводимости токовой слой препятствует перераспределению магн. потоков. В результате происходит накопление энергии в виде магн. энергии токового слоя в атмосфере Солнца.

Трём стадиям развития токового слоя можно поставить в соответствие, в рамках модели С. И. Сыроватского, три фазы В. п. С.

1. Нач. фаза — сравнительно длительный (часы или десятки часов) стадия возникновения и формирования (расширения) токового слоя. На этой стадии преобладает джоулев нагрев плазмы током в слое. В принципе, на этой стадии возможно установление квазистационарного режима, когда слой расширился настолько, что скорость диссипации магн. поля в нём

$$P \approx (I^2/8\pi) \cdot v \cdot d \cdot S = Sc^2 I^2 / 4\pi^2 a \omega$$

($v_d \approx aI/\omega$ — скорость диффузии магн. силовых линий, втекающих с двух сторон в токовый слой но всей его площади $2S$, $d = 4\pi a^2/c$ — время диффузии магн. поля поперёк слоя толщиной a) остаётся наименьшей. Дальнейший рост магн. энергии, а джоулев нагрев плазмы в слое усложняется потерей энергии на излучение. По достижении этого критич. значений его параметров такой баланс энергии становится невозможным и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Вторую стадию развития наз. взрывной или импульсивной фазой вспышки. Она характеризуется резким уменьшением проводимости слоя вследствие возбуждения в нём нелазонной турбулентности (см. Турбулентность в плазме), что приводит к быстрому проиконению в слой магн. поля, увеличение скорости его аннигиляции и к разрыванию или разрыву слоя. В результате за короткое время (десятки секунд) выделяется огромная энергия, запасённая в магн. поле токового слоя. Выделение энергии идёт в форме гидродинамич. течений (разрыв слоя сопровождается быстрыми движениями плазмы), мощных потоков тепла из области разрыва токового слоя и в виде ускоренных частиц (электроны, протоны и ядра более тяжёлых элементов).

Третью — горючая фаза вспышки — соответствует стадия существования высокотемпературной корональной области пересоединения магн. силовых линий. Здесь, гл. каналом выделения энергии является джоулев нагрев в области *anomalous convection*. В охлаждении такого высокотемпературного турбулентного токового слоя важную роль играют тепловые потоки.

Итак, источник энергии вспышки — токовый слой — расположен на предельной силовой линии магн. поля в короне. Потоки тепла и ускоренных частиц распространяются вдоль магн. силовых линий и вызывают на уровне хромосферы по разные стороны от нейтральной линии фотосферного магн. поля. Так образуются вспышечные ленты, наблюдаемые в хромосферных линиях (рис. 1). Сама нейтральная линия остаётся тёмной, т.к. потоки энергии к ней не поступают (она почти всегда не связана силовыми линиями с токовым слоем).

Надлин. искр. каналов выделения энергии в токовом слое — гидродинамич. течения плазмы, тепло, излучение, ускоренные частицы — определяют большое многообразие физ. процессов, вызываемых В. п. С. в атмосфере Солнца, как, напр., тепловые и ударные волны, радио- и жесткое рентг. излучение ускоренных электронов, ядерные реакции и порождаемое ими γ -излучение.

Исследование В. п. С. имеет практич. значение, т.к. оно оказывает сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигацион. устройств и т.д. В. п. С. существование является на состоянии околоземного космич. пространства. В связи с индустрируемыми космосом, полётами возникает серьёзная задача защиты космонавтов от монитрж. излучения вспышек и заблаговременного прогнозирования возможности радион. опасности. Наконец, имеются свидетельства влияния вспышечной активности Солнца на погоду и состояние биосферы Земли (см. *Солнечное-земле связь*).

Литер.: З и в и Г. Г. Солнечная атмосфера, пер. с англ. М., 1969; Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, «ЭФН», 1976, т. 120, с. 217; Проблемы солнечной активности и космическая система «Проблем», М., 1977; Гершберг Р. К.,

Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Сомов Б. В., Быстрое магнитное пересоединение и транзитные явления с ускоренными частицами в солнечной короне, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1981, т. 43, № 4, с. 576; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Берн, 1986; Priest E. P., Solar magnetohydrodynamics, Dordrecht — [a.o.], 1982.

Б. В. Сомов.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ — экспериментальный метод исследования элементарных частиц, в к-ром два пучка заряд. частиц, ускоренных до заданной энергии, движутся навстречу друг другу, взаимодействуя на участке встречи. В традиц. варианте для осуществления метода используются *накопители* заряд. частиц [1, 2].

Самое важное преимущество метода В. п. — достижение энергии реакции, недоступной ускорителями с неподвижной мишенью. Макс. энергия реакции (\mathcal{E}_r) при столкновении встречных частиц с одинаковыми значениями импульсов p_0 равна сумме энергий обеих частиц:

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2; \text{ при } \mathcal{E}_{1,2} \gg m_{1,2}c^2, \mathcal{E}_r \approx 2p_0c, \quad (1)$$

(m_1, m_2 — массы покоя сталкивающихся частиц). Для ускорителя с неподвижной мишенью макс. энергия реакции равна

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2\mathcal{E}_1 m_2 c^2 \left[(m_1^2 | m_2^2) c^4 \right.} \\ \left. \text{при } \mathcal{E}_1 \gg m_{1,2}c^2, \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2p_1 m_2 c^2} \right]$$

где m_1, \mathcal{E}_1, p_1 — соответственно масса покоя, энергия и импульс ускоренной частицы. Для частиц одинаковой массы m

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2(\mathcal{E} + mc^2) mc^2}; \\ \text{при } \mathcal{E} \gg mc^2, \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2\mathcal{E} mc^2}. \quad (2a)$$

При ускорении до одной и той же энергии $\mathcal{E}_r \gg \mathcal{E}_r^*$, что особенно отчётливо видно в ультррелятивистском случае. Первый накопитель со встречными электронными пучками ВЭП-1 [1], макс. энергия частиц в к-ром составляла лишь 0,16 ГэВ, был эквивалентен электронному ускорителю с неподвижной мишенью на энергию 100 ТэВ. Для накопителя РЕТРА (ФРГ), обладающего наиб. энергией в e^+e^- -лучках, эквивалентная энергия составляет примерно 1000 ТэВ. Важное преимущество метода В. п. — возможность проведения эксперимента в предельно чистых условиях, когда картина взаимодействия двух сталкивающихся частиц не искажается сопутствующими процессами взаимодействия первичных частиц и продуктов реакции с веществом мишени, как это имеет место в традиц. схеме ускорителя с неподвижной мишенью.

Метод В. п. получил развитие в результате работ, начатых одновременно в Новосибирске в Ин-те ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР и в Стэнфордском ун-те (США). Его принципиальная возможность продемонстри-

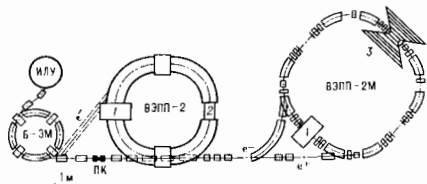


Рис. 1. Схема комплекса ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПН-2М; ИЛУ — импульсный линейный ускоритель электронов, формироватор, энергия 1,5 МэВ, ток и импульсы 30 А ($3 \cdot 10^{14}$ частиц); ВЭПН-2М — синхротрон на энергию 360 МэВ-Э, $3 \cdot 10^{11}$ частиц за цикл, частота торонования 1 Гц; ПК — позитронный конвертер; ВЭПН-2 — промежуточный накопитель на энергию 650 МэВ; 1 — резонаторы ВЧ-системы; 2 — участок рестраширования ВЭПН-2; во время работы в качестве накопителя со встречными e^+e^- -пучками (двусторонне показан существование) в то время канал мишени (электроны); ВЭПН-2М — действующий накопитель со встречными e^+e^- -пучками; 3 — детектор.

рирована в 1965 в экспериментах по рассеянию электронов на электронах.

Установки со В. п. представляют собой комплекс ускорит. установок, соединённых каналами, транспортирующими частицы (рис. 1, 2). Аббревиатурный комплекс — базовый ускоритель-инжектор, в котором

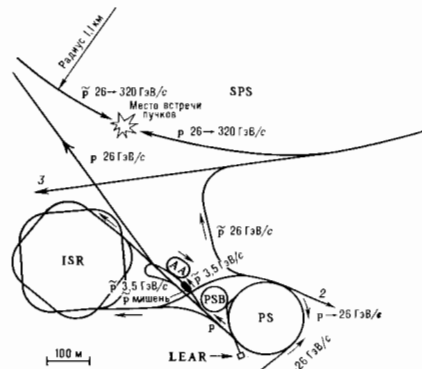


Рис. 2. Схема ускорительно-накопительного комплекса ЦЕРН: SPS — синхрофазотрон (протонный синхротрон) на энергию 400 ГэВ, используемый как пр-накопитель на энергию 320 ГэВ в пучке; ISR — накопитель со встречными протонными и протон-антипротонными пучками (4 ГэВ в пучке); PS — протонный синхротрон (26 ГэВ); PSB — бустер (инжектор) PS; AA — антипротонный накопитель (импульс антипротонов 3,5 ГэВ/с); LEAR — накопитель со встречными пр-пучками низкой энергии (3 ГэВ); стрелками показаны направления транспортировки частиц по каналам: 1, 2, 3 — выходящие протонные пучки для экспериментов с неподвижной мишенью.

частицы приобретают энергию, необходимую для инъекции в накопитель или генерации на мишени пучка античастиц. Часто между осью, накопителем, где происходит встреча пучков, и инжектором помещают промежуточный накопитель (бустер), предназначенный для преобразования накопления частиц и формирования пучка. Особенно большой эффект даёт использование бустера для В. п. частиц и античастиц, т. е. последние, как правило, приходят накапливать многократно (см. ниже раздел 4). Накопитель В. п. одинаковых частиц имеет ряд достоинств, как, напр., протон-протонный накопитель ISR (рис. 2). Для В. п. частиц и античастиц достаточно одной дорозы (рис. 1).

Наиб. интерес с точки зрения получения информации об элементарных частицах представляют В. п. частиц и античастиц. Первые эксперименты на В. п. и позитронов — проведены в 1967 в ИЯФ СО АН СССР на установке ВЭПП-2 с E_p до 4,34 ГэВ. В области $E_p = 0,76$ ГэВ впервые был детально исследован р-мезон.

Для электронов и позитронов практич. предел энергии от В. п. в их традиц. циклич. варианте не далек от достигнутого уровня. На грани такого предела находится проект LEP (ЦЕРН). Связан этот предел с синхротронным излучением, интенсивность которого растёт как четвёртая степень энергии частицы и падает только как первая степень радиуса орбиты, так что увеличение размеров установки не позволяет кардинально решить проблему.

В. п. тяжёлых частиц (протонов, антипротонов, ионов) лишены этого недостатка (интенсивность синхротронного излучения обратно пропорциональна четвёр-

той степени массы покоя частицы). Первая установка со В. п. протонный ISR успешно функционировала в ЦЕРН в 1971—83. При переходе к пучкам античастиц появляется необходимость в их многократном накоплении, что вызвано малой величиной коэф. конверсии. При этом из-за большого фазового объёма рождающихся античастиц принципиально важно наличие механизма, уменьшающего фазовый объём пучка. Для позитронов таким механизмом служит синхротронное излучение. С развитием методов охлаждения пучков тяжёлых заряд. частиц стала разрешенной и проблема накопления антипротонов. В ЦЕРНе уже действует комплекс со встречными протон-антипротонными пучками. С точки зрения кварковой модели адронов В. п. пр эквивалентны В. п. кварков и антикварков. Это означает, что они дают фундам. информацию, близкую к получаемой на В. п. e^+e^- . По совр. представлениям, протон (антипротон) содержит три кварка (антикварка) и глюоны (~50%), поэтому В. п. пр на заданную энергию эквивалентны В. п. e^+e^- на энергию примерно в 6 раз меньшую.

Ограничение на энергию В. п. e^+e^- , связанное с синхротронным излучением, не существует для встречных линейных электрон-позитронных пучков [2, 3].

Оси. характеристики установок со В. п. являются светимостью, время жизни пучков, время накопления (выхода на заданную светимость).

1. Светимость. Эффективность цикла. установок со В. п. характеризуют светимостью L — величиной, равной числу событий, происходящих в единицу времени при столкновении двух пучков, при единичном сечении взаимодействия. Скорость счёта в i -м канале реакции с сечением σ_i равна:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sigma_i L. \quad (3)$$

Для двух сгустков с числом сталкивающихся частиц N_+ и N_-

$$L = \frac{N_+ N_-}{S} \cdot f, \quad (4)$$

где f — частота обращения частиц в кольце, S — площадь поперечного сечения бьющегого на сгусток.

2. Время жизни и размеры пучков. Время жизни пучков (τ) в накопителе ограничивает продолжительность цикла его работы «на эксперимент» и определяется взаимодействием частиц с остаточным газом в камере накопителя, с частицами собств. пучка и с частицами В. п. Для электронов и позитронов добавляются ещё потери частиц, вызванные квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. Эти процессы можно разделить на однократные и многократные (диффузные). Однократные процессы приводят к прямой гибели частиц в результате одиночных актов взаимодействия. Однократное упругое рассеяние на угол, больший апертурного, приводит к ionization частиц на стенке вакуумной камеры и к их гибели. Оно происходит на атомах остаточного газа, на частицах собств. сгустка (интрапучковое рассеяние) и на частицах встречного сгустка. Тот же результат дают однократные потери частицами больших порций энергии. У тяжёлых частиц это происходит в результате флукуантной ionization, потерь на остаточном газе. Кроме того, для них существует ещё один канал однократных потерь — ядерное взаимодействие с остаточным газом.

У лёгких частиц (электронов (позитронов) при низких энергиях время жизни одного пучка или В. п. e^+e^- неписовой интенсивности определяется, как правило, тормозным излучением на остаточном газе, а при высоких энергиях — потерями на квантовых флукуанциях синхротронного излучения, возбуждающих радиальные бетатронные колебания, при достаточно большой амплитуде к-рых частицы уходят за апертуру. Для e^+e^- установок с высокой светимостью определяющим может быть также процесс тормозного излучения на встречном сгустке. Для интенсивных (плотных) ро-

Физический комплекс, лаборатория, город, страна	Частицы	$\frac{E}{\text{ГэВ}}$	$L, \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Начало работы, статус комплекса
Лептонные пучки				
ВЭП-1 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	0,32	$5 \cdot 10^{27}$	1965, закрыт
Паттерн Центр SLAC (Стanford, США)	e^+e^-	1,0	$2 \cdot 10^{28}$	1965, закрыт
ВЭП-2 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	1,5	$3 \cdot 10^{28}$	1966, используется как бустер
ACO (Орсе, Франция)	e^+e^-	1,1	$1 \cdot 10^{28}$	1967, источник синхротронного излучения
ADONE (Фраскати, Италия)	e^+e^-	3	$6 \cdot 10^{28}$	1970, действует
CEA (Комбурж, США)	e^+e^-	4	$3 \cdot 10^{28}$	1971, закрыт
SPEAR (SLAC, Stanford, США)	e^+e^-	8,2	$2 \cdot 10^{29}$	1972, действует
ВЭПШ-2М (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	1,4	$3 \cdot 10^{30}$	1974, действует
DOHER (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	e^+e^-	11	$1 \cdot 10^{31}$	1976, действует
DST (Орсе, Франция)	e^+e^-	4	$1 \cdot 10^{30}$	1976, действует
ВЭПШ-4 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	5,5	$5 \cdot 10^{30}$	1979, действует
PETRA (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	e^+e^-	5,5	$1,7 \cdot 10^{31}$	1978, действует
GERA (Корнелл, США)	e^+e^-	11	$3 \cdot 10^{31}$	1979, действует
LEP (SLAC, Stanford, США)	e^+e^-	29	$2 \cdot 10^{31}$	1980, действует
LEP (ЦЕРН, Швейцария), 1-я очередь	e^+e^-	110	$1,6 \cdot 10^{32}$	1989, строится
SLC (SLAC, Stanford, США)	e^+e^-	100	$1,6 \cdot 10^{32}$	1987, строится
TRISTAN (Центр КЕК, Япония)	e^+e^-	60	$1 \cdot 10^{31}$	1988, строится
ВЛЭПП (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск)	e^+e^-	300	$1 \cdot 10^{32}$	проект
		1000	$1 \cdot 10^{32}$	проект
Барийные пучки				
ISR (ЦЕРН, Швейцария)	pp	62	$7 \cdot 10^{31}$	1971, закрыт
	pp	62	$1 \cdot 10^{32}$	1981, закрыт
SPS (ЦЕРН, Швейцария)	pp	600	$3 \cdot 10^{28}$	1981, действует
	pp	600	$(3 \cdot 10^{28})^*$	
Тэватрон (Лаборатория им. Ферми, США)	pp	2000	$(3 \cdot 10^{31})^*$	1985, действует
УНК (ИФВЭ, Серпухов)	pp	6000	$1 \cdot 10^{32}$	1995, строится
SSC (США)	pp	40 000	$1 \cdot 10^{33}$	1994, проект
LEP (ЦЕРН)	pp	17 000	$1,5 \cdot 10^{33}$	проект
2-я очередь — LHC	pp			
Лептон-барийные пучки				
HERA (Центр DESY, Гамбург, ФРГ)	e^+p	$\frac{310}{(30e, 820p)}$	$6 \cdot 10^{31}$	1988, проект
LEP (ЦЕРН), 2-я очередь	e^+p	1800	$1 \cdot 10^{31}$	проект

* Проектная величина.

литвиционы пучков существенно становятся потери, обусловленные внутрпучковым рассеянием. Интенсивность пучков убывает и в результате «полюсной» гибели частиц в реакциях взаимодействия В. п. Обычно для времени жизни пучков определяющим является один из перечисленных процессов. Напр., для накопителя ВЭПШ-2М при малом токе пучков ($N \sim 10^8$ частиц) время жизни при энергии 500 МэВ ограничено тормозным излучением на остаточном газе и составляет 50 ч при ср. вакууме $5 \cdot 10^{-10}$ Торр. При $N = 5 \cdot 10^9$ частиц время жизни одного сгустка падает до 35 мин из-за втури рассеяния (длина сгустка 3 см, поперечные размеры в месте встречи $0,5 \text{ мм} \times 8 \text{ мкм}$). В режиме двух встречных сгустков τ падает ещё вдвое и определяется т. н. эффектами встречи (см. раздел 3).

Многочастотные процессы (многократное рассеяние частиц на атомах остаточного газа, рост разброса частиц по продольному импульсу из-за флукуирующей ионизации, потеря на атомах остаточного газа, многократное внутр. рассеяние и многократное рассеяние на В. п.) вызывают увеличение размеров пучков и, согласно (4), уменьшение светимости. Если движение частиц в накопителе сопровождается охлаждением, демифирующими бетатронными и синхротронными колебаниями, многократные процессы подмываются и устанавливаются равновесный размер пучка.

3. Эффекты встречи пучков. Интенсивность В. п. не может быть произвольно большой. Для одного пучка она ограничена действием пространственного заряда пучка и внутр. рассеянием. В режиме встречи двух пучков появляются эффекты взаимодействия частиц одного пучка с ал.-магн. полями др. пучка, вызывающие изменение частот бетатронных колебаний ω_{β} ;

при приближении ω_{β} к резонансным значениям резко падает время жизни пучков и возрастают их размеры.

Электрич. и магн. поля пучков существенно нелинейны, поэтому сдвиг частот бетатронных колебаний зависит от амплитуды колебаний a , а воздействие В. п. носит периодич. характер с частотой, кратной частоте обращения ω_s . Если отношение ω_{β} и ω_s — рациональное число:

$$\frac{\omega_{\beta}}{\omega_s} = v = \frac{p}{q}, \quad (5)$$

где p и q — целые числа, орбита оказывается замкнутой (через q оборотов), т. е. «привязанной по фазе» к частоте обращения. При этом возникает нек-рая область бетатронной автофазировки вблизи резонансной точки $v(a_{\text{пр}})$. Сам по себе нелинейный резонанс может и не приводить к гибели частиц, однако при этом возрастает поперечный размер пучка, что уменьшает светимость. С увеличением интенсивности В. п. (а с ней и сдвигов Δv) области автофазировки соседних резонансов начинают перекрываться и движущиеся частицы приобретает стохастич. характер [4] — начинается случайное изменение частот бетатронных колебаний. В результате могут значительно возрастать размеры пучка и падать его интенсивность из-за ухода частиц за аперитуру. Такой стохастизации движения способствуют шумы ускоряющей ВЧ-системы и пульсации магн. поля накопителя.

Количественно эффекты встречи принято описывать сдвигом частоты $\Delta v_{x,z}$ бетатронных колебаний частиц данного пучка в плоскостях x, z . Величина $\Delta v_{x,z}$ пропорциональна числу частиц во встречном пучке и обратно пропорциональна его поперечным размерам.

Трём стадиям развития токового слоя можно поставить в соответствие, в рамках модели С. И. Сыроватского, три фазы В. п. С.

1. Нач. фаза — сравнительно длительный (часы или десятки часов) стадия возникновения и формирования (расширения) токового слоя. На этой стадии преобладает джоулев нагрев плазмы током в слое. В принципе, на этой стадии возможно установление квазистационарного режима, когда слой расширился настолько, что скорость диссипации магн. поля в нём

$$P \approx (I^2/8\pi) \cdot v \cdot d \cdot S = Sc^2 I^2 / 4\pi^2 a \omega$$

($v_d \approx aI/\omega$ — скорость диффузии магн. силовых линий, втекающих с двух сторон в токовый слой но всей его площади $2S$, $d = 4\pi a^2/c$ — время диффузии магн. поля поперёк слоя толщиной a) остаётся наименьшей. Дальнейший рост магн. энергии, а джоулев нагрев плазмы в слое усложняется потерей энергии на излучение. По достижении этого критич. значений его параметров такой баланс энергии становится невозможным и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Вторую стадию развития наз. взрывной или импульсной фазой вспышки. Она характеризуется резким уменьшением проводимости слоя вследствие возбуждения в нём нелазонной турбулентности (см. Турбулентность в плазме), что приводит к быстрому проиконению в слой магн. поля, увеличение скорости его аннигиляции и к разрыву или разрыву слоя. В результате за короткое время (десятки секунд) выделяется огромная энергия, запасённая в магн. поле токового слоя. Выделение энергии идёт в форме гидродинамич. течений (разрыв слоя сопровождается быстрыми движениями плазмы), мощных потоков тепла из области разрыва токового слоя и в виде ускоренных частиц (электроны, протоны и ядра более тяжёлых элементов).

Третью — горючая фаза вспышки — соответствует стадия существования высокотемпературной корональной области пересоединения магн. силовых линий. Здесь, гл. каналом выделения энергии является джоулев нагрев в области *anomalous convection*. В охлаждении такого высокотемпературного турбулентного токового слоя важную роль играют тепловые потоки.

Итак, источник энергии вспышки — токовый слой — расположен на предельной силовой линии магн. поля в короне. Потоки тепла и ускоренных частиц распространяются вдоль магн. силовых линий и вызывают на уровне хромосферы по разные стороны от нейтральной линии фотосферного магн. поля. Так образуются вспышечные ленты, наблюдаемые в хромосферных линиях (рис. 1). Сама нейтральная линия остаётся тёмной, т.к. потоки энергии к ней не поступают (она почти всегда не связана силовыми линиями с токовым слоем).

Надлин. искр. каналов выделения энергии в токовом слое — гидродинамич. течения плазмы, тепло, излучение, ускоренные частицы — определяют большое многообразие физ. процессов, вызываемых В. п. С. в атмосфере Солнца, как, напр., тепловые и ударные волны, радио- и жесткое рентг. излучение ускоренных электронов, ядерные реакции и порождаемое ими γ -излучение.

Исследование В. п. С. имеет практич. значение, т.к. оно оказывает сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигацион. устройств и т.д. В. п. С. существование является на состоянии околоземного космич. пространства. В связи с индустрируемыми космич. полётами возникла серьёзная задача защиты космонавтов от монитрж. излучения вспышек и заблаговременного прогнозирования возможности радион. опасности. Наконец, имеются свидетельства влияния вспышечной активности Солнца на погоду и состояние биосферы Земли (см. *Солнечное-земле. связь*).

Литер.: З и в и Г. Г. Солнечная атмосфера, пер. с англ. М., 1969; Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, *ЭФН*, 1976, т. 120, с. 217; Проблемы солнечной активности и космическая система «Проблем», М., 1977; Гершберг Р. К.,

Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Сомов Б. В., Быстрое магнитное пересоединение и транзитные явления с ускоренными частицами в солнечной короне, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1981, т. 43, № 4, с. 576; Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Берн, 1986; Priest E. R., Solar magnetohydrodynamics, Dordrecht — [a.o.], 1982.

Б. В. Сомов.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ — экспериментальный метод исследования элементарных частиц, в к-ром два пучка заряд. частиц, ускоренных до заданной энергии, движутся навстречу друг другу, взаимодействуя на участке встречи. В традиц. варианте для осуществления метода используются *накопители* заряд. частиц [1, 2].

Самое важное преимущество метода В. п. — достижение энергии реакции, недоступной ускорителями с неподвижной мишенью. Макс. энергия реакции (\mathcal{E}_r) при столкновении встречных частиц с одинаковыми значениями импульсов p_0 равна сумме энергий обеих частиц:

$$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2; \text{ при } \mathcal{E}_{1,2} \gg m_{1,2}c^2, \mathcal{E}_r \approx 2p_0c, \quad (1)$$

(m_1, m_2 — массы покоя сталкивающихся частиц). Для ускорителя с неподвижной мишенью макс. энергия реакции равна

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2\mathcal{E}_1 m_2 c^2 \left[(m_1^2 + m_2^2) c^4 + \right.} \\ \left. \text{при } \mathcal{E}_1 \gg m_{1,2}c^2, \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2p_1 m_2 c^2} \right]} \quad (2)$$

где m_1, \mathcal{E}_1, p_1 — соответственно масса покоя, энергия и импульс ускоренной частицы. Для частиц одинаковой массы m

$$\mathcal{E}_r^* = \sqrt{2(\mathcal{E} + mc^2) mc^2}; \\ \text{при } \mathcal{E} \gg mc^2, \mathcal{E}_r^* \approx \sqrt{2\mathcal{E} mc^2}. \quad (2a)$$

При ускорении до одной и той же энергии $\mathcal{E}_r \gg \mathcal{E}_r^*$, что особенно отчётливо видно в ультррелятивистском случае. Первый накопитель со встречными электронными пучками ВЭП-1 [1], макс. энергия частиц в к-ром составляла лишь 0,16 ГэВ, был эквивалентен электронному ускорителю с неподвижной мишенью на энергию 100 ТэВ. Для накопителя РЕТРА (ФЭГ), обладающего наиб. энергией в e^+e^- -лучках, эквивалентная энергия составляет примерно 1000 ТэВ. Важное преимущество метода В. п. — возможность проведения эксперимента в предельно чистых условиях, когда картина взаимодействия двух сталкивающихся частиц не искажается сопутствующими процессами взаимодействия первичных частиц и продуктов реакции с веществом мишени, как это имеет место в традиц. схеме ускорителя с неподвижной мишенью.

Метод В. п. получил развитие в результате работ, начатых одновременно в Новосибирске в Ин-те ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР и в Стэнфордском ун-те (США). Его принципиальная возможность продемонстри-

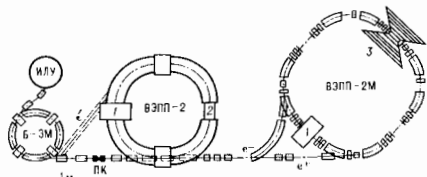


Рис. 1. Схема комплекса ускорителей со встречными электронными пучками ВЭПН-2М; ИЛУ — импульсный линейный ускоритель электронов, формирователь, энергия 1,5 МэВ, ток и импульсы 30 А ($3 \cdot 10^{14}$ частиц); ВЭП-2 — синхротрон на энергию 360 МэВ- $3 \cdot 10^{11}$ частиц за цикл, частота торонования 1 Гц; ПК — позитронный конвертер; ВЭПН-2 — промозвончатый накопитель на энергию 650 МэВ; 1 — резонаторы ВЧ-системы; 2 — участок рестражиции ВЭПН-2; во время работы в качестве накопителя со встречными e^+e^- -пучками (двусторонне показан существование) в то время канал мишени (электроны); ВЭПН-2М — действующий накопитель со встречными e^+e^- -пучками; 3 — детектор.

темп ускорения (порядка 10 ГэВ/км) делает сооружение гигантским по размерам, а большие *эммитансы* пучков не позволяют получить высокую светимость. Поэтому в проекте ВЭППИ разрабатывается линейный ускоритель нового типа (сусердианко) с темпом ускорения 100 ГэВ/км, а для формирования пучков предусмотрены спец. законители, где действует радиц. охлаждение. По оценкам, в этом проекте достижима светимость $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Разрабатываются также спец. методы для поляризации пучков перед ускорением (в т. ч. генерация продольно поляризованных электронов и позитронов на мишени квантами жесткого циркулярно поляризованного синхротронного излучения частиц, проходящих через спиральные *опделатеры*, установленные в транспортировочных каналах). Ближайшее будущее В. п. рр — пресекты Тэватрон и УИИК, реализация к-рых началась.

Второе направление — расширение набора взаимодействующих частиц. В. п. e^+e^- и рр представляют собой соответственно лентон-антилентонные и кварк-антикварковые В. п. Однако не меньший интерес представляет изучение взаимодействия всех осн. фундам. частиц — лентонов и кварков; лентон-лентонные (e^+e^-), кварк-лентонные (pe^+), кварк-антилентонные (pe^+) в т. ч., а также взаимодействие с участием фотонов, в т. ч. В. п. $\gamma\gamma$. В дальнейшем станут доступны эксперименты на встречных лентон-антилентонных пучках, к-рые нужны, в частности, для изучения нейтрон-антинейтронных взаимодействий. Эффективность накопления антипротонов лишь на 4 порядка ниже, чем антипротонов, так что вполне достижима светимость $\sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и выше. По-видимому, будут реализованы и эксперименты на В. п. нестабильных частиц — мюонов и пионов.

Третье направление — развитие метода В. п. в области средних, низких и «сверхнизких» энергий, что позволяет исследовать кварк-глюонные системы при таких энергиях; для этого нужны установки со В. п. e^+e^- и рр в области $E_f = 3-5$ ГэВ, обладающие светимостью $10^{32}-10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

И во всех случаях очень острой будет необходимость получения поляризованных В. п.

Лит.: 1) К. К. Г. и П. С. А. Attainment of very high energy by means of intersecting beams of particles, «Phys. Rev.», 1956, V. 102, p. 590; O'Neil G., Storage rings for electrons and protons, in: Proc. intern. conf. on high-energy accelerators and instants, Ч. 1, Бел., 1959, p. 125; в рус. пер., в сб. «Накопление релятивистских частиц», М., 1963; Будкер Г. П., Ускорители со встречными пучками частиц, «УФН», 1966, т. 89, с. 533; 2) С. К. и И. А. Н., Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц, «УФН», 1982, т. 138, с. 3; 3) Баялэки и В. К., Будкер Г. П., Буякер Г. И., Скрипачевский А. Н., О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии, в сб.: Проблемы физики элементарных и ускорительного термодинамического систем, М., 1981; 4) С. В. Г. и К. В. В., A universal instability of multidimensional oscillator systems, «Phys. Letters», 1979, v. 52, № 5, p. 263; 5) Д. Г. Б. и В. Я. С. и др., Поперечные частицы в накопительных б. к., Труды X Международной конференции по ускорительной физике высоких энергий, т. 2, Серпухов, 1977. П. Н. Меньков.

ВТОРАЯ ВЯЗКОСТЬ — то же, что *объемная вязкость*.
ВТОРАЯ КОСМИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ — см. *Космические скорости*.

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов (вторичных) твердыми и жидкими телами при их бомбардировке первичными электронами. Инерционность В. э. э. (промежуток времени между входом в мишень первичных и выходом вторичных электронов) не превышает $10^{-14}-10^{-12}$ с. При толщине эмиттера, меньшей пробега первичных электронов, вторичные электроны эмитруются как со стороны бомбардирующей поверхности (В. э. э. «на отражении»), так и с ее обратной стороны (В. э. э. «на простреле»). Вторичные электроны имеют непрерывный энергетич. спектр от энергии $E=0$ до энергии первичных электронов U_0 (рис. 1). Поток вторичных электронов состоит из уруго, квазиуруго (испытывающих характеристич. потери энергии до сотен мэВ на возбуждение ко-

лебаний кристаллической решетки), неуруго и отраженных первичных электронов ($E > 50$ эВ) и истинно вторичных электронов ($E \leq 50$ эВ). Последние представляют собой электроны вещества, находящиеся от первичных и неуруго отраженных первичных электронов энергию, достаточную для выхода в

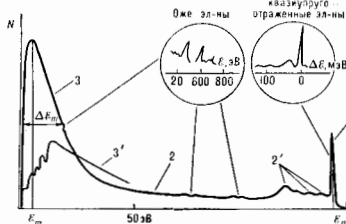


Рис. 1. Энергетический спектр вторичных электронов: 1 — уруго и квазиуруго отраженные электроны; 2 — неуруго отраженные электроны (в т. ч. с характеристическими потерями энергии — 2'); 3 — истинно вторичные электроны; 3' — спектр истинно вторичных электронов для плоскости (100) монокристалла W, полученных в узком телесном угле.

вакуум, т. е. превышающую *работу выхода*. Для металлов наиб. энергетич. энергия истинно вторичных электронов $E_m \sim 2-4,5$ эВ и полуширина максимума $\Delta E_m \sim 12-15$ эВ. Для диэлектриков $E_m \sim 1$ эВ и $\Delta E_m \sim 1,5-3$ эВ.

Тонкая структура электронного спектра обусловлена оже-электронами и характеристич. потерями энергии на возбуждении атомов вещества (см. *Оже-эффект*). Она несет информацию об элементном составе вещества, хим. связях и взаимном расположении атомов. Тонкая структура спектра истинно вторичных электронов, эмитруемых на монокристаллах и регистрируемых в узком телесном угле, отражает распределение плотности

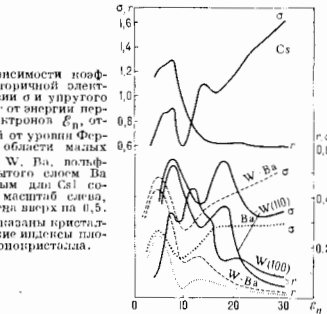


Рис. 2. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии σ и уруго отражения Γ от энергии первичных электронов E_p от считываемой от уровня Ферми (E_F) в области малых энергий для W, Ba, фольга, покрытого слоем Ba и Cs. Кривыми для Cs соответствует масштаб сигнала, Γ (E_p) смещены вверх на 4,5. В скобках указаны кристаллографические видосы плоскостей монокристалла.

свободных состояний выше уровня Ферми (см. *Ферми-энергия*).

Коэффициентно В. э. э. характеризуется коэффициентом В. э. э.

$$\sigma = I_1/I_2 - \delta + \eta + r, \quad (1)$$

где I_1 и I_2 — токи первичных и всех вторичных электронов, δ, η, r — коэф. истинной В. э. э., неуруго и уруго отражения первичных электронов соответственно. Коэф. σ, δ и η представляют собой величины, усредненные по большому числу элементарных

актов эмиссии, вызванных отдельными первичными электронами. Если $P(n)$ — вероятность испускания n -й группой вторичных электронов под действием одного первичного, то $\sigma = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n)$. При энергии первичных электронов $\epsilon_0 < 100$ эВ $\sigma \approx \delta + \eta$, при $\epsilon_0 > 100-200$ эВ $r \ll \eta$ и $\sigma \approx \delta + \eta$. Коэф. σ , δ , η и r зависят от ϵ_0 , угла φ падения первичных электронов, ат. номера Z и структуры вещества, состоящего поверхности, толщины (диэлектрики) и индексов $\{h, k, l\}$ грани, выходящей на поверхность, в случае монокристалла (см. *Индекс кристаллографический*).

В области $\epsilon_0 \approx 1-50$ эВ зависимости σ (ϵ_0) и r (ϵ_0) крайне чувствительны к чистоте поверхности и для всех чистых веществ имеют неомонотонный характер (рис. 2). Адсорбция инородных атомов, образующих на поверхности монокристалла монослой, может привести к сильному изменению тонкой структуры кривых σ (ϵ_0) и r (ϵ_0).

Угругое рассеяние. Для металла ($r \sim 0,05-0,5$) и диэлектрика ($r \sim 0,7-0,8$) при ϵ_0 меньшей, чем радиус выхода Φ и ширина запрещенной зоны ϵ_g , почти все вторичные электроны — угруго и квазиугруго отраженные первичные. Структура кривых r (ϵ_0) определяется энергией, зоной структуры поверхности области эмиттера (см. *Зонная теория*), рассеянием



Рис. 3. Зависимости коэффициента угругого отражения r от энергии первичных электронов ϵ_0 .

электроном на отд. атомах, резонансным угругим рассеянием у порогов коллективных и одночастичных возбуждений электронов твердого тела, открытием неугругих каналов, а в случае монокристалла также и дифракцией электронов. В области $\epsilon_0 \approx 0,1-0,3$ кэВ величина $r < 0,06$, а на кривых r (ϵ_0) (рис. 3) имеются максимумы при $\epsilon_0 \approx Z^2/8$. Для монокристаллов зависимость r (ϵ_0) имеет, кроме того, тонкую структуру, обусловленную дифракцией электронов (см. *Дифракция частиц*).

Неугругое рассеяние электронов обусловлено рассеянием и торможением первичных электронов при их движении внутри эмиттера. Характер кривых η (ϵ_0) зависит от Z (рис. 4). Неугруго рассеянные электроны выходят из разных глубин d вплоть до $d_{\max} = 3 \cdot 10^{11} A / \rho Z E_0^{1,4}$ м,

где ρ — плотность в кг/м³; A — массовое число (E в кэВ). Для тяжелых веществ, в которых электроны движутся преим. диффузно, d_{\max}

не зависит от угла падения φ . Для легких веществ вследствие более прямолинейного движения электронов d_{\max} уменьшается с ростом φ . Поток неугруго рассеянных электронов состоит из диффузно рассея-

ных электронов и электронов, рассеянных на больших и малых углах. Последние обладают большей энергией, чем рассеянные диффузно. Вклады этих групп электронов в σ , δ , η существенно зависят от ϵ_0 , Z и φ . При $\epsilon_0 \gg 1$ кэВ ср. энергия неугруго рассеянных электронов:

$$\langle \epsilon \rangle = (0,31 \pm 2,5 \cdot 10^{-3}) \epsilon_0. \quad (2)$$

С уменьшением Z она уменьшается за счёт возрастания d_{\max} .

Истинно вторичные электроны эмитруются из приповерхностного слоя толщиной λ под действием первичных электронов и неугруго рассеянных электронов (рис. 5, а), поэтому $\delta = \delta_0 + \delta_1 = \delta_0 + \delta_1 S \eta$, где δ_0 и S — количества электронов, образованных одним первичным электроном и одним неугруго рассеянным, $k = d_{\max} / (d_{\max} + \lambda)$. Для металлов при $\epsilon_0 > \epsilon_{0\text{пм}}$ $\lambda < d_{\max}$ и $\delta_1 \approx S \eta$. При $\epsilon_0 < \epsilon_{0\text{пм}}$ зона выхода λ не зависит от ϵ_0 , а δ_0 и S уменьшаются с ростом ϵ_0 . Уменьшение работы выхода приводит к гораздо большему росту δ_0 и S , чем σ . Поскольку неугруго отраженные электроны, пересекая зону выхода под невозможными углами, проходят в ней боковой металл, чем первичные электроны, то $S > \delta_0$. Для всех металлов и т. п. эффективных вторичных эмиттеров $S/\delta_0 \approx 3-9$, а $\delta_0/\delta_1 \approx 0,2-4$. Различные значения S и δ_0 , несмотря на одинаковые значения σ , приведит к тому, что при нанесении,

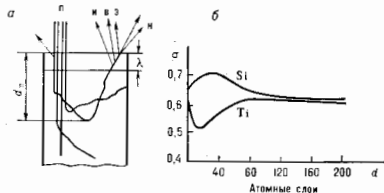


Рис. 5. а — Механизм вторичной электронной эмиссии: П — первичные электроны; Н — неугруго рассеянные электроны; ИВЗ — истинно вторичные электроны; б — Зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от глубины d проникновения первичных электронов при нанесении Si на Ti и Ti на Si; $\epsilon_0 = 1,2$ кэВ.

напр., Si на Ti или Ti на Si (для Si δ_0 и S больше, чем для Ti) зависимости $\sigma(d)$ имеют экстремумы при $d \approx \lambda$ противоложного характера (рис. 5, б).

Металлы, где истинно вторичные электроны в результате взаимодействия с электронами проводимости теряют столько энергии, что не могут покинуть металл, характеризуются малыми значениями λ (~ 30 А), независимыми от ϵ_0 , φ и Φ , $\sigma_{\max} \approx 0,4-1,8$ (рис. 6). Для элементов наблюдаются периодич. зависимости δ (Z) и $\epsilon_{0\text{пм}}(Z)$.

В диэлектриках и эффективных эмиттерах с широкой запрещенной зоной ϵ_g и малым электронам *среднего* χ внутри, истинно вторичные электроны обладают энергией $\epsilon < \epsilon_g$, к-рую они могут терять и основным лишь на взаимодействие с фононами. Эти потери малы, поэтому такие эмиттеры характеризуются большими значениями $\lambda \sim 200-1200$ А и $\sigma_{\max} \sim 4-40$ (в зависимости от кол-ва дефектов в эмиттере). Эмиттеры с отрицат. электронным средством ($\chi < 0$), обладают рекордно большими значениями λ (~ 15000 А) и $\sigma_{\max} \sim 1000$ (рис. 6). Создание в диэлектриках (особенно в пористых веществах) сильного электрич. поля (10^7-10^8 В/м) приводит к росту σ до $50-100$ (В. э. э., у с л е н и я и п о л е м). Для монокристаллов зависимости σ (ϵ_0) и δ (ϵ_0) имеют структуру, зависящую от выбора грани кристалла и толщины. Для ряда металлов σ_{\max} граней $\{100\}$, $\{110\}$ и $\{111\}$ больше σ_{\max} поликристаллич. образца. Наибольшим

$\sigma_{\text{макс}}$ обладает грань $\{100\}$, наименьшим — $\{110\}$. Максимумы на зависимости σ (ε_n) и δ (ε_n) объясняются тем, что при увеличении ε_n коэф. σ и δ сначала возрастают за счёт увеличения общих потерь энергии первичными электронами в зоне выхода истинно вторичных

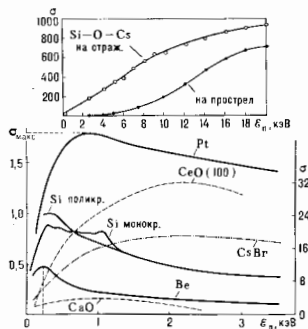


Рис. 6. Зависимости σ (ε_n) для CsBr, CaO (левый масштаб), CaO (100) — правый масштаб].

электронов и за счёт роста η и ширины самой зоны выхода. С дальнейшим ростом ε_n (при $\varepsilon_n > \varepsilon_{n0}$) толщина λ уже не зависит от ε_n , а δ_0 и δ уменьшаются из-за уменьшения общего кол-ва энергии, передаваемой первичными и неупруго отраженными электронами электронам вещества в зоне выхода.

Угловая зависимость коэф. $\sigma(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\delta(\varphi)$ при $\varepsilon_n > 0,3$ кэВ более резко выражена для больших ε_n и веществ с малыми Z . При $\varphi = 89^\circ$ абс. значения η для всех веществ (0,75—0,9. С ростом φ максимумы на кривой σ (ε_n) становятся более широкими и смещаются в сторону больших ε_n . Для диэлектриков η с ростом φ всегда возрастает, а σ при $\varepsilon_n \leq 1$ кэВ либо возрастает, либо остаётся неизменным или уменьшается. В области $\varepsilon_n \sim 0,1$ кэВ для поликристаллов η от φ не зависит, а для монокристаллов кривые $\eta(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\sigma(\varphi)$ имеют структуру, зависящую от φ и грани кристалла. Её осн. максимумы наблюдаются при углах, совпадающих с направлениями плотной упаковки. Для монокристаллов полупроводников при снижении электронного средства кривые $\sigma(\varepsilon_n)$ и $\delta(\varepsilon_n)$ испытывают инверсию (на месте максимумов появляются минимумы).

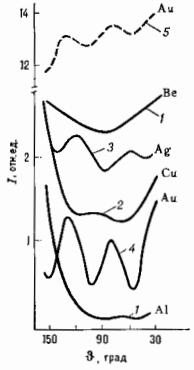


Рис. 7. Угловое распределение упруго и неупруго (штриховая кривая) отраженных электронов при ε_n (в кэВ): 1—0,1; 2—0,2; 3—0,3; 4—0,6; 5—0,5; кривые сплунуты вверх для Be на 2,0, Cu на 0,6 и Ag на 1,4.

Угловое распределение истинно вторичных электронов $I(\varphi)$ при $\varepsilon_n > 1$ кэВ и $\varphi \leq 60-85^\circ$ приближительно косинусоидальное. При $\varepsilon_n > 0,1$ кэВ (независимо от φ) угл. распределение упруго отраженных электронов (рис. 7) обладает такой же дифракц. структурой, зависящей от

ε_n и Z , как и сечение упругого рассеяния электронов на атоме, но с меньшей контрастностью из-за кратного рассеяния нек-рой части электронов (для Au $\sim 30\%$). Угл. распределение неупруго рассеянных электронов для лёгких веществ (Be, Al) — косинусоидальное при $\varphi = 0$ и сильно вытянуто в зеркальном направлении при $\varphi = 60-85^\circ$ (мало угловое рассеяние). При $\varepsilon_n \geq 1$ кэВ для веществ со средними и большими Z наблюдаются электроны рассеянные как на малые углы (при больших φ), так и на углы $\sim 180^\circ$.

Т. к. неупругое отражение обусловлено уругим взаимодействием электронов с атомами твёрдого тела и их последующим торможением без сущест. изменения направления движения (модель непрерывных потерь), то угл. распределение неупруго рассеянных электронов отражает особенности угл. распределения упруго отражённых.

Подной теории В. э. э. пока не существует. Отд. особенности В. э. э. описываются либо в рамках квантово-механич. приближения (упругое рассеяние электронов, возбуждение внутренних истинно вторичных электронов), либо в рамках кинетич. ур-ния Больцмана (транспорт внутренних истинно вторичных электронов и их размножение — каскадный процесс). Особенности В. э. э. монокристаллов объясняются с помощью теории дифракции электронов.

Применение. В. э. э. используется для усиления электронных потоков в эл.-вакуумных приборах (вторичные и фотокатодные умножители, усилители яркости изображения и т. д.), для записи информации в виде потещ, рельефа на поверхности диэлектрика (электронно-лучевые приборы). В. э. э. играет также важную роль в работе ряда высочастотных приборов. В ряде случаев В. э. э. — вредный эффект, напр. при зарядке стекла и диэлектриков в эл.-вакуумных приборах.

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомознова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Броушштейн И. М., Фридрихов С. А., Вторичная электронная эмиссия, М., 1969; Афанасьев А. Г., Броушштейн И. М., Упругое отражение электронов и вторичная электронная эмиссия CsI при малых энергиях вторичных электронов, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37, № 15, с. 2492; и др. Распределение вторичных электронов по энергиям для CsI и KI, «ФТТ», 1976, т. 18, с. 1129; Шульман А. Р., Фридрихов С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твёрдого тела, М., 1975; Броушштейн И. М., Стежков В. М., Новые данные об угловом и энергетическом распределении вторичных электронов, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1979, т. 43, № 3, с. 500; Короблев В. В., Майоров А. А., Анализатор эмиссии вторичных и оже-электронов для монокристаллов со сниженной работой выхода, там же, с. 635.

И. М. Броушштейн, В. В. Короблев.

ВТОРИЧНОЕ КВАНТОВАНИЕ — метод рассматривания квантовой системы, при к-ром роль независимых переменных играет число частиц в заданном состоянии. В. к. возникает при рассмотрении нерелятивистских систем, состоящих из тождественных частиц. Для безе-частиц (подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна) метод В. к. развит в 1927 П. Дираком (P. Dirac, 1927) и в том же году П. Йорданом (P. Jordan) и О. Клейном (O. Klein), для ферми-частиц (подчиняющихся статистике Ферми — Дирака) — Ю. Вигнером (E. Wigner) и Йорданом (1928). Этот метод позволяет рассматривать системы с большим числом степеней свободы и системы с переменным числом частиц. Аппарат В. к. имеет широкое применение в статистич. физике и квантовой теории поля, где рассматриваются процессы с рождением и уничтожением частиц.

В. к. нерелятивистских систем. Рассмотрим квантово-механич. систему из N неазаимодействующих частиц, находящихся во внеш. поле. Пусть $\psi(\xi)$, $\psi(\xi)$, ... — нек-рая полная система одночастичных волновых ф-ий (ξ включает в себя как пространств. координату x , так и спиновую переменную). Они могут, напр., соответствовать стационарным состояниям одной частицы во внеш. поле. Можно ввести полную систему многочастичных волновых ф-ий след. образом. Пусть N_i — число частиц в состоянии ψ_i . Тогда состояние системы

может быть задано набором чисел (N_1, N_2, \dots) , указывающим, что N_i частиц находится в состоянии ψ_i , N_2 частиц — в состоянии ψ_2 и т. д. Вектор состояний системы в этом случае обозначают $|N_1, N_2, \dots\rangle$. О таком описании системы говорят как об описании в пространстве чисел заполнения или в представлении вторичного квантования.

Для ферми-систем в каждом состоянии может находиться не более одной частицы, $N_i = 0, 1$. Для бозе-систем N_i может быть любым неотрицат. целым числом, $N_i = 0, 1, \dots$. В пространстве чисел заполнения можно рассматривать системы с произвольным числом частиц. Оператор a_i^+ переводит состояние системы $|N_1, \dots, N_i, \dots\rangle$ в состояние, у которого на i -уровне находится $N_i + 1$ частиц,

$$a_i^+ |N_1, \dots, N_i, \dots\rangle = \sqrt{N_i + 1} |N_1, \dots, N_i + 1, \dots\rangle, \quad (1)$$

наз. оператором рождения. Оператор, a_i^- , к-рый удаляет частицу с i -уровня,

$$a_i^- |N_1, \dots, N_i, \dots\rangle = \sqrt{N_i} |N_1, \dots, N_i - 1, \dots\rangle, \quad (2)$$

наз. оператором уничтожения. Коэф. $\sqrt{N_i + 1}$ и $\sqrt{N_i}$ в (1) и (2) определяются из условия того, что оператор $a_i^+ a_i^-$ является оператором числа частиц в состоянии i , т. е.

$$a_i^+ a_i^- |N_1, \dots, N_i, \dots\rangle = N_i |N_1, \dots, N_i, \dots\rangle.$$

Операторы рождения и уничтожения удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[a_i^+, a_j^+] = 0, [a_i^-, a_j^-] = 0, [a_i^-, a_j^+] = \delta_{ij} \quad (3a)$$

для статистики Бозе — Эйнштейна (квадратные скобки, как обычно, означают коммутатор, т. е. $[b, c] = bc - cb$) и

$$\{a_i^+, a_j^+\} = 0, \{a_i^-, a_j^-\} = 0, \{a_i^-, a_j^+\} = \delta_{ij} \quad (3b)$$

для статистики Ферми — Дирака (фигурные скобки означают антикоммутатор, т. е. $\{b, c\} = bc + cb$; δ_{ij} — Кронекера символ). Пространство чисел заполнения для бесконечного числа частиц наз. пространством Фокера.

Любые квантовомеханич. операторы, заданные, напр., в конфигурационном представлении, можно записать при помощи операторов рождения и уничтожения в представлении В. к. Напр., самилтоннан

$$H = \sum_f H_f^{(1)} + \sum_{i,j,g} U^{(2)}(x_f, x_g),$$

где $H_f^{(1)} = -(\hbar^2/2m)\Delta_f + U^{(1)}(x_f)$ — одночастичный гамилтоннан, $U^{(2)}(x_f, x_g)$ — потенциал двухчастичного взаимодействия, в представлении В. к. записывается в виде:

$$H = \sum_{i,k} H_{ik}^{(1)} a_i^+ a_k^- + \frac{1}{2} \sum_{i,k,l,m} U_{ik,lm}^{(2)} a_k^+ a_l^+ a_m^- a_i^-,$$

где

$$H_{ik}^{(1)} = \int \psi_i^*(x) H^{(1)} \psi_k(x) dx,$$

$$U_{ik,lm}^{(2)} = \int \psi_i^*(x) \psi_k^*(x') U^2(x, x') \psi_l(x) \psi_m(x) dx dx',$$

a_i^+ , a_i^- — соответственно операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии ψ_i одночастичного гамилтоннана (без учёта взаимодействия между частицами).

Гамильтоннан в представлении В. к. может быть записан в более компактной форме, если ввести операторы $\hat{\psi}$ и $\hat{\psi}^+$,

$$\hat{\psi} = \sum_i a_i^- \psi_i, \hat{\psi}^+ = \sum_i a_i^+ \psi_i^*,$$

действующие на векторы состояния $|N_1, N_2, \dots\rangle$ в пространстве чисел заполнения:

$$H = \int \hat{\psi}^+(x) H^{(1)} \hat{\psi}(x) dx + \frac{1}{2} \int \hat{\psi}^+(x) \hat{\psi}^+(x') \times U^{(2)} \hat{\psi}(x) \hat{\psi}(x') dx dx'.$$

Выражения для операторов $\hat{\psi}$ аналогичны разложению произвольной волновой ф-ции по полной системе волновых ф-ций ψ_i . Поскольку, однако, коэффициенты разложения являются не числами, а операторами, ψ и $\hat{\psi}^+$ наз. вторично квантованными (отсюда назв. метода — «В. к.»).

Достоинство метода В. к. в применении к системам взаимодействующих частиц состоит в том, что с его помощью естеств. образом описываются переходы между состояниями системы, вызванные взаимодействием частиц. Эти переходы сводятся к исчезновению частиц в одном состоянии и появлению их в другом. Одновременно аппарат В. к. приспособлен и к рассмотрению процессов с перем. числом частиц — описывает рождение или уничтожение частиц в результате взаимодействия. В квантовой механике всякое слабо возбужденное состояние системы взаимодействующих частиц может быть представлено как совокупность элементарных возбуждений — *квантичастиц*. Числа N_i в представлении чисел заполнения в этом случае интерпретируются как числа квантичастиц. Напр., слабо возбужденное состояние твёрдого тела, обусловленное колебаниями атомов кристаллич. решётки, описывается как совокупность квантичастиц — *фононов*, свободно движущихся в объёме тела. При этом энергию возбуждения системы можно рассматривать как энергию идеального газа фононов. Осн. состояние системы, в к-ром отсутствуют квантичастицы, можно рассматривать как вакуум, вектор состояния к-рого удовлетворяет условию $a_i^- |0\rangle = 0$. Для слабо взаимодействующего идеального бозе-газа операторы рождения и уничтожения квантичастиц связаны с операторами рождения и уничтожения исходных частиц *Боголюбова каноническими преобразованиями*.

Квантовые системы гармонических осцилляторов. Рассмотрим важный частный случай — систему n квантовых независимых гармонич. осцилляторов (единичной массы) с гамилтоннаном

$$H = \sum_{i=1}^n \Pi_i(\hat{p}_i, \hat{q}_i), \quad \Pi_i(\hat{p}_i, \hat{q}_i) = \frac{1}{2} (\hat{p}_i^2 + \omega_i^2 \hat{q}_i^2).$$

Здесь \hat{q}_i , \hat{p}_i — операторы обобщённых координаты и импульса i -осциллятора, а параметры ω_i имеют смысл частоты колебаний. Для перехода в представление В. к. вводятся операторы уничтожения и рождения

$$a_i^- = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_i}} (\omega_i \hat{q}_i + i \hat{p}_i),$$

$$a_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_i}} (\omega_i \hat{q}_i - i \hat{p}_i).$$

Тогда гамилтоннан принимает вид

$$H = \sum_{i=1}^n \frac{\hbar\omega_i}{2} (a_i^+ a_i^- + a_i^- a_i^+). \quad (4)$$

Операторы a_i^\pm удовлетворяют перестановочным соотношениям (3a). Обозначим через ψ_{0i} решение уравня $a_i^- \psi_{0i} = 0$; оно интерпретируется как вакуумное состояние i -осциллятора. Введём вакуумное состояние системы n осцилляторов: $|0\rangle = \prod_{i=1}^n \psi_{0i}$. Состояние

$$|K_1, \dots, K_n\rangle = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{K_i!}} (a_i^+)^{K_i} |0\rangle \quad (5)$$

является собств. ф-цией оператора H с собств. значением

$$E(K_1, \dots, K_n) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} \hbar \omega_i \left(K_i + \frac{1}{2} \right);$$

это интерпретируется как состояние, в к-ром имеется K_i частиц с энергией $\hbar \omega_i$, K_2 — с энергией $\hbar \omega_2$, и т. д. Векторы состояния (5) при всевозможных значениях K_i ($K_i = 0, 1, \dots, i=1, \dots, n$) образуют базис в пространстве чисел заполнения. Оператор $\hat{N} = \sum_{i=1}^n a_i^+ a_i^-$

является оператором числа частиц, и

$$\hat{N} |K_1, \dots, K_n\rangle = \sum_{i=1}^n K_i |K_1, \dots, K_n\rangle.$$

Квантование релятивистических полей. В представлении В. к. можно рассматривать и системы с бесконечным числом степеней свободы — поля *физические*. Метод В. к. позволяет в этом случае описывать поля как совокупности частиц (квантов, полей).

Рассмотрим классич. свободное скалярное поле $\varphi(x)$, удовлетворяющее *Клейна — Гордона уравнению*. Ему соответствует *лагранжиан*

$$L_0 = \frac{1}{2} \int d^3x \left[\frac{\partial \varphi}{\partial x^0} \frac{\partial \varphi}{\partial x^0} - m^2 \varphi^2 \right]$$

(x — точка пространства-времени, $\mu=0, 1, 2, 3$, пространная m имеет смысл массы; используются система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Соответствующий гамильтониан системы после разложения φ по плоским волнам приобретает вид

$$H = \frac{1}{2} \int d^3k \omega(k) [a_k^+ a_k^- + a_k^- a_k^+], \quad \omega(k) = \sqrt{k^2 + m^2}. \quad (6)$$

Сравнение ф-л (4) и (6) показывает, что свободное поле можно рассматривать как набор независимых осцилляторов в импульсном пространстве (нумеруемых непрерывным трёхмерным индексом k), частота колебаний к-рых зависит от импульса k .

Квантование свободного поля (т. е. сопоставление ему соответствующих частиц) может быть проведено как квантование осцилляторов поля (аналогично квантованию системы гармонич. осцилляторов). Для этого величины a_k^+ , a_k^- в (6) следует рассматривать как операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$[a_k^+, a_k^+] = 0, [a_k^-, a_k^-] = 0, [a_k^-, a_k^+] = \delta(k - k') \quad (7)$$

(где $\delta(k)$ — дельта-функция Дирака) и действующе на вектор состояния системы в пространстве чисел заполнения. Процедура квантования свободного поля как совокупности осцилляторов совпадает при условии (7) с процедурой *канонического квантования*.

Квантование классич. теории, описываемой лабором $\varphi_j(x)$ классич. полей и лагранжианом L , обычно производится с помощью канонич. квантования (предполагается, что соответствующая классич. система допускает гамильтонову формулировку). При этом на операторы обобщённых координат $\hat{\varphi}_j(x)$ и импульсов $\hat{\pi}_j(x)$ накладываются перестановочные соотношения

$$[\hat{\varphi}_j(t, x), \hat{\pi}_k(t, x')] = -i \hbar \delta_{jk} \delta(x - x'). \quad (8)$$

Если построено некое представление перестановочных соотношений (8), такое, что в нём: 1) определено действие оператора Гамильтона H ; 2) гамильтониан имеет основное (вакуумное) состояние $|\Omega\rangle$; 3) определены средние от полевых операторов в произвольный момент времени t по вакуумному состоянию:

$$\langle \Omega | \hat{\varphi}_j(t_1, x_1) \hat{\varphi}_k(t_2, x_2) \dots \hat{\varphi}_n(t_n, x_n) | \Omega \rangle, \quad (9)$$

где

$$\hat{\varphi}(t, x) = e^{-itH} \hat{\varphi}(0, x) e^{itH},$$

то говорят, что построено квантование полевой системы.

Непосредственно провести описанную выше схему удастся только для свободных полей. (О квантовании свободного поля Дирака см. *Дирака поле*.) Для системы свободных полей число сортов частиц и число полей совпадают.

Для лагранжианов вида $L = L_0 + gL_1$, где слагаемое L_{1int} описывает взаимодействие полей (g — константа связи), как правило, правая часть (9) может быть построена лишь по теории возмущений по степеням g . При таком построении осуществляется квантование взаимодействующих полей в пространстве Фока, связанном с лагранжианом L_0 . Однако включение взаимодействия со сколь угодно малой константой связи g столь существенно меняет картину, что взаимодействующие поля не могут быть определены в фоковском пространстве исходных независимых полей. Для преодоления этой трудности разработана процедура устранения расходимостей (см. *Квантовая теория поля*).

Число полей, из к-рых строится модель, может не совпадать с числом сортов частиц проквантованной системы, аналогично ситуации в квазиквантовании в статич. физике. С одной стороны, могут появляться связанные состояния, с другой — частиц, соответствующих исходным полям, может не быть. Такая ситуация имеет место в совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике*. Кванты полей, из которых строится модель, — *кварки* — не наблюдаются, а наблюдаемые адроны являются связанными состояниями *кварков*.

При квантовании классич. полевой системы полезно иметь информацию о её решениях. Если среди решений классич. ур-ний находятся решения с конечной энергией, локализованной в нек-рой области пространства, — *солитоны*, то они могут привести к существованию т. н. солитонного сектора в квантовом случае, в к-ром реализованы квантовые солитоны. Квантовые солитоны в принципе могут иметь статистику, противоположную статистике исходных полей. Т. о., является теоретической возможностью строить фермионы из бозонов. Квантовые солитоны, так же как и связанные состояния, дают возможность, исходя из небольшого числа полей, строить теорию с большим числом наблюдаемых сортов частиц. Одним из практич. методов построения теории в солитонном секторе является квантование системы с помощью *фейнмановского функционального интеграла*.

Лит.: Бете Э., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1965; **Боголюбов А. Н., Ширков Д. В.**, Квантовая теория, М., 1980; **Дирак П. А. М.**, Принципы квантовой механики, 2 изд., пер. с англ., М., 1970; **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.**, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; **Славонов А., Фаддеев Л. Д.**, Введение в квантовую теорию калибровочных полей, М., 1978; **Швиебергер С.**, Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963. **И. Я. Аर्फельс.**

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ — один из осн. законов *термодинамики*, устанавливающий необратимость реальных термодинамич. процессов. В. и т. сформулировано как закон природы Н. Л. С. Карно (N. L. S. Carnot) в 1824, П. Клаузиусом (R. Clausius) в 1850 и У. Томсоном (Кельвином) (W. Thomson, Kelvin) в 1851 в различных, но эквивалентных формулировках.

В. и т. в формулировке Клаузиуса утверждает, что процесс, при к-ром не происходит никаких изменений, кроме передачи тепла от горячего тела к холодному, необратим, т. е. теплота не может самопроизвольно переходить от более холодного тела к более горячему (и ринцип Клаузиуса). Согласно формулировке Томсона, процесс, при к-ром работа переходит в тепло без к.-л. иных изменений состояния системы, необратим, т. е. невозможно полностью преобразовать

в работу всё тепло, взятое от тела, не производя никаких др. изменений состояния системы (при этом Томсона). Принцип Томсона эквивалентен утверждению о невозможности *вечного двигателя* 2-го рода. В. н. т. можно сформулировать также в виде принципа Каратеодора: «близки любого состояния термодинамич. равновесия и сколь угодно близко к нему существует состояние, в к-рое нельзя попасть при помощи адиабатич. процесса».

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

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

$$\oint \delta Q/T \geq 0, \quad (1)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

В. з. можно также интерпретировать как колебания концентрации квазичастиц в сверхтекучем гелии. В чистом ⁴He это коллюбиция в системе *ротонов* и *фононов*, а в

растворе ³He в HeII при низких темп-рах, когда число ротонов и фононов мало, то в озп. колебания концентрации примесных квазичастиц ³He, причём u_2 существенно зависит от концентрации ³He в растворе. В точке перехода в сверхтекучее состояние (в λ -точке) u_2 обращается в нуль. Температурная зависимость $u_2 = \rho_1 T^2 / C \rho_n$ (C — теплоёмкость гелия) для чистого ⁴He приведена на рис. При уменьшении темп-ры u_2 стремится к предельному значению

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

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

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

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

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



Д. А. Компанейцем (1972), был наблюдён в растворе ^{99}Tc — No II амер. учеными в 1974.

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

А. Э. Мейерович.

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

А. А. Лебедев.

ВЫВОД ПУЧКА из ускорителя — отклонение заряд. частиц от равновесной замкнутой орбиты, в результате к-рого происходит их выход из рабочей области магн. поля *циклотронных ускорителей*. Проблема исключения потерь при В. п. особенно важна для *сильноточных ускорителей* непрерывного режима типа *иохронного циклотрона* и ускорителей на сверхвысокой энергии со сверхпроводящими электромагнитами.

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

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

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

Для медленного вывода обычно используется пеливиный резонанс 3-го порядка $Q_z = m/3$, возбуждаемый m -й гармоникой квадратичной нелинейности магн. поля. При медленном изменении Q_z частицы попадают

в область неустойчивости и забрасываются в отклоняющее устройство за счёт резонансной расщепки амплитуд колебаний. Коэф. вывода оценивается по ф-ле $K \approx 1 - \delta/\Delta R$, где δ — эффективная толщина септума, ΔR — разделение орбит у септума за период резонансной расщепки.

В. С. Рыбалко.

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

М. А. Ельашевич.

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

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

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

Лит. см. при ст. *Излучение*.

М. А. Ельашевич.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света на индуцируемых самой рассеиваемой волной элементарных возбуждениях среды (оптич. и акустич. фоновых, магнитных, электронных, температурных волнах и т. п.). Причина В. р. с. — обратное воздействие световых волн на рассеивающую среду, обусловленное её оптич. нелинейностью. При спонтанном рассеянии это воздействие пренебрежимо мало, так что рассеяние происходит на равновесных тепловых флуктуациях. Возможность В. р. с. была теоретически предсказана Г. Плазчем (G. Placzek) ещё в 1934. Однако первые успешные эксперименты были проведены лишь в 1962 после появления лазеров. В. р. с. обычно наблюдается при облучении интенсивным лазерным излучением (при накачке с частотой ν_0) нелинейной среды, к-рой может быть газ, жидкость, твёрдое тело, плазма (рис. 1).

В. р. с. так же, как и спонтанное, связано с модуляцией параметров среды (напр., электронной поляризуемости, показателя преломления и т. п.) при её возбуждении светом, что приводит к амплитудной модуля-

щии рассеянного света, а следовательно, к появлению в нём новых спектральных компонент (стоксовых и антистоксовых с частотами ν_c и ν_{ac} соответственно). Однако в отличие от спонтанного рассеяния света при В. р. с. происходит взаимодействие излучения падачки и рассеянного света через среду, поэтому элементарные возбуждения становятся когерентными [1, 2, 3].

Наиб. характерные признаки В. р. с. — это резкое возрастание интенсивности и сужение диаграмм направленности стоксовых и антистоксовых компонент.



Рис. 1. Типичная схема опыта по наблюдению вынужденного комбинационного рассеяния света.

правленности стоксовых и антистоксовых компонент. В случае В. р. с. интенсивности рассеянных компонент сравнимы с интенсивностью излучения падачки (при спонтанном рассеянии они составляют $\sim 10^{-5} - 10^{-8}$ интенсивности рассеиваемой волны).

Классическая теория. На классич. языке В. р. с. проще всего объяснить на примере одного из наиб. важных типов — вынужденного комбинац. рассеяния (ВКР) на колебл. переходах молекул [4]. Описание взаимодействия света с интрамолекулярными движениями основывается на учёте зависимости электронной *полярисости* молекул α от ядерной конфигурации, определенной координатами ядер, а именно амплитудой их колебаний q (подробнее см. *Комбинационное рассеяние света*). В простейшем одномерном случае ($i=1$)

$$\alpha(q) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial q} \right)_0 q + \dots \quad (1)$$

где α_0 — линейная полярисость. Наличие члена $(\partial \alpha_1 / \partial q)_0$ в (1) является причиной модуляции света молекулярными колебаниями; в наведенной световой волной полярисации P появляются явные частотные компоненты, сдвинутые на частоту колебаний ядер (т. е. на собственную частоту колебаний молекулы):

$$P = \alpha(q) E = \alpha_0 E + (\partial \alpha / \partial q)_0 q E + \dots \quad (2)$$

В условиях, когда q определяется тепловыми движениями в среде, (2) описывает спонтанное комбинац. рассеяние.

Зависимость $\alpha(q)$ является одновременно причиной обратного воздействия световых волн на молекулярные колебания. Действительно, энергия взаимодействия W молекулы со световой волной выражается в видо

$$W = -PB = -\alpha(q) E^2,$$

следовательно, при $\partial \alpha / \partial q \neq 0$ в световом поле возникает сила

$$F = -\frac{\partial W}{\partial q} = \frac{\partial \alpha}{\partial q} E^2, \quad (3)$$

действующая на колебания. Если световое поле, падающее на среду, такой частоты ν_n , что $\nu_n = \Omega + \nu_c$, где Ω — собственная частота молекулярных колебаний, ν_c — стоксова компонента, то эта сила может привести к резонансной расщепке колебаний частоты ν_c , возникновению *параметрической неустойчивости*, т. н. распадной неустойчивости. В этих условиях на хаотич. интрамолекулярное движение накладываются регулярные вынужденные колебания, фазы к-рых в разл. молекулах определяются фазами компонент светового поля (пре-

исходит фазирование молекулярных колебаний во всем объёме, затитом световыми полями). Неустойчивость возникает, если интенсивность I_n световой волны превышает нек-рое пороговое значение: $I_n \geq I_{пор}$. В этом случае низкочастотная стоксова компонента экспоненциально усиливается по мере распространения через среду: $I_c(x) = I_{c0} \exp(g I_n x)$. Здесь $g I_n$ — *инкремент усиления*, g — коэф. усиления, x — длина возбуждённой части среды. В практич. случаях $g I_n$ может достигать величин $\sim 10^2$.

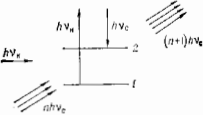
В силу (3) амплитуда возбуждённых световой волной молекулярных колебаний $q \sim E^2$ и, следовательно, для поляризации среды можно записать, согласно (2),

$$P = P_{лин} + P_{нл} = \chi^{(1)} E + \chi^{(3)} E^3, \quad (4)$$

где $\chi^{(3)} \propto (\partial \alpha / \partial q)^2$ — кубич. нелинейная восприимчивость. Именно она является универсальной характеристикой среды, описывающей явления В. р. с. (*Нелинейная оптика*).

Квантовая теория. В. р. с. рассматривается как результат взаимодействия фотона падачки с рассеивающимися фотонами. При спонтанном рассеянии рассеивающийся фотон может оказаться в любой моде, характеризующейся частотой, поляризацией и направлением распространения фотона. Вероятность рассеяния в данную моду в единицу времени $w_{сп}$ (s^{-1}) пропорциональна интенсивности I_n ($Вт/см^2$) света падачки: $w_{сп} = \sigma I_n / M h \nu_c$, где σ ($см^2$) — сечение рассеяния, а величина $M = (8\pi^2 \epsilon_0^2 / 3) V \Delta \nu_c$ представляет собой число мод в облучаемом объёме V , $\Delta \nu_c$ — ширина спектральной линии спонтанного рассеяния, v_c — скорость рассеянного света в нелинейной среде. Полная вероятность спонтанного рассеяния $I_{сп} = M \cdot w_{сп} = \sigma I_n / h \nu_c$. Рассеяние становится вынужденным, если в данной моде уже находится $m \gg 1$ рассеивающихся фотонов. В соответствии со статической Бозе — Эйнштейна, к-рой подчиняются фотоны, рассеивающийся фотон стремится достичь в ту моду, где уже есть аналогичные фотоны.

Рис. 2. Схема вынужденного комбинационного рассеяния: $h\nu_n$ — фотон падачки; $h\nu_c$ — стоксов фотон; 1 — основное состояние системы; 2 — возбуждённое состояние системы.



Это приводит к тому, что вероятность w_{m+1} рассеяния $(m+1)$ -го фотона в данную моду (в частности, в данном направлении, рис. 2), где уже имеется m фотонов, будет в $(m+1)$ раз больше вероятности спонтанного рассеяния: $w_{m+1} = (m+1) w_{сп} = w_{sp} + m w_{сп}$, где $w_{sp} = \sigma I_n / h \nu_c$ — вероятность В. р. с. в данную моду. Т. к. $m \sim I_c$, где I_c — интенсивность рассеянного в данную моду света, и $w_{сп} \sim I_n$, то $w_{m+1} \sim I_c I_n$, т. е. вероятность В. р. с. пропорциональна произведению интенсивности падачки (I_n) и рассеянного света (I_c). Учитывая, что

$$w_{m+1} \sim \frac{d}{dt} m = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c \frac{\partial}{\partial x} \right) m, \quad (5)$$

можно показать, что при $m \gg 1$ для стационарного случая (т. е. при $\partial / \partial t = 0$) имеет место уравнение $dI_c / dx = g I_n I_c$, описывающее экспоненциальное усиление рассеянного света, как и при классическом рассмотрении.

Основные виды В. р. с. Каждому виду спонтанного рассеяния можно сопоставить соответствующее В. р. с. Поэтому классификация В. р. с. аналогична классификации видов спонтанного рассеяния. По ирричанм историч. характера рассеяние, определяемое квантовыми микросистемами (молекулами, атомами, электронами), наз. комбинационным, а рассеяние, определяемое макроскопич. флуктуациями среды (плотности, темп-ры и др. термодинамич. параметров), а также ориентацией молекул в газах, твёрдых телах, жидкостях, лав. мо-

лекулярным. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) может быть: на колеб. уровнях молекул газов, жидкостей, твердых тел ($\Delta\nu_c \approx 2 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^3$ см $^{-1}$; коэф. усиления $g \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ см/МВт; спектральный диапазон лазеров — источников накачки $\Delta\nu_n$ — от УФ до средних ИК); на вращат. уровнях молекул газов ($\Delta\nu_c \approx (1 \div 6) \cdot 10^2$ см $^{-1}$; $g \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — ближний и средний ИК); на электронных уровнях атомов атомарных газов (пары металлов) ($\Delta\nu_c \approx 10^4$ см $^{-1}$, $g \sim 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — от видимого); на спиновых подуровнях уровней Ландау полупроводников, связанное с шероховатыванием сина электрона в магн. поле ($\Delta\nu_c \approx 10 \div 200$ см $^{-1}$, регулируется магн. полем, $g \approx 10^3 \div 10^{-3}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — средний ИК: 5, 10, 12 мкм); ВКР на поляритонах в ионных кристаллах [$\Delta\nu_c \approx (1 \div 5) \cdot 10^2$ см $^{-1}$, регулируется поворотом кристалла, $g \approx 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — видимый]. К молекулярному вынужденному рассеянию относятся: вынужденное рассеяние Манделштама — Бриллюэна (ВРМБ), происходящее на гиропаруночных волнах в газах, жидкостях, твердых телах, плазме [$\Delta\nu_c \approx (1 \div 10) \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$, $g \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — от видимого до ближнего ИК]; вынужденное рассеяние кристаллы Рэлея (ВРКР), связанное с анизотропией молекул жидкостей и газов ($\Delta\nu_c \approx 1 \div 10^2$ см $^{-1}$; $g \approx 10^{-3}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — видимый); вынужденное температурное рассеяние (ВТР) на температурных волнах, обусловленное поглощением света (ВТР-1) или электрокалорическим эффектом (ВТР-2) в жидкостях и газах ($g \approx 10^{-3}$ см/МВт, $\Delta\nu_n$ — видимый); вынужденное концентрационное рассеяние на волнах концентрации в смесях разл. жидкостей или газов ($\Delta\nu_c \approx 1 \div 10$ см $^{-1}$; $g \approx 10^{-3}$ см/МВт; $\Delta\nu_n$ — видимый).

Выражение коэф. усиления g через измеряемые величины зависит от вида В. р. с. Так, напр., для ВКР

$$g_{\text{ВКР}} = \lambda_c^2 N \sigma / 8 \pi n^2 \Delta\nu_n \nu_{\text{ВКР}}$$

где λ_c — длина волны стоксовой компоненты, N (см $^{-3}$) — разность населенностей осн. и возбужденного уровней.

Для ВРМБ

$$g_{\text{ВРМБ}} = [2 \nu_{\text{ВРМБ}}^2 (\partial \epsilon / \partial \rho)^2 \sin^2(\theta/2)] / v_{\text{ВРМБ}} c^2 n \Delta\nu_n$$

где $v_{\text{ВРМБ}}$ — скорость звука, n — показатель преломления среды, θ — угол рассеяния (рассеяние назад соответствует $\theta = \pi$), ρ — плотность среды, ϵ — её диэлектрич. проницаемость.

Усиление рассеянного света происходит до тех пор, пока можно пренебречь эффектами насыщения. Преобразование излучения накачки в стоксовы и антистоксовы компоненты уменьшает мощность (и энергию) накачки, а следовательно, и её эффективность, что приводит к уменьшению усиления (т. е. насыщению и порога накачки).

К уменьшению коэф. усиления приводит также выравнивание населенностей верх. и ниж. рабочих уровней (рис. 2), к-рое происходит, если объёмная скорость преобразования фотонов накачки велика по сравнению со скоростью релаксации в среде (т. е. насыщение среды).

В. р. с., в отличие от спонтанного, даёт возможность достичь высокой степени когерентности рассеянного света, т. е. состояние рассеянного фотона уже задается фотоном, содержащимся в определяющей моде. Это означает, что излучение любого центра рассеяния находится в фазе с уже имеющимся рассеянным светом. В этом смысле В. р. с. аналогично вынужденному излучению при резонансном взаимодействии излучения с атомами и молекулами. Точно так же степень когерентности при В. р. с. во много раз выше степени когерентности спонтанно рассеянного света.

Большой диапазон ширины линий, разнообразие возможности концентрации световой энергии в разл. средах приводит к тому, что В. р. с. наблюдается не

только в поле мощных импульсных одномодовых лазеров, но и в поле лазеров непрерывного действия, возбуждаемых В. р. с. в волоконных световодах. ВКР в волоконных световодах может наблюдаться при мощности накачки ≈ 0.1 Вт; спектр ВКР в кварцевых стеклах широк, и с помощью дисперсионного элемента можно осуществлять перестройку частоты ~ 300 см $^{-1}$. Поэтому на основе ВКР в волоконных световодах созданы перестраиваемые в ближней ИК-области спектра волоконные генераторы лазерного излучения.

Интересные физ. и прикладные возможности связаны с В. р. с. пикосекундных лазерных импульсов — стационарным ВКР, возникающим в условиях, когда длительность импульса сравнима с временем релаксации фазы элементарного возбуждения, ответственного за рассеяние [5]. В этих случаях часто возникают эффекты инерц. запаздывания, сужения стоксова импульса и др.

В. р. с. наблюдается и при «шумовой» накачке — оптич. излучении, обладающем низкой пространственной и временной когерентностью [6]. В этом случае В. р. с. может быть использовано для повышения степени когерентности.

В. р. с. нашло широкое практич. применение в комбинационных лазерах для эффективного преобразования частоты лазерного излучения; в активной лазерной спектроскопии, позволяющей проводить количеств. и качеств. газовой анализ, локальную диагностику параметров плазмы и т. п.; в задачах по обращению ослонного фронта.

Лит.: 1) В. Ломбергс Н., Вынужденное комбинационное рассеяние света, пер. с англ., «УФН», 1969, т. 37, кн. 2; 2) С. А. Рубин В. С., Фабрикантский И. Л., Вынужденное рассеяние Манделштама — Бриллюэна и вынужденное интронное (температурное) рассеяние света, «УФН», 1969, т. 98, кн. 3; 3) Грасков А. З., Генерация и усиление света на основе вынужденного рассеяния, «Р. Физ. Н», 1974, т. 76, кн. 75; 4) Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 5) Осто Д. Л., Пикосекундные нелинейная оптика, в кн.: Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шатро, пер. с англ., М., 1981; 6) Ахманов С. А., Дьяков Ю. К., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, существующие в системе под действием перем. внеш. силы. Наличие внеш. силы — необходимое условие возбуждения и существования В. к. Атм. и океанич. приливы под действием Луны, тряска автомобиля, движущегося по неровной дороге, вибрация кормовой части судна под действием гидродинамич. сил, связанных с работой гребного вала, — всё это В. к.

Наиб. просты В. к. в линейных системах. Так, при действии периодич. внеш. силы на линейную систему возбуждаются колебания, к-рые являются суперпозицией собственных (нормальных) колебаний и В. к. По истечении нек-рого времени в результате диссипации собственные колебания затухают и в системе устанавливаются В. к., имеющие ту же частоту, что и внеш. сила. Пример В. к. в линейной системе с одной степенью свободы — электр. колебания в контуре, состоящем из индуктивности L , ёмкости C и сопротивления R , на к-рый действует сторонация ЭДС $\sim E \sin \omega t$. Эта система описывается ур-нием

$$L\ddot{x} + R\dot{x} + x/C = E \sin \omega t,$$

где x — заряд конденсатора. Установившиеся В. к. определяется частым решением приведенного ур-ния

$$x = X_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

$$X_0 = \frac{A}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \delta^2}}, \quad \varphi = \arctg \frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$A = E/L, \quad \omega_0^2 = 1/LC, \quad \delta = R/2L.$$

Т. о., эти В. к. представляют собой гармонические колебания с частотой внеш. силы, амплитуда к-рых X_0 определяется амплитудой и частотой внеш. силы и параметрами системы, а фаза φ — только частотой внеш.

Наиб. значение амплитуды $V. к.$ достигается при приближении частоты внеш. силы к значению частоты собственных колебаний ω_0 системы, когда наступает резонанс.

При периодической, но негармонической внеш. силе $V. к.$ в линейной системе представляют собой суперпозицию колебаний, соответствующих отдельным гармонич. составляющим внеш. силы.

В линейных связанных системах со мн. степенями свободы характер $V. к.$ усложняется, в частности возбуждение $V. к.$ и резонансные явления наступают при приближении частоты внеш. силы к одной из частот нормальных колебаний. При этом возможны случаи, когда резонанс на нек-рых нормальных частотах отсутствует, — это имеет место, если внеш. сила «ортогональна» собствен. колебанию, т. е. приложена т. о., что колебания с соответствующей конфигурацией не возбуждаются (напр., сила приложена в узле колебания).

В $k.$ в линейных распределенных системах, обладающих бесконечным числом степеней свободы, сохраняют типичные черты $V. к.$ в системах со мн. степенями свободы. При частоте внеш. воздействия ω , совпадающей с одной из собствен. (нормальных) частот ω_n системы, имеет место резонансное нарастание амплитуды колебаний с частотой ω , тем большее, чем меньше затухание δ . В безграничной линейной распределенной системе со сплошным спектром бегущих нормальных волн $E_k \sim \sim E_0 \exp[-i(kx - \omega t)]$ и волновыми числами, определяемыми дисперсионным уравнением $k = k(\omega)$, резонансное возбуждение соответствует близости (равенству) фазовой скорости одной из нормальных волн среды и волны возбуждающей силы («пространственный» резонанс или синхронизм).

При действии внеш. силы на нелинейную систему характер имеющихся место в системе колебаний существенно сложнее. Так, наряду с колебаниями, имеющими частоту внеш. силы, здесь могут появиться колебания др. частот, напр. возможно возникновение разд. гармоник внеш. силы, параметрич. возбуждение субгармоник и даже возбуждение автоколебаний. «Нелинейному резонансу» присуща зависимость резонансной частоты от амплитуды колебаний, возможность скачкообразного изменения амплитуды колебаний при медленном изменении частоты. Спектр колебаний в нелинейной системе может значительно отличаться от спектра внеш. воздействия и даже может стать сплошным, несмотря на монохроматичность внеш. воздействия (см. *Стохастические колебания*). Сложность колебаний и нелинейной системе при действии внеш. сил даёт возможность выделить в таких системах класс $V. к.$ только в простых частных случаях; в общем случае в нелинейных системах разделение $V. к.$ и др. видов колебаний терять смысл.

Лит.: Стредков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973; Хвиев И. Т., Нелинейные колебания в электрических системах, пер. с англ., М., 1968; Майдель И. Ш. та м. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Основы теории колебаний, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

ВЫПРЯМИТЕЛЬ — устройство для преобразования перемен. тока (напряжения) и постоянной. Осн. элемент $V.$ является нелинейный элемент (вентиль). В качестве нелинейного элемента используют управляемые вентили (*тиристоры*) или неуправляемые (диоды). В зависимости от характера нагрузки определяют выходные параметры $V.$: значение выпрямленного напряжения или тока J_0 ; амплитуду и частоту 1-й гармоники выходного тока J_1, ω ; коэф. пульсации $k_p = J_1/J_0$; выходное сопротивление; нагрузочную характеристику $u_0(u_{обр})$. $V.$ классифицируют по след. признакам: числу фаз первичной и вторичной обмоток трансформатора; схеме соединения вентилей и форме выпрямленного напряжения (тока).

Простейшей схемой $V.$ является однополупериодная схема с резистивной нагрузкой R (рис. 1, а). Вентиль

D обладает конечным, но очень малым сопротивлением в одном направлении ($u_0 > u_{обр}$) и очень большим — в другом ($u_0 < u_{обр}$). При воздействии синусоидальной эдс $e(t) = E \sin(\omega t)$ ток в выходной цепи имеет вид синусоидальных импульсов с амплитудой J_m (рис. 1, б,

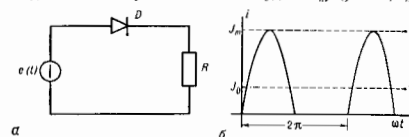


Рис. 1. Простейший выпрямитель: а — схема; б — временная диаграмма выходного тока.

содержащих пост. составляющую $J_0 = J_m/\pi$, 1-ю гармонику, соответствующую частоте выпрямляемого напряжения, $J_1 = J_m/2$. Кратные 1-й гармонике с частотами $n\omega$. Характер нагрузки выбирается на расчете макс. подавления всех вредных составляющих. В простейшем случае это может быть сделано с помощью ёмкости C , включённой параллельно R . Если постоянная времени $\tau = RC$ велика по сравнению с периодом $T = 2\pi/\omega$, то амплитуда пульсаций выходного напряжения мала и можно считать $u_{max}(t) \approx u_0 - J_0 R$. Недостатком однополупериодных $V.$ является низкий уровень выпрямленного напряжения, значит. коэф. пульсаций при реальных значениях параметров, большое обратное напряжение на вентиле ($u_{обр} \approx 2E$), поэтому они используются только в маломощных устройствах ($J_0 < 10$ мА). Для улучшения показателей $V.$ применяют схему со ср. точкой (рис. 2, а). Диаграмма тока в выходной цепи

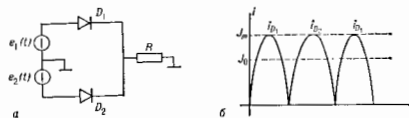


Рис. 2. Двухполупериодный выпрямитель: а — схема; б — временная диаграмма выходного тока.

изобразена на рис. 2, б. Постоянная составляющая выходного тока $J_0 = 2J_m/\pi$, частота основной гармоники равна 2ω . Схема со ср. точкой используется в двухполупериодных $V.$, у k -рых коэф. пульсаций и выходное сопротивление снижаются примерно в 2 раза. Ещё лучшими показателями обладают схемы выпрямителя многофазного тока, т. е. при этом уменьшается величина пульсаций и возрастает их частота, а следовательно, облегчается задача выбора ёмкости. При числе фаз m значения постоянной составляющей выпрямленного тока, обратного напряжения на вентиле и коэф. пульсаций равны:

$$J_0 = m\pi^{-1} \sin(\pi/m) J_m;$$

$$u_{обр} \approx 2.1E \sin(\pi/m);$$

$$k_p \approx 2/(\pi m^2 - 1),$$

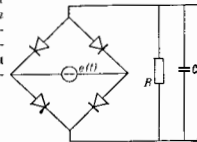


Рис. 3. Мостовая схема выпрямителя.

где $m = 2, 3 \dots$. Широко распространены также мостовые схемы, удобные для двухполупериодных $V.$ (рис. 3). Для увеличения выходного напряжения используют схемы с умножением выпрямленного напряжения при помощи конденсаторов, k -рые способны накапливать в течение нек-рого времени сохранять электрич. заряд. Для уменьшения величины пульсаций применяют сглаживающие фильтры (см. *Фильтры электрические*).

Как правило, они состоят только из реактивных элементов, чтобы не уменьшать значения постоянной составляющей выпрямленного тока. Отношение коэф. пульсации на выходе фильтра к коэф. пульсации на его входе наз. коэффициентом сглаживания:

$$k_{сгл} = k_{н}^{рх} / k_{вх}^{рх}$$

Лит.: Полупроводниковые выпрямители, 2 изд., М., 1978; Руденко В. С., Севьяков Н. И., Чижиков Н. М., Основы преобразовательной техники, 2 изд., М., 1980.

Р. С. Абротман.

ВЫРОЖДЕНИЕ в квантовой теории — существование разл. состояний квантовой системы, в которых нек-рая физ. величина A принимает одинаковые значения. Соответствующей такой величине оператор A обладает совокупностью линейно независимых собственных функций ψ_k^A , $A\psi_k^A = a\psi_k^A$, $k = 1, \dots, K$, отвечающих одному собств. значению a . Число K наз. кратностью вырождения собств. значения a , оно может быть конечным или бесконечным; k может принимать дискретный или непрерывный ряд значений. С бесконечной кратностью (мощности континуума) вырождены, напр., собств. значения оператора энергии свободной частицы по всевозможным направлениям импульса $|p| = \sqrt{2m\varepsilon}$ (m и ε — масса и энергия частицы).

В собств. значений, как правило, связано с симметрией данной физ. величины по отношению к нек-рой группе преобразований. Симметрия означает, что существуют операторы \hat{B}_i др. физ. величин $\{B_i\}$, коммутирующие с A , $[\hat{A}, \hat{B}_i] = 0$, и, следовательно, имеющие с A в общем собств. ф-ции. Собств. ф-ции оператора A , преобразующиеся по неоднородному представлению группы симметрии, будут иметь одно и то же собств. значение a , поскольку величина A не изменяется при преобразованиях симметрии. Так, операторы квант. энергии $\hat{p}^2/2m$ и квадрата орбитального момента \hat{L}^2 , гамма-лучевые частицы в центр. поле $U(r)$: $\hat{H} = \hat{p}^2/2m + U(r)$ симметричны относительно пространств, поворотов. Такие преобразования порождаются операторами проекций момента импульса \hat{L}_i , $i = x, y, z$, коммутирующими с гамма-лучевым, но не коммутирующими между собой. Представления группы вращений (кроме тривиального) неоднородны, их размерность равна $2l+1$, где l — целое неотрицат. число, задающее собств. значения $\hbar^2 l(l+1)$ оператора квадрата орбитального момента \hat{L}^2 . Соответствующие квантовые состояния отличаются проекцией момента $\hbar m$, $|m| \leq l$, в як-рое выделенное направление. Т. о., собств. значения пересл. операторов оказываются вырожденными по проекции орбитального момента с кратностью $2l+1$.

Такое значение в квантовой механике имеет В. собств. значений гамма-лучевана (В. уронеи энергии). Генераторы группы симметрии гамма-лучевана являются интегралами движения. Поэтому пришло к В. уронеи энергии системы является существование нек-ко, одновременно неизмеримых (т. е. некоммутирующих), как L_x и L_y в примере выше) интегралов движения. Уронеи энергии электрона в атоме водорода вырождены не только по m , но и по l (т. н. *случайное вырождение*). Это связано с существованием независимого интеграла движения, специфического для кулоновского поля (т. е. в вектора Рунге — Ленца), $A = r/r - (p \times L)/m_e c^2$ (m_e и c — масса и заряд электрона, $Z = \text{ат. номер}$). Преобразования симметрии, порождаемые операторами \hat{L}_i и \hat{A} , совместно образуют более широкую группу симметрии $O(4)$ (В. А. Фок, 1935). В результате атомные уронеи вырождены по всем значениям l , $0 \leq l \leq \leq l-1$ (где l — главное квантовое число), что с учетом двух возможных проекций спина даёт кратность вырождения $K = 2n^2$.

Осп. состояние (с мин. энергией) квантовой системы, как правило, имеет симметрию гамма-лучевана и поэтому единственно (невырождено). Однако может случиться, что симметричное состояние не обладает мин. энергией, и тогда осп. состояние оказывается вырожденным; при этом различные собств. векторы, отвечающие мин. энергии, не обладают симметрией гамма-лучевана. Такие модели широко применяются в совр. квантовой теории поля — теории со *спонтанным нарушением симметрии* (см. также *Вырождение вакуума*).

Если симметрия физ. величины A нарушается доплнт. взаимодействием, то В. симметрия (полностью или частично), т. е. утонченные собств. значения этой величины уже не вырождены (или вырождены с меньшей кратностью). Напр., для атома в элетрич. поле симметрия В. энергии по $|m|$ (*Штарк эффект*), а в магн. поле — по l (*Зееман эффект*). Представление о нарушении (т. е. приближении) симметрии широко используется в теории элементарных частиц.

С выделением В. связаны важные физ. свойства квантовых систем. Так, В. атомных уронеи с кратностью 2, 8, 18, ... определяет структуру периодич. системы элементов.

Лит.: Тандау Л. Д., Дяфшид В. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Мессия А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79.

Д. В. Гальцов.

ВЫРОЖДЕНИЕ ВАКУУМА — вырождение основного (с наим. плотностью энергии) состояния квантовомеханич. системы с бесконечным числом степеней свободы; возникает при *спонтанном нарушении симметрии*, когда вакуумное состояние системы, обладающей нек-рой симметрией (непрерывной или дискретной), оказывается неинвариантным относительно этой симметрии; преобразование симметрии переводит один вакуум в другой с тем же значением плотности энергии. Такие преобразования нельзя задать унитарными операторами в пространстве *векторов состояний*, поэтому разл. вакуумы определяют разл. пространства состояний системы. Для симметрии, описываемой непрерывной группой G , заданной генераторами группы Q^a , инвариантность системы относительно преобразования этой группы означает, что гамма-лучевана системы H коммутирует со всеми Q^a , т. е. $[Q^a, H] = 0$. Вакуумное состояние $|0\rangle$ инвариантно относительно преобразований из группы G , если $Q^a|0\rangle = 0$, и не инвариантно, если для нек-рых генераторов $Q^a|0\rangle \neq 0$. Из инвариантности вакуума следует инвариантность гамма-лучевана (т. н. теорема Коула и а [1,3]). Обратное утверждение в общем случае неверно из-за возможного В. в. Наличие В. в. происходит в существовании не инвариантных относительно G вакуумных средних значений операторов полей, описывающих систему.

Примером В. в. в теории твёрдого тела может служить осп. состояние изотропного ферромагнетика, в котором вектор намагниченности $M \neq 0$ и произвольно ориентирован в пространстве. Каждому направлению M соответствует свой «вакуум» (осп. состояние). Вакуум, соответствующий данному M , инвариантен относительно вращений вокруг осп. направленной по M , и не инвариантен относительно любых других вращений.

В квантовой теории поля для описания В. в. удобно пользоваться *эффеетивным потенциалом* системы $V_{эфф}(\varphi_c)$, определяющим плотность энергии в вакуумном состоянии, для к-рого вакуумные ср. значения полей $\varphi(x)$ равны φ_c [x — пространственно-временная точка, $x = (x^0 = t, x^1, x^2, x^3)$; используется система единиц $\hbar = c = 1$]. Истинный физ. вакуум соответствует значению $\varphi_c = \varphi_{ср}$, при котором $V_{эфф}$ имеет абс. минимум. В нулевом приближении $V_{эфф}$ совпадает с потенциалом лагранжиана классич. полей. Напр., в теории изотропного скалярного поля (с *изотропным спином* 1) скалярного поля $\varphi^{\alpha\beta}(x)$, $\alpha = 1, 2, 3$ — изотропич. индекс, в нулевом приближении

$$V_{эфф} = -\frac{\mu^2}{2} \varphi_c^2 + \frac{\lambda}{4} (\varphi_c^2)^2,$$

где $\varphi_0^{(2)} = \varphi_0^{(2)\alpha} \varphi_0^{(2)\beta}$, $\varphi_0^{(2)\alpha} < 0$ | $\varphi_0^{(2)\beta} | > 0$, $\varphi_0^{(2)}$ — безразмерная константа взаимодействия (здесь, а также по повторяющимся индексам предполагается суммирование). При $\mu^2 > 0$ физ. наукам соответствует значению $\varphi_{0,0}^2 = \mu^2/\lambda$. Как и в примере с ферромагнетиком, он фиксируется заданным направлением $\varphi_0^{(2)\alpha}$ в изотопич. пространстве, напр. $\varphi_0^{(2)\alpha} = (0, 0, \varphi_0^{(2)})$. Эта величина очевидно инвариантна относительно вращений вокруг третьей оси изотопич. пространства и не инвариантна относительно других вращений. Согласно *Годдстоуна теореме*, это приводит к необходимости существования безмассовых *годдстоуновских бозонов*.

Важным примером физ. теории с В. в. является теория *электрослабого взаимодействия*, в которой В. в. достигается с помощью введения скалярных Хиггса полей.

Лит.: 1) Г р и б А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; 2) Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; 3) И ц и н с о н К., 3 б о б е р Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984; 4) А. Т. Филдсов, **ВЫРОЖДЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРА** — температура, ниже к-рой у газа начинают проявляться квантовые свойства, обусловленные тождественностью его частиц (см. *Вырожденный газ*). При В. т. длина волны де Бройля, соответствующая энергии теплового движения частиц, становится сравнимой со ср. расстоянием между ними. Для бозе-газа В. т. определяется как температура, ниже к-рой происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация* — переход нек-рой доли частиц в состояние с нулевым импульсом. Для идеального бозе-газа В. т. равна

$$T_0 = \frac{\hbar^2}{mk} \frac{2\pi}{(gG)^{3/2}} \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3} \approx \frac{3.31}{g^{3/2}} \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3},$$

где N — число частиц, V — объем, m — масса частицы, $g = 2s + 1$, s — спин частицы, $G = \sum_{l=1}^{\infty} l^{-3/2}$.

Для ферми-газа В. т. не связана с фазовым переходом, она равна макс. энергии частиц при абс. нуле темп-ры (энергии Ферми), выраженной в градусах, т. е. деленной на k . Для идеального ферми-газа

$$T_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}.$$

Для электронов в металле $T_0 \sim 10^4$ К. Д. Н. Зурбурев, **ВЫРОЖДЕННАЯ ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ** — решение вырожденного (конфлюэнтного) гипергеом. ур-ния

$$zu'' + (\gamma - z)u' - \alpha u = 0, \quad (1)$$

регулярное в окрестности точки $z=0$ комплексной плоскости при $\gamma \neq 0, -1, -2, \dots$ и любых значениях α . Впервые исследована Э. Куммером (Е. Куммер) в 1836. В круге любого конечного радиуса В. г. ф. 1-го рода можно задать с помощью сходящегося ряда Куммера

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

где $(a)_n = a(a+1)\dots(a+n-1) = \Gamma(a+n)/\Gamma(a)$. Вторым линейно независимым решением ур-ния (1) при $\gamma \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ является В. г. ф. 2-го рода:

$$u_2(z) = G(\alpha, \gamma, z) = -\frac{\Gamma(1-\gamma)}{\Gamma(\alpha-\gamma+1)} F(\alpha, \gamma, z) + \frac{\Gamma(\gamma-1)}{\Gamma(\alpha)} z^{\gamma-1} {}_2F_1(\alpha-\gamma+1, 2-\gamma, z).$$

Для В. г. ф. 1-го рода при $\text{Re} \gamma > \text{Re} \alpha > 0$ справедливо интегральное представление

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

а для В. г. ф. 2-го рода при $\text{Re} \alpha > 0, |\arg z| < \pi$:

$$G(\alpha, \gamma, z) = \Gamma^{-1}(\alpha) \int_0^{\infty} dt e^{-zt} t^{\alpha-1} (1+t)^{\gamma-\alpha-1}.$$

Ф-ция $F(\alpha, \gamma, z)$ — целая аналитич. ф-ция z ; $G(\alpha, \gamma, z)$ — аналитич. ф-ция в комплексной плоскости z с разрезом вдоль вещества, оси при $z < 0$. В. г. ф. связаны с *супергеометрической функцией* соотношением:

$$F(\alpha, \gamma, z) = \lim_{\beta \rightarrow \infty} F(\alpha, \beta; \gamma; z/\beta).$$

Для ф-ции $G(\alpha, \gamma, z)$ справедливо асимптотич. разложение $G \sim z^{-\alpha}$, $z \rightarrow \infty$. Справедливы ф-лы дифференцирования:

$$\frac{d}{dz} F(\alpha, \gamma, z) = (\alpha/\gamma) F(\alpha+1, \gamma+1, z), \\ \frac{d}{dz} G(\alpha, \gamma, z) = -\alpha G(\alpha+1, \gamma+1, z).$$

Любые 3 ф-ции $F(\alpha_i, \gamma_i, z)$ ($i=1, 2, 3$) в случае, когда $\alpha_i - \alpha_k, \gamma_i - \gamma_k$ являются целыми числами, связаны соотношением $\sum_{i=1}^3 C_i(z) F(\alpha_i, \gamma_i, z) = 0$, где

$C_i(z)$ — нек-рые полиномы по переменной z . Аналогичное утверждение справедливо для ф-ций $G(\alpha, \gamma, z)$. Имеют место также функциональные соотношения, напр.

$$F(\alpha, \gamma, z) = e^z F(\gamma - \alpha, \gamma, -z), \\ G(\alpha, \gamma, z) = z^{1-\gamma} G(\alpha - \gamma + 1, 2 - \gamma, z).$$

Через В. г. ф. выражаются мн. элементарные и спец. ф-ции, напр. цилиндрич. ф-ции, интегральные ф-ции. При $\alpha = -n$, где n — целое положит. число, В. г. ф. сводятся к полиномам, к-рые с точностью до пост. множителя совпадают с обобщенными полиномами Лагерра (см. *Обобщенные полиномы*).

Лит.: Вейтман Г., Эрдélyи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1973; Никфорцов А. Ф., Уваров В. В., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ВЫРОЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — молекулы — *нормальные колебания* многоатомных молекул, имеющие одинаковые частоты и формы. Число нормальных колебаний нелинейной молекулы равно $3N-6$, а линейной — $3N-5$, где N — число атомов. При наличии у молекулы определенной элементной симметрии это число уменьшается, т. к. появляются разд. колебат. состояния с одинаковой энергией и соответствующие коэлат. уровни энергии вырождаются (см. *Вырождение*).

Положение колат. уровней энергии многоатомной молекулы определяется ф-лой

$$E_{\text{кол}} = \hbar \sum_k \nu_k (v_k + 1/2), \quad (*)$$

где ν_k — частоты нормальных колебаний, v_k — колат. квантовые числа. При вырождении частоты ν_k двух или более нормальных колебаний оказываются одинаковыми и в (*) появляются члены вида $(v_k + g_k/2)$, где $v_k = \sum_i \nu_{ik} (v_{ik} - \text{квантовые числа нормальных колебаний,}$

g_k — число колебаний с одинаковым значением ν_k — т. н. степень вырождения). Так, если имеются два нормальных колебания одинаковой частоты, то состояние с $v_k = 1$ реализуется при комбинациях $v_{1k} = 1, v_{2k} = 0$ и $v_{1k} = 0, v_{2k} = 1$. Такой уровень энергии наз. *дважды вырожденным*. Состояние с $v_k = 2$ реализуется при комбинациях $v_{1k} = 2, v_{2k} = 0; v_{1k} = 1, v_{2k} = 1; v_{1k} = 0, v_{2k} = 2$. Колат. уровни энергии будут трижды

вырожденным. В общем случае степень вырождения уронеи энергии равна $\frac{1}{2}(v_{\text{в}}-1)(v_{\text{г}}+2)$.

В сложных молекулярных молекулах вырождение колебаний может иметь место не только вследствие симметрии молекул, но и при случайном совпадении частот колебаний, относящихся к одному и тому же типу симметрии. Такое вырождение наз. сл. з ч а и п м. См. также *Колебания молекулы*.

В. Г. Дашевский.
ВЫРОЖДЕННЫЙ ГАЗ — газ, обладающий существенно квантовыми свойствами в условиях, когда ср. расстояние между его частицами порядка (или меньше) ср. длины волны де Бройля (см. также *Квантовый газ*). Вырождение наступает, когда темп-ра газа становится ниже *вырождения темп-ратуры*. В зависимости от знака частиц существуют вырожденные ферми-газы (подулетель силн в единицах $\hbar \sim \hbar^2/2m$) и вырожденные бозе-газы (нулевой или целый спин). Для бозе-газа темп-ра вырождения совпадает с темп-рой *Бозе—Дашевскийна конденсации*.

Вырожденными ферми-газами являются: электроны в металлах (для них из-за малой массы электрона темп-ра вырождения очень велика, $\sim 10^4$ К); подвижные носители заряда (электроны и дырки) при большой их концентрации в полупроводниках (вырожденные полупроводники); атомные ядра с большим зарядом (их можно приближенно рассматривать как В. г. муклонов). Вырожденным бозе-газом (точнее, *квантовой жидкостью*) является ^4He в состоянии *сверхтекучести*, газы фононов и экситонов в кристаллах, решетке, газ фотонов.

В. г. — состояние вещества, широко распространённое в космосе: электронный ферми-газ в *белых карликах, красных гигантах и сверхгигантах*; равновесный бозе-газ фотонов реликтоного излучения (см. *Микрокосмическое фоновое излучение*); неравновесное излучение космических мазеров (см. *Мазерный эффект в космосе*); ферми-газ нейтронов (см. *Нейтронизация вещества*) и нейтрино (см. *Гравитационный коллапс*).

Д. Н. Зубарев.
ВЫРОЖДЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДИК — *полупроводник*, в к-ром энергетич. распределение носителей заряда описывается *Ферми — Дирака статистикой*. Уровень Ферми в В. п. расположен либо внутри зоны проводимости или валентной зоны, либо находится в запрещённой зоне в непосредственной близости от краёв этих зон, на расстояниях порядка kT (T — абс. темп-ра). Собственные полупроводники становятся вырожденными при высоких темп-рах, когда kT сравнимо с шириной запрещённой зоны E_g . В собственных полупроводниках с узкой запрещённой зоной (HgSe , PbTe) вырождение носителей одного или обоих типов наступает уже при комнатной темп-ре. В примесных полупроводниках электроны проводимости (дырки) становятся вырожденными при высоких концентрациях донорной (акцепторной) примеси. При интенсивном оптич. возбуждении или сильной инжекции носителей заряда возможно вырождение неравновесных носителей.

При произвольной степени вырождения термодинамич. и кинетич. характеристики равновесной электрон-дырочной системы полупроводника выражаются через интегралы Ферми — Дирака:

$$F_n(z) = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{\exp(x-z)+1} \quad (1)$$

Здесь $z = \xi/kT$, ξ — хим. потенциал. В случае сильного вырождения (при $\exp(\xi/kT) \gg 1$) эти ф-лы заметно упрощаются и для примесных В. п. имеют тот же вид, что и для металлов.

Вырождение носителей заряда особенно заметно проявляется в тех кинетич. эффектах, к-рые обусловлены тепловым разбросом в распределении носителей по энергиям. К таким эффектам относятся магниторезистивный эффект (см. *Магнетосопротивление*), электрон-

ная теплопроводность, *Пельтье эффект, Периста эффект, Эттингсгаузена эффект* и др. в полупроводниках с изотропной энергетик. спектром. В полностью В. п. (при $T=0\text{K}$) эти эффекты отсутствуют, т. к. в силу *Паули принципа* в явлениях переноса в таких полупроводниках принимают участие лишь носители заряда, находящиеся на *ферми-поверхности* и обладающие одной и той же эргией. При $T=0\text{K}$ эти эффекты имеют место, но они несильны — их величина приближенно в ξ/kT или в $(\xi/kT)^2$ (в зависимости от рассматриваемого эффекта) раз меньше, чем в невырожденном полупроводнике.

Наиб. ярко особенности В. п. проявляются и при существовании квантового магн. поля (см. *Де Хаазе—ван Альбена эффект, Шубникова—де Хаазе эффект* и др.). В. п. используются в *туннельных диодах и инжекционных лазерах*.

Лит.: А н с е л ь м А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Б л е к м о р Д ж., Свойства электронов в полупроводниках, перев. с англ., М., 1964.

Э. М. Энштейн.
ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ ФТОДЭС — анодная дуга, возникающая вдоль освещаемой поверхности *полупроводника* или *диэлектрика* и пропорциональная длине освещённой см. в ст. *Фотоэвакуоламаллинные явления*.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ РАЗРЯДЫ — виды электрических разрядов в газах, возникающие при большой разности потенциалов между электродами. Типичный пример В. р. — грозовые разряды в земной атмосфере, приводящие к ярким вспышкам молнии. К В. р. можно также отнести корону высокочастотную и высокочастотный *фрагментный разряд, коронарный разряд* на пост. токе, применённый, в частности, в электрофильных и электросепараторах, *вакуумный пробой* и др.

Лит. см. при ст. *Электрические разряды в газах*.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ УСКОРЯТЕЛЬ — установка для ускорения заряд. частиц электрич. полем, постоянным в течение всего времени ускорения частиц. Осн. элемент В. у. — источник заряд. частиц, ускоряющая система и высоковольтный генератор (рис. 1). Напряжение U , получаемое от высоковольтного генератора 1, подается на электроды ускоряющей системы 3 и создает внутри неё эл. поле. Заряж. частицы из источника 2 ускоряются этим полем до энергии $E = eU$ эВ, где e — заряд ускоряемой частицы (e — элементарный эл. заряд; U — выражено в В). Используют перозарядку ча-

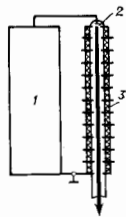


Рис. 1. Схема высоковольтного ускорителя (линия со стрелкой изображает траекторию частицы).

стиц, можно при том же U и получить частицы с энергией, в n раз превышающей энергию в обычных В. у. (см. *Перезарядку ускорителя*).

Осп. преимущество В. у. по сравнению с др. типами ускорителей — возможность получения пучков заряд. частиц с высокой стабильностью энергии и малым разбросом по энергии частиц, ускоренных в постоянном во времени и однородном эл. поле, а также возможность создания установок с большой мощностью и высоким кпд. С помощью В. у. может быть получена относительно стабильность энергии $\sim 10^{-4}$, а отдельных В. у. $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} . Благодаря этому В. у. нашли широкое применение как при исследованиях в атомной и ядерной физике, так и для решения разл. прикладных задач.

Размеры В. у. определяются его ускоряющим напряжением и эл. прочностью изоляции генератора и ускоряющей системы. Наибольшие достигнутые величины ускоряющего напряжения генератора ок. 20

МВ, проектируются Генераторы на напряжение до 30 МВ.

При $u \leq 1$ МВ в качестве высоковольтной изоляции В. у. часто используют воздух при атм. давлении. Ускорители с $u > 1$ МВ размещают в герметичных сосудах, заполненных газом при давлении, в 5–15 раз превышающем атмосферное (0,5–1,5 МПа), к-рый имеет более высокую электр. прочность. Это значительно уменьшает размеры В. у. и снижает его стоимость. Особенно эффективно применение эл.-отрицат. газов (SF_6 , фреона), подавляющих возникновение разряда в изолин. промежутке, а также их смесей с азотом и углекислотой. Ускорители с импульсным ускоряющим напряжением размещают в камерах с жидким диэлектриком (трансформаторным маслом или дистиллиров. водой).

Для повышения рабочего градиента напряжения в высоковольтной изоляции В. у. с целью уменьшения их размеров большие изолин. промежутки разделяют на ряд малых элементов с помощью металлич. электродов, требующее распределение потенциала на к-рых задается спец. делителем напряжения; при этом допустимая напряженность электрич. поля для всего промежутка оказывается близкой к допустимой напряженности для отд. элемента.

Уменьшить размеры В. у. можно также, используя перезарядку частиц во время их ускорения.

Источники заряженных частиц для В. у. Источником электронов у большинства В. у. служит термокатод с прямым или косв. накалом в сочетании с системой электродов, формирующих электронный пучок на нач. участке его димирции. Часто используются конфигурации электродов, предложенная

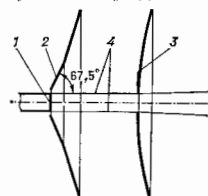


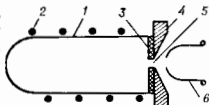
Рис. 2. Схема источника электронов с системой электродов Пирса: 1 — катод; 2 — отрицательный электрод; 3 — анод; 4 — граница электронного пучка.

Дж. Пирсом (J. Pieree), или её модификации, препятствующие расхождению пучка под действием его объёмного заряда (рис. 2). В ускорителях, работающих в непрерывном режиме, плот-

ность электронного тока у поверхности катода составляет 0,5–1 А/см²; при работе в импульсном режиме она может быть в деск. раз выше.

В импульсных сильноточных В. у. используются катоды с автоэлектронной и вращивой эмиссией. Первоначальным источником электронов являются мельчайшие выступы на поверхности катода, близкая к-рых локальные электрич. поле достигает 10⁷ В/см. Затем протекающий по микровыступам электрич. ток вызывает их быстрый нагрев и частичное испарение. Облако пара под действием электронного пучка превращается в плазму, к-рая сама становится источником электронов и через нек-рое время, расширяясь, замыкает ускоряющий промежуток.

Рис. 3. Схема высокочастотного источника ионов: 1 — разрядная камера; 2 — обмотка колебательного контура; 3 — изоляционная вставка; 4 — основная источник; 5 — отверстие для отбора ионов; 6 — вытягивающий электрод.



В большинстве ионных источников первичная ионизация происходит в камере, заполненной газом или паром при давлении 10–10⁻¹ Па (~10⁻¹–10⁻³ мм рт. ст.), под действием электрич. разряда: высокочастотного (ВЧ источник, рис. 3), дугового в несодержащих

электрич. и мати. полях [дуплоэлектрон, предложенный М. Арденне (M. Ardenne)] и др. Ионы, образующиеся в разряде, увлекаются полем т. п. вытягивающего электрода и подаются в ускоряющую систему. Отбор ионов происходит с поверхности, ограничивающей область разряда. Концентрация положит. ионов обычно наиб. высока в центр. области разряда, откуда и производится их отбор. Вместе с атомарными ионами данного элемента из области разряда могут одновременно извлекаться также и молекулярные, а при разряде в парах сложных веществ — их ариаж. молекулы или ионы пр. элементов. Поэтому в ряде случаев необходима сепарация пучка.

Кроме положит. атомарных и молекулярных ионов в области разряда могут образовываться также и отрицательные отрицат. ионы элементов с положит. энергии сродства к электрону. Ми. отрицат. ионы могут быть ионизированы непосредственно из области разряда при уменьшении полярности напряжения на вытягивающем электроде. При этом отбор производится с периферии разряда, где концентрация таких ионов наиб. высока. Отрицат. ионы получают и перезарядкой пучка положит. ионов на газовой или пароструйной мишени, на покрытой атомами щелочных металлов поверхности и т. д. Источники отрицат. ионов широко применяются для инжекции в перезарядные ускорители.

Ускоряющая система В. у. (у с к о р и т е л ь н а я т р у б к а) одновременно является частью вакуумной системы В. у. Давление в ней не должно превышать 10⁻³ Па (~10⁻⁵ мм рт. ст.) (т. к. иначе происходит аналит. рассеяние ускоренных частиц на молекулах газа). У большинства В. у. она представляет собой цилиндр, состоящий из диэлектрич. колец, разделённых металлич. электродами, с отверстием в центре для прохождения пучка зарж. частиц и откачки газа, по-

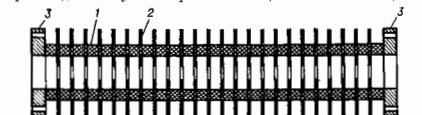


Рис. 4. Схема ускорительной трубки: 1 — кольцевые изоляторы; 2 — металлические электроды; 3 — соединительные фланцы.

ступающего из ионного источника и десорбируемого внутр. поверхностью трубки (рис. 4). Кольца и электроды вакуумно-плотно соединены друг с другом (спец. клеём, пайкой или термомодифицирующей сваркой). Электр. прочность ускорит. трубки часто ограничивает энергию ускоренных частиц в В. у.

В отличие от изолин. конструкций, работающих в сжатом газе, простое секционирование изолятора ускорит. трубки металлич. электродами оказывается малоэффективным. При $u > 4-5$ МВ в трубе резко возрастает интенсивность разрядных процессов, а допустимая величина электрич. поля в ней снижается. Это явление, получившее назв. эффекта полного напряжения, объясняется наличием сквозного вакуумного канала, в к-ром происходит обмен вторичными зарж. частицами и их размножение. (Причины появления вторичных частиц — облучение поверхности трубки рассеянными частицами пучка, эмиссия электронов с загрязнённых поверхностей, разряд по поверхности изолятора и т. д.) Для борьбы с этим эффектом предлагались разл. конструкции ускорит. трубок. Наиб. известность получила трубка с наклонным полем, предложенные Р. Ван-де-Граафом (R. Van de Graaf). В них электроды устанавливаются под небольшим углом к плоскости перпендикулярного сечения трубки, периодически помещаемым на противополож. Ускоряемые частицы, имеющие большую энергию, проходят по каналу такой трубки, не задевая его стенок, а вторичные частицы с меньшей энергией, возникающие внутри трубки, задерживаются

электроды. Устранения эффекта полного напряжения удалось добиться также в ускорит. трубках с плоскими электродами, в к-рых электроды и изоляторы соединены зигзагом или сваркой. Ускоряющая и вакуумная системы В. у., в к-рых используются такие трубки, не имеют элементов, содержащих органич. материалы, и допускают прогрев до темп-р в неск. сотен °С. Благодаря этому рабочее давление в системе составляет 10^{-6} — 10^{-7} Па и устраняется причина возникновения ионич. зарядк. частиц в канале трубки. Однако изготовление сварных и лаяных ускорит. трубок технологически значительно сложнее.

Типы высоковольтных генераторов. В В. у. могут использоваться высоковольтные генераторы разл. типов. Пост. ускоряющее напряжение получают при помощи эл.-стат. и каскадных генераторов (ЭСГ, КГ). ЭСГ — устройство, в к-ром перенос эл. зарядов осуществляется механ. транспортером. Генератор с гибким транспортером из диэлектрич. ленты наз. генератором Ван-де-Граафа по имени его изобретателя (1931). В совр. ЭСГ часто используется ценный транспортёр с металлиз. электродами, соединёнными диэлектрич. звеньями (пеллетрон, ладдетрон). Существуют также ЭСГ с транспортером в виде жесткого ротора. (См. *Электростатический генератор*.) КГ — устройство, состоящее из реактивных элементов (емкостных или индуктивных) и выпрямителей (вентилей), преобразующее низкое перем. напряжение в высокое пост. напряжение путём последоват. включения пост. напряжений, получаемых в отд. каскадах (см. *Каскадный генератор*).

Ускоряющая система В. у. с генератором перем. ускоряющего напряжения содержит устройство, обеспечивающее прохождение пучка ускоряемых частиц лишь в те моменты времени, когда sinusоидальное напряжение генератора имеет нужную полярность и близко к максимуму. Этим достигается достаточно малый разброс по энергиям ускоряемых частиц. В импульсных ускорителях используется тот же принцип, однако форма кривой напряжения высоковольтного генератора имеет вид одиночного или периодических коротких импульсов, разделённых длительными паузами. В емкостных импульсных генераторах большое число конденсаторов заряжается параллельно от общего источника, а затем при помощи разрядников осуществляется их переключение на последовательное соединение и на нагрузку возникает импульс напряжения с амплитудой до неск. МВ.

Краткая история развития В. у. Первый В. у. на энергию 700 кэВ построен в 1932 Дж. Кокрофтом (J. Cockroft) и Э. Уолтоном (E. Walton). В 30-е гг. наиб. развитие получили В. у. с высоковольтными генераторами Ван-де-Граафа. К 1940 благодаря применению для ионизации сжатого газа и использованию секционированных высоковольтных конструкций энергия ускоряемых частиц была повышена до 4 МэВ. В СССР первые ЭСГ были разработаны в Укр. физ.-техн. ин-те под руководством А. К. Вальтера. В послевоенные годы увеличение энергии частиц, получаемых с помощью В. у., удалось добиться применением перестраиваемых ускорителей и ускорит. трубок с наклонным полем, предложенных Ван-де-Граафом. Усовершенствования зарядной и ускоряющей систем ЭСГ были предложены Р. Хорбом (R. Herb) в 60-х гг. Новые типы каскадных генераторов, позволяющие увеличить мощность В. у. (динамитрон) и трансформатор с изолированным сердечником) были разработаны в 1980—85 К. Моргенстерном (K. Morgenstern), М. Кленденом (M. Cleland) и Ван-де-Граафом. Большиство совр. стечств. В. у. для научных исследований и использования в технике разработано коллективом НИИ эл. физ. аппаратуры им. Д. В. Ефремова. Трансформаторные ускорители предложены и разработаны в 60-х гг. коллективом Ин-та ядерной физики СО АН СССР под руководством Г. И. Будкера.

Применение В. у. В течение примерно двух десятилетий со времени создания первых В. у. осн. область их применения была ядерная физика. С помощью В. у. получены важные сведения о внутр. строении атомных ядер, об энергии связи нуклонов в ядрах, о сечениях ядерных реакций и др. Помимо непосредственного использования в физ. экспериментах В. у. применяются для предварит. ускорения зарядк. частиц в крупных циклотр. и линейных ускорителях, для нагрева плазмы в стационарных термоядерных установках, для быстрого нагрева мишеней в импульсных термоядерных установках и т. д. В. у. получили широкое распространение в разл. технol. процессах на промышленных предприятиях. Ускорители ионов с энергией 100—500 кэВ применяются для легирования тонких слоев полупроводников при создании приборов радиоэлектроники, для получения нейтронов облучением ускоренными ионами дейтерия мишеней, содержащих тритий. Такие источники нейтронов — нейтронные генераторы могут быть использованы, напр., для проведения *активационного анализа* разл. веществ, исследования стойкости элементов разл. конструкций к нейтронному облучению и др. Разработаны нейтронные генераторы с потоками св. 10^{18} нейтронов/с.

Ускорители электронов с энергией 1—2 МэВ и мощностью неск. кВт могут служить генераторами рентг. тормозного излучения в промышленной дефектоскопии. Излучение возникает при взаимодействии электронного пучка с мишенью из тяжёлого металла, напр. вольфрама. Малые размеры электронного пучка на мишени (единицы или доли мм) позволяют получить рентг. снимки с высоким разрешением. Перспективное направление практич. использования электронных ускорителей с энергией 0,2—4 МэВ и мощностью 10—100 кВт — обработка электронными пучками разл. материалов для придания им новых свойств путём радиац. полимеризации, радиац. вулканизации, деструкции и т. д. (См. также: 1) Кляма В. Е. Основы ускорительной техники. М., 1975; 2) Ускорители. Сб. ст., пер. с англ. и нем. М., 1963; 3) Электростатические ускорители заряженных частиц. М., 1963.

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР — возбуждённые состояния ядер с большим угл. моментом I . Низшие по энергии состояния ядра с данным I наз.

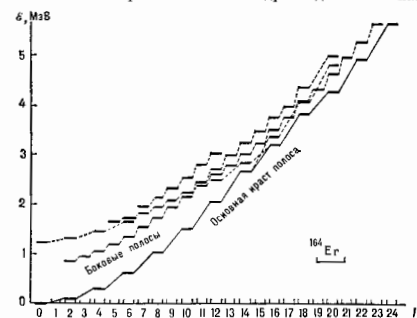


Рис. 1. Ираст-область ядра ^{164}Er . Нижняя по энергии последовательность уровней, соединённых сплошной линией, образует основную ираст-полосу. Уровни боковых ираст-полос соединены пунктирной линией.

и ираст-уровнями. Последовательность ираст-уровней (ираст-состояний) с возрастающим значением I образует осн. и ираст-полосу (рис. 1). При малых I ираст-полоса в деформированных ядрах переходит во вращат. подосу, основанную на осн. состоянии (см. *Вращательное движение ядра*). Ираст-об-

ласть — совокупности В. с. я. с энергией, несколько большей энергии уровней праст-полосы. В деформированном ядре праст-область содержит боковые полосы, основанные на одночастотных или колебл. возбужденных состояниях ядра (см. *Общая теория модели ядра. Колебательные возбуждения ядра*). В праст-области ядро «холостое», т. е. вся энергия идет на образование угл. молюда. У средних и тяжелых ядер праст-состояния можно исследовать до $I \sim 60$, при которых ядро становится неустойчивым относительно деления (см. *Деление ядер*).

Образование В. с. я. Возникают В. с. я. при многократном *кулоновском возбуждении* ядер тяжелыми ионами (до ^{200}Pb) и в ядерных реакциях с тяжелой мишенью (III) типа (III; z_1, γ), $z_1 = 1, 2, \dots$. Второй метод начал применяться в 1963, когда Моршата (Morshata) и П. Гюгелот (P. Guélot) впервые (1963) использовали реакцию ($\alpha, 2n$) для возбуждения вращат. состояний с $I = 12$.

Реакция (III; z_1, γ) проходит в 3 стадии. Вначале образуется *составное ядро* с $I = 80$ и энергией возбуждения $\mathcal{E} \approx 200$ МэВ (для ионов ^{40}Ar и ядер с $A \sim 120$). Далее происходит «испарение» нейтронов (или вылет протонов и α -частиц в случае более легких ядер с низким кулоновским барьером). Каждый нейтрон уносит в среднем $\Delta I \sim 4,5$. После испарения нейтронов ядро остается в возбужденном состоянии с $I \approx 60$ и $\mathcal{E} \approx 30$ МэВ. Из этого все еще третьего состояния ядро «разрывается» тремя каскадами γ -квантов. Первый статистический каскад (прям. $E1$ -переход, см. *Мультипольное излучение*) с $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ переводит ядро в возбужденное состояние с $\mathcal{E} \approx 20$ МэВ, $I \approx 35-40$. Далее следует каскад $E2$ -переходов внутри боковой полосы и конкурирующий с ним каскад $E1$ -переходов между уровнями разл. боковых полос. Они переводят ядро в состоянии с $I \approx 20$ вблизи праст-полосы. Далее третий каскад $E2$ -переходов происходит между состояниями основной и боковых праст-полос. Время с момента образования составного ядра до момента заселения уровней с $I \sim 20$ $\sim 10^{-12}$ с.

Методы исследования. При большой энергии возбуждения плотность уровней вблизи праст-полосы велика. Поэтому есть огромное число путей γ -распада ядра. Заселенность уровней с большими \mathcal{E} и I невелика, и γ -кванты образуют сплошной спектр. Он имеет максимум при $\mathcal{E}_\gamma < 2$ МэВ, соответствующий переходом в праст-область, и экспоненциально спадающую часть при больших энергиях. Осн. информация о В. с. я. с $I \geq 30$ заключена в максимум с $\mathcal{E}_\gamma = 1,5-2,0$ МэВ.

Конкуренция $E2$ - и $E1$ -переходов в праст-области приводит к тому, что разл. пути распада сходятся в интервале $I = 20-30$ (в зависимости от типа реакции). Поэтому заселенность уровней с меньшим I становится достаточно большой для получения разрешенных линий третьего каскада, образующих дискретный спектр γ -квантов. Он позволяет установить энергии уровней в основной и нек-рых боковых праст-полосах вплоть до $I = 20-30$.

Угл. момент составного ядра ориентирован в плоскости, перпендикулярной падающему пучку ионов, что обеспечивает аннотированное γ -излучение ($\sim 0,8-0,9$ для уровней с $I = 20-30$). Измерение угл. распределения γ -квантов позволяет определять мультипольности переходов и I уровней (см. *Gamma-излучение*).

Для измерения времени жизни В. с. я. используется *Доплера эффект*. Ионы ^{40}Ar (и более тяжелые) выбивают составное ядро из тонкой мишени в вакуум, где его скорость может достигать 0,02 с γ -кванты, испущенные этим ядром, испытывают доплеровское смещение, если ядро не успевает понасть в поглотитель, составленный из nuclei ядер отдачи. Ядра, попавшие в поглотитель, испускают γ -кванты без доплеровского смещения. Измеряя долю последних и переводя эту величину в поглотитель (т. е. изменяя время пробега ядра отдачи), определяют время жизни уровня. Использование ионов

тяжелее ядра-мишени увеличивает точность измерения времени жизни В. с. я., что позволяет судить об изменении внутр. квадратного момента во вращат. полосе.

Макс. угл. момент I_0 , k -ый можно передать ядру в реакциях с тяжелыми ионами, ограничен неустойчивостью составного ядра относительно деления. С увеличением I барьер деления V уменьшается и обращается в 0 при $I = I_0$; I_0 зависит от A (рис. 2). Выше кривой $V = 0$ ядро теряет угл. момент: правее в процессе деления ядро, даже преим., не испарения α -частиц, ниже кривой $V = 0$ I уменьшается и в процессе испарения нейтронов и излучения γ -квантов. Сказанное справедливо для ядер в праст-состояниях. В реакциях с тяжелыми ионами ядро с большим I образуется в «на-

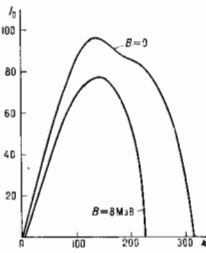


Рис. 2. Зависимость максимального углового момента I_0 ядер от их массового числа в каплевой модели ядра.

гнетом» состоянии, из к-рого деление может идти даже при $B > 0$. В этом случае I_0 определяется по кривой $B = 8$ МэВ.

Изучение урешей ядра в праст-области (и р-с-т-с-к-т-с-к-о-и-и) установило, что плотность уровней в области $I \sim 20$ и $\mathcal{E} \approx 5$ МэВ порядка одночастотной плотности уровней вблизи основного состояния ядра (для той же энергии плотность уровней с малыми I в 10^4 раз больше). Это делает доступным измерение энергий и мультипольностей γ -переходов, гироматричных отношений ядра и т. п.

Угловой момент В. с. я. обусловлен коллективным вращением ядра ω (J — момент инерции ядра, ω — частота вращения) и орбитальным движением нуклонов, угл. момент к-рых J ориентирован вдоль осн. вращения ядра под действием силы Корнелиса:

$$I \omega = \omega + \sum_n J_n. \quad (1)$$

В соответствии с этим в ядре различают 2 момента инерции: кинематический

$$\frac{J^k}{\hbar^2} = I \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial I} \right)^{-1} = \frac{I}{\hbar \omega} \quad (2)$$

и динамический

$$\frac{J^d}{\hbar^2} = \left(\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial I^2} \right)^{-1} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial \omega}{\partial I} \right)^{-1} \quad (3)$$

(J^k и J^d аналогичны кинематич. и динамич. *эффективным массам* электрона, движущегося в кристаллич. решётке). Если энергия вращения $\mathcal{E} \sim I^2$, то $J^k = J^d$. Если же часть I обусловлена орбитальным движением нуклонов, то энергии вращения $\mathcal{E} \sim (I-i)^2$. В этом случае:

$$J^k = \frac{I}{1-i} J^d. \quad (4)$$

Второе слагаемое в (1) связано с квазицелыми возбужденными во вращающемся ядре. Сила Корнелиса стремится ориентировать угл. моменты J нуклонов вдоль осн. вращения, причём уменьшение энергии связи (корреляция) пары нуклонов компенсируется увеличением энергии корнелисова взаимодействия. Частота вращения ядра определяется соотношением:

$$\hbar \omega = \frac{\partial \mathcal{E}(I)}{\partial I} \approx \frac{1}{2} [\mathcal{E}(I) - \mathcal{E}(I-2)], \quad (5)$$

где $\mathcal{E}(I)$ — энергия вращения для момента I , $\mathcal{E}(I-2)$ — для $(I-2)$.

Ираст-изомеры. Некolleктивные В. с. я. наз. ираст-изомерами из-за их большого времени жизни (см. *Изомерия ядерная*). Они открыты в 1977. Коллективное вращение в ираст-изомере полностью отсутствует, и весь угл. момент образован выстроеными в одном направлении угл. моментами J нуклонов. Они наблюдаются в сферич. ядрах с числом нейтронов N или протонов Z , несколько превышающим магич. числа (50, 82, 126). Именно в этих ядрах имеются нуклонные орбиты с большими угл. моментами, с участием к-рых образуются одночастичные возбуждения с выстроеными угл. моментом. Так, в нейтронно-дефицитных ядрах редкоземельных элементов с $82 \leq N \leq 86$, $Z \leq 68$ в образовании ираст-изомеров участвуют подоболочки $f_{7/2}$, $h_{9/2}$, $i_{13/2}$ для нейтронов и $h_{11/2}$ для протонов.

Ираст-изомеры изучались с помощью измерения дискретного γ -спектра. В сферич. ядрах из-за отсутствия интенсивных $E2$ -переходов в ираст-области $E1$ -переходы эффективно «охладждают» составное ядро в направлении ираст-подоси и заселяют её уровни при $I \sim 40$. Это позволяет наблюдать дискретные γ -линии для более высоких I , чем в деформированных ядрах.

Энергии переходов между уровнями ираст-изомеров группируются в области $\mathcal{E} \sim 700 \pm 200$ кэВ. Время жизни ираст-изомеров изменяется в пределах от неск. до 500 пс. Эти факты подтверждают одночастичную природу ираст-изомеров и объясняют особенности оболочечной структуры ядра. В ср. энергии ираст-изомеров $\mathcal{E} \sim \sum \mathcal{E}_V$ (\mathcal{E}_V — энергии одночастичных возбуждений) пропорц. I^2 , т. к. из-за принципа Паули $\sum \mathcal{E}_V$ зависит от числа одночастичных возбуждений квадратично, а I — линейно. Коэф. пропорциональности в зависимости $\mathcal{E} \sim I^2$ на 10–15% превышает момент инерции твёрдой сферы, имеющей размеры ядра. Поэтому с точностью до оболочечных флуктуаций (~ сотен кэВ) энергии ираст-изомеров описываются той же ф-лой, что и энергии вращения деформированного ядра:

$$\mathcal{E} = \sum \mathcal{E}_V = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}. \quad (6)$$

Так, для деформированного ядра ^{152}Dy $J/\hbar^2 = 71$ МоВ $^{-1}$, а для сферич. ^{154}Er $J/\hbar^2 = 70$ МоВ $^{-1}$ (рис. 3). Однако приближённая зависимость (6) связана не с вращением ядра, а со свойством системы фермионов.

Измерение квадрупольных моментов и гиромант. отяощей ираст-изомеров позволяет установить их многочастичную конфигурацию. Квадрупольный момент, растущий с увеличением I , отвечает параметру деформации $\beta_2 = 0,1 - 0,2$ (см. *Деформирование ядра*). Возможно, что ядро в этом случае имеет сплюснутую форму с осью симметрии в направлении выстраивания угл. момента, к-рая получается в результате выстраивания одночастичных орбит.

Мл. ядра имеют ираст-уровни, занимающие промежуточное положение между неcollectивными и чисто вращат. состояниями. Пример — ядро ^{132}Er , у к-рого вклад одночастичного движения в ираст-состояние с $I = 40^+$ составляет 50%. При больших I и \mathcal{E} в ираст-области сферических и деформированных ядер не

обнаружено изомерных состояний с временами жизни $\tau \sim$ пс. Это указывает на неаксиальную форму ядра в ираст-состояниях при $I > 40$.

Лит.: Павличенков И. М., Аномалии вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193.
И. М. Павличенков.

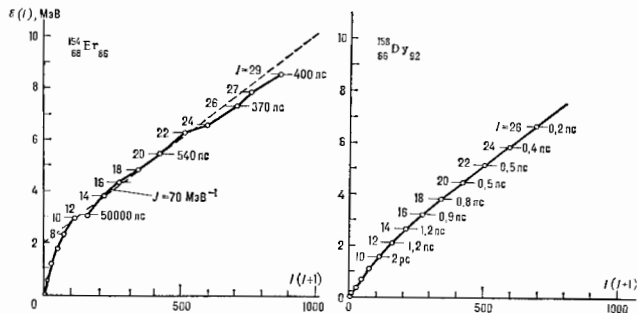


Рис. 3. Ираст-состояния сферического и деформированного ядра. Цифры указывают время жизни уровней.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — характеристика $\sigma(\omega)$ проводников (металлов, полупроводников и др.), посредством к-рой задается линейная связь между плотностью тока j и напряжённостью приложенного перем. электрич. поля частоты ω [$E = E_0 \cdot \exp(-i\omega t)$].
Выражение (1) естественно обобщает *Ома закон*. Оно справедливо в локальном пределе, когда т. п. э ф ф е к т и в н а я д л и н а $l_{\text{эф}}$ свободного пробега носителей заряда (для определённости электронов) ограничена:

$$l_{\text{эф}} = \left| \frac{l}{1 - i\tau\omega} \right| \ll \delta. \quad (2)$$

Здесь δ — характерный размер, на к-ром изменяется поле E , $l = v\tau$ — длина свободного пробега электрона, v — ср. скорость электронов (в металлах и вырожденных полупроводниках $v \sim 10^7 - 10^8$ см/с, в обычных полупроводниках v — скорость теплового движения), τ — время между столкновениями (время релаксации) электронов. Обычно τ лежит в пределах $10^{-9} - 10^{-13}$ с и зависит от темп-ры и чистоты проводника и, кроме того, может изменяться с частотой.

В изотропных средах В. п. определяется (по порядку величин) соотношением:

$$\sigma(\omega) \approx \frac{e^2 n_{\text{эл}}}{4\pi} \cdot \frac{\tau}{1 - i\tau\omega}. \quad (3)$$

Здесь $\omega_{\text{пл}} = (4\pi e^2 n_{\text{эл}} / m^*)^{1/2}$ — плазменная частота электронов, $n_{\text{эл}}$ — их концентрация, m^* — эффективная масса электрона, e — его заряд. В анизотропных средах $\sigma(\omega)$ — тензор. При выполнении условия (2) описание В. п. возможно путём введения т. п. э ф ф е к т и в н о й д и э л е к т р и ч. п р о н и ц а е м о с т и, учитывающей вклад электронов:

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \varepsilon - 4\pi\sigma(\omega)/\omega, \quad (4)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость ионной решётки. Зависимость $\varepsilon_{\text{эф}}$ от частоты (временная дисперсия $\varepsilon_{\text{эф}}$) в электронных проводниках, в отличие от диэлектриков, проявляется, начиная с низких частот. Это — следствие наличия свободных носителей заряда, способных изменять свою энергию по сколь угодно малую величину.

пу. Роль характерной частоты, определяющей временную дисперсию, при низких частотах играет частота столкновений электронов $\nu = 1/\tau$, при высоких — плазменная частота. При $\omega \gg \omega_{\text{пл}}$ вклад электронов проводимости в $\epsilon_{\text{эф}}$ мал и различие между проводником и диэлектриком исчезает.

При $\omega < \omega_{\text{пл}}$ ток проводимости обуславливает быстрое затухание эд.-магн. волны в тонком слое толщиной δ вблизи поверхности проводника (см. *Скин-эффект*). Если при этом оказывается, что $l_{\text{эф}} > \delta$, то проводимость становится неколоидальной; ток определяется значениями в области с размерами порядка $l_{\text{эф}}$. В этом случае необходим учёт *дисперсии пространственной*, вследствие k -р-ой В. п. зависит от квазиимпульса, определяя связь между пространств. (Фурье-компонентами) плотности тока j и электрич. поля E . Учёт пространств. дисперсии необходим при низких темп.-рах, когда длина свободного пробега становится достаточно большой.

При наложении пост. магн. поля H В. п. претерпевает существенные изменения: в о-д-не в случае изотропного проводника появляются недиагональные холловские компоненты (см. *Холла эффект*); кроме того, временная дисперсия определяется также и значением *циклотронной частоты* $\Omega = eH/mc$. Последнее играет особенно важную роль при $\Omega/\omega > 1$, приводит к появлению циклотронного резонанса слаботухающих волн *гелиевых*, магнитолазерных (магнитогиродинамических), циклотронных и *доплерово*, а также *разрежн. эфф. эффектов* в магн. поле.

Т. к. поле и ток в проводниках сосредоточены вблизи поверхности, то существующие в магн. поле *важн. поверхностные уровни* приводит к резонансным особенностям в относительно слабых полях, когда $\Omega/\omega < 1$. В сильных магн. полях, удовлетворяющих условию $k\Omega > 2\pi^2/kT$, в В. п. металлов и вырожденных полупроводников проявляются *квантовые осцилляции*. Наличие у проводника магн. свойства (парамагнетизма, ферромагнетизма, антиферромагнетизма) отражается на В. п. благодаря зависимости его магн. восприимчивости от H и ω .

Знание В. п. позволяет вычислить распространение электрич. поля в проводнике, поверхностный импеданс, характеризующий амплитуду и фазу отраженной проводником волны и коэф. прохождение волны через образцы ограниченных размеров (см. *Импеданс*).

Лит.: Ландау Л. Д. и Лифшиц Л. П. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., М., 1979; *Walt J. A. and W. M., Resonance in both temporal and spatial, in: Solid state physics. The Simon Fraser university lectures, v. 1, N. Y., 1968, p. 127.* В. С. Дюванян.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД — *электрический разряд в газе* под действием элктр. ВЧ-поля. В. п. может возникать при расположении электродов как внутри разрядной трубки, так и вне её (*безэлектродный разряд*), а также при фокусировке эд.-магн. излучения в свободном газе, в частности в атмосфере (сверхвысокочастотный разряд и *оптические разряды*). Осн. физ. процессы и особенности В. р.: под действием элктр. ВЧ-поля электроны приобретают большие энергии и оказываются способными эффективно ионизировать при соударениях атомы или молекулы газа (см. *Ионизация*); ионери электронов из газоразрядной плазмы В. р. происходит за счёт объёмной рекомбинации, «принципиально» к молекулам и диффузии; распределение электронов по энергиям может иметь сложный характер, существенно отличающийся от *Максвелла распределен.*; процессы на граничных поверхностях при В. р. менее существенны, чем при разряде в пост. элктр. поле. Амплитуда ВЧ-поля, необходимого для возникновения В. р., увеличивается с ростом давления газа и частоты волны. Погасание разряда происходит при существенно более слабых полях, зависящих от условий рекомбинации и диффузии. Область существования В. р. в зависимости от амплитуды и частоты элктр.

поля имеет гистерезисный характер. При больших давлениях газа (близких к атмосферному) В. р. между двумя электродами наз. в высокочастотной короной, а при достаточной мощности источника он переходит в высокочастотную дугу. Удлин. один электрод, можно получить *факультативный разряд*. При низких давлениях режим В. р. близок режиму пологий. столба *теплого разряда*.

В. р. используется в *ионных источниках* для создания плазмы, в качестве источника света в спектрокопии, в мощных молекулярных лазерах для создания однородной активной среды (см. *Газовый лазер*), в плазменных для изучения хим. реакций в газах, в экспериментах по проблеме управления термодеридного синтеза для перичного пробоя газа.

Лит.: Глаз В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968; Макиндона д. А., Сверхвысокочастотный пробой в газах, пер. с англ., М., 1969; Генкин И. Р., Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой, М., 1978. А. Д. Турецкий.

ВЫСОТА ЗВУКА — субъективное качество слухового ощущения, позволяющее располагать все звуки по шкале от низких к высоким. Для чистого тона она зависит гл. обр. от частоты (с ростом частоты В. з. повышается), но также и от его интенсивности. В. з. сложн. спектральным составом зависит от распределения энергии по шкале частот. В. з. измеряют в мсдах — тону с частотой 1 кГц и звуковым давлением 2 · 10⁻⁹ Па приписывают высоту 1000 мсд; в диапазоне 20 Гц — 9000 Гц укладывается ок. 3000 мсд. Измерение высоты произвольного звука основано на способности человека устанавливать равенство высот двух звуков или их отношение (но сколько раз один звук выше или ниже другого).

ВЫСТАВАИВАНИЕ — один из видов упорядоченности в распределении проекций магн. момента парамагн. частиц, соответствующий наведению в ансамбле частиц макроскопич. квадратного элктр. момента и описываемый тензором второго ранга (т. е. в о р о р о м и о л и р и з а ц и. м о м е н т о м). В простейшем случае одноосного В. магн. моменты парамагнетиков могут быть преим. направлены вдоль осн. но с равной вероятностью в обоих направлениях, т. е. намагничённость вещества отсутствует. В др. варианте одноосного В. магн. моменты преим. ориентированы поперёк осн, сохраняя изотропность распределения проекций на плоскости, нормальную осн. Если ось квантования является осью симметрии системы, то В. относительно неё наз. *продольным* и характеризуется различием населённости магн. подуровней с разным модулем магн. квантового числа m_z а подуровни, различающиеся только знаком m_z , заселены одинаково. Отсюда следует, что В. могут обладать парамагнетиками с моментом импульса частиц не менее 1. В направлении, не совпадающем с осью симметрии, в k -р-ой кромке диагональных членов (населённости магн. подуровней) выявляются недиагональные, соответствующие наличию когерентности подуровней, отличающиеся ансамблем m на 2.

В. характеризует состояние ансамбля частиц в целом (атомов, молекул, ядер и т. н.). Возможно т. н. «скрытое» В., когда каждая подансамбль частиц с одинаковым вектором скорости обладает В. элктронной оболочкой относительно вектора скорости своего движения, в то время как ансамбль в целом изотропен из-за хаотичности теплового движения.

В. образуется при всевозможных анизотропных взаимодействиях между частицами друг с другом и с эд.-магн. полями. В. обнаруживается прежде всего по наличию линейного дихроизма в поглощении или испускании света системой выстроенных частиц, напр. по линейной поляризации спонтанного излучения возбуждённых атомов. В. позволяет судить о характере взаимодействия парамагн. частиц с др. частицами и с эл.-магн. полями. В. частично разрушается магн. полем, не совпадающим с осью В. (*Холла эффект*), что позволя-

ет измерять малые магн. поля, а также константы релаксации. См. также *Оптическая ориентация, Ориентированные ядра, Интерференция состояний*.

ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — отношение энергии люминесценции квантовой системы к поглощённой ею энергии возбуждения. Для фотолюминесценции вводят понятие квантового выхода, представляющего собой отношение числа квантов люминесценции к числу поглощённых квантов возбуждающего света. В. л. определяется соотношением вероятностей излучательных и безызлучательных *квантовых переходов* в люминесцирующей молекуле и зависит как от её параметров, так и от её взаимодействия с окружающими молекулами. При повышении концентрации люминесцирующих молекул повышается вероятность безызлучательной релаксации энергии при взаимодействии двух молекул (концентрационная тушение люминесценции). Так же может происходить безызлучательная релаксация энергии на нек-рых примесях (например таких тушителей люминесценции являются ионы йода и соли нек-рых металлов). Этот процесс наз. примесным тушением. Возрастание вероятности безызлучательных переходов с ростом температуры определяет эффект температурного тушения люминесценции. Все эффекты тушения, увеличивая вероятность безызлучательных переходов, уменьшают время жизни возбуждённого состояния. Поэтому в большинстве случаев зависимость В. л. от разл. параметров аналогична зависимости времени затухания люминесценции от этих параметров.

При малой вероятности безызлучательных переходов В. л. близок к единице, а время затухания люминесценции близко к радиационному. Высоким выходом может обладать фотолюминесценция паров, растворов нек-рых красителей, молекулярных кристаллов, примесных центров в кристаллах. При большом стоксовом сдвиге (разности энергии поглощённого и испущенного фотонов) люминесценция даже при квантовом выходе, близком к единице, энергетич. выход меньше единицы. В. л. при др. видах возбуждения обычно меньше; напр., при катодной и радиолюминесценции он не превышает 20–30%. В. л. является одним из осн. параметров люминесценции, определяющим эффективность преобразования энергии возбуждения в энергию люминесцентного излучения и применимость люминесцирующих веществ в качестве источников света, экранов электронно-лучевых приборов и телевизоров, активных сред для лазеров.

Лит. см. при ст. *Люминесценция*. *Э. А. Сегириденков.*
ВЯЗКОСТЬ — переноса явления, определяющее диссипацию энергии при деформации среды. В. при деформации сдвига наз. сдвиговой В., при деформации всестороннего сжатия — объёмной В., при одноосном растяжении — продольной В. Рассеяние энергии при сдвиговой В. происходит вследствие переноса импульса, при объёмной — путём обмена энергией между степенями свободы при изменении объёма. В результате В. возникают напряжения, пропорциональные скоростям деформаций. Количественной характеристикой В. являются коэф. В.

Коэф. сдвиговой В. η , обычно наз. В., определяется как коэф. пропорциональности между скоростью деформации сдвига $\dot{\gamma} = de/dt$ (e — отнотсн. деформация сдвига, t — время деформации) и возникающим при этом касательным вязком напряжением $\sigma_{вяз}$:

$$\sigma_{вяз} = \eta \dot{\gamma}; \quad \eta = \sigma_{вяз} / \dot{\gamma}.$$

Это соотношение, установленное И. Ньютоном (I. Newton), справедливо только в том случае, когда η не зависит от скорости деформации. Среди, для н-рых выполняется это условие, наз. и Ньютоновскими жидкостями (см. *Ньютоновская жидкость*). Коэф. сдвиговой В. равен импульсу, переносимому в единицу времени через единицу площади при $\dot{\gamma} = 1$. В системе СИ единица В. —

паскаль-секунда [Па·с]. В гидродинамике часто пользуются notionem коэф. кинематич. В. $\nu = \eta/\rho$ (ρ — плотность), измеряемой в м²/с. Величину, обратную В., иногда наз. текучестью.

Если касательные напряжения, возникающие в среде за счёт вязк. сил, поддерживаются равными вязким напряжениям, то в среде установится постоянный во времени градиент скорости — возникает ламинарное течение (рис. 1). Работа внеш. сил, уравновешивающих вязкие напряжения и поддерживающих стационарный поток, полностью переходит в тепло. Коэф. сдвиговой В. η и мощность W , рассеиваемая в единице объёма за счёт В., связаны соотношением $W = \eta \dot{\gamma}^2$.

Коэф. объёмной В. ζ определяется как коэф. пропорциональности между скоростью объёмной деформации и дополнит. давлением, возникающим в среде в результате нарушения термодинамич. равновесия (см. *Сжимаемость*).

Коэф. продольной В. λ определяет поглощение продольных звуковых волн и является комбинацией η и ζ : $\lambda = \frac{3}{4} \eta + \zeta$.

Статистич. теория необратимых процессов позволяет получить η (а также ζ и λ) интегрированием по времени t автокоррелл. ф-ций соответствующих потоков или напряжений; для η имеем:

$$\eta = \frac{n}{kT} \int_0^{\infty} \langle \sigma^{xy}(0) \cdot \sigma^{xy}(t) \rangle dt;$$

n — число частиц в единице объёма. Автокорреллятор $\langle \sigma^{xy}(0) \cdot \sigma^{xy}(t) \rangle$ имеет простой физ. смысл: если в момент времени 0 в системе создается напряжение $\sigma^{xy}(0)$ и затем она предоставляется самой себе, то за счёт потока импульса через плоскость xy напряжение будет меняться и к моменту времени t станет равным $\sigma^{xy}(t)$; произведение этих двух значений напряжения, усреднённое по равновесному ансамблю всех возможных конфигураций системы, и есть автокорреллятор напряжения. Поскольку в каждый данный момент σ^{xy} как раз равно потоку импульса через плоскость xy , то автокорреллятор потоков импульса Π^{xy} равен автокорреллятору напряжения σ^{xy} . Автокорреллятор потоков импульса может быть вычислен с помощью кинетич. ур-ний.

Для изотропной молекулярной системы

$$\eta = nkT\tau_p + (\mu_{\infty} - nkT)\tau_q, \quad (9)$$

где μ_{∞} — т. н. мгновенный модуль сдвига, определяющий мгновенную упругую реакцию среды; τ_p — время релаксации по импульсам; τ_q — время релаксации по координатам.

Для газов, как было показано ещё Дж. Максвеллом (J. Maxwell), $\mu_{\infty} = p = nkT$, где p — давление, и $\eta = nkT\tau_p$. Скорость релаксации по импульсам в этом случае определяется частотой молекулярных соударений, и для идеального газа получим:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{l} \bar{v} = \frac{m \bar{v}}{3 \sqrt{2} \pi d^2},$$

где \bar{v} — ср. длина свободной пробега, \bar{v} — ср. скорость теплового движения молекул, m — масса, d — диаметр молекулы. В. такого газа не зависит от плотности или давления и растёт с темп-рой пропорц. \sqrt{T} , поскольку $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. Зависимость В. реальных газов от темп-ры и давления определяется отклонениями от идеального

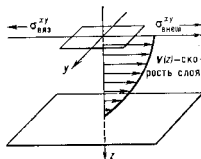


Рис. 1. Схема ламинарного течения вязкой жидкости.

состоянии. Имеется ряд эмпирич. и полумпирич. ф-л, описывающих зависимость V реальных газов от темп-ры и давления.

V низкомолекулярных жидкостей сильно зависит от темп-ры, падая с её ростом. При не слишком высоких темп-рах (близких к темп-ре плавления) кинетич. членами в ур-нии (*) можно пренебречь и для сдвигной V жидкости принять:

$$\eta = \mu_0 \tau_q.$$

Сильная зависимость V жидкости от температуры объясняется прежде всего температурной зависимостью τ_q .

Для большинства жидкостей зависимость V от темп-ры при пост. давлении в узком интервале темп-ры можно описать ф-лой Андраде:

$$\eta = A(T) \exp(B/T).$$

$A(T)$ по сравнению с $\exp(B/T)$ — слабая ф-ция от T . В нулевом приближении величину B связывают с энергией активации молекулярного скачка δ_2 (см. *Жидкость*): $B = \delta_2/k$, а время релаксации по координатам считают равным ср. времени жизни частицы в данном окружении (времени оседлости). Сопр. исследования показали внутр. противоречивость этой модели, и ф-лу Андраде и её разл. обобщения следует рассматривать как эмпирические.

V жидкостей при постоянной темп-ре обычно увеличивается с ростом давления. Исключение составляет вода, у которой при температурах ниже 25°C V с ростом давления сначала падает и проходит через минимум. Простые жидкости достаточно хорошо описываются формулой Бачинского: $\eta = C/(V-b)$, где V — молярный объём, b — несжимаемый объём 1 моля, C — постоянная.

При пост. объёме V зависит от темп-ры гораздо слабее, чем при пост. давлении, и ф-ла Андраде неприменима. При высоких темп-рах или при высоких давлениях кинетич. членами в ур-нии (*) пренебречь нельзя, и зависимость от темп-ры оказывается достаточно сложной (рис. 2). Тот факт, что V непосредственно определяется временем релаксации по координатам τ_q , объ-



Рис. 2. Характер температурной зависимости вязкости вещества в жидком и газообразном состояниях.

ясняет корреляция в зависимостях V и других физико-кинетических характеристик жидкости, зависящих от τ_q , например скоростей релаксации в ядерном магнитном резонансе.

V воды при 20°C составляет $1,002 \pm 0,001$ мПа·с, и это значение принимается как эталонное. В низкомолекулярных жидкостях, расплавленных металлах и солей обычно не превышает неск. десятков Па·с. При более высоких вязкостях жидкости перестают вести себя как ньютоновские и их поведение следует рассматривать с общих позиций *реологии* и *вязкоупругости*.

V растворов зависит от концентрации растворённого вещества, причём эта зависимость может быть достаточно сложной, а V раствора может быть и больше, и меньше V чистого растворителя. V предельно разбавленных суспензий линейно зависит от объёмной доли ϕ взвешенных частиц: $\eta = \eta_0(1 + \alpha\phi)$ (ф-ла Эйнштейна); $\alpha = 2,5$ для частиц сферической формы, $\alpha > 2,5$ для частиц вытянутой формы, η_0 — V дисперсионной среды.

В расплавах и растворах *полимеров*, а также в многокомпонентных системах наблюдаются сложные явления, связанные с разрушением надмолекулярных структур при деформациях сдвига (см., напр., *микстропия*),

и поведение таких сред оказывается ньютоновым при малых касат. напряжениях и неньютоновым при больших.

Сдвиговая и объёмная V являются важнейшими техн. характеристиками веществ. Эксперим. методы определения сдвиговой V см. в ст. *Вязкометрия*; объёмная V определяется из измерения поглощения звуковых и ультразвуковых волн.

Лит.: Равачен Э., Вязкость жидкостей, пер. с англ., М., 1957; Мичайлов И. Р., Соколов В. В., Сырчикова Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Рид Р., Праусниц Д. Ж., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., 3 изд., Л., 1982; Френкель И. П., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Виноградов Г. В., Маликин А. Н., Реология полимеров, М., 1977; Кроуфорд К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Ротт Л. А., Статистическая теория молекулярных систем, М., 1979. Ю. П. Сырчикова.

ВЯЗКОСТЬ компонент плазмы, как и V газов, характеризует необратимый перенос импульса за счёт внутрикомпонентных столкновений. В к-л. компоненты плазмы следует отличать от трения между электронной и ионной компонентами плазмы, возникающего при наличии однородной ср. скорости электронного газа относительно ионного.

Для существования V необходимо, чтобы распределение частиц данного сорта по скоростям отличалось от локального максвелловского распределения. V возникает при наличии градиента ср. скорости соответствующей компоненты (электронной, ионной). Так, если проекция v_y ср. скорости меняется по x , то из-за отсутствия баланса возникает импульс в противоположные стороны возникает поток y -й составляющей импульса вдоль оси x : $P_{yx} = -\tau_{yx} \partial v_y / \partial x$, где коэф. V . $\eta \sim \rho \tau$, здесь τ — время между внутрикомпонентными столкновениями, ρ — давление соответствующей компоненты. При сравнении темп-рах ионов и электронов V ионной компоненты существенно больше и определяется временем рассеяния ионов на ионах. При наличии магн. поля V носит более сложный характер, что связано с анизотропией движения частиц в магн. поле. Перенос импульса происходит существенно по-разному вдоль магн. поля и поперёк его; при этом важно также направление самого переносимого импульса. В магн. поле появляются также «вязкие» силы, не зависящие от η и не приводящие к диссипации энергии. Подробнее см. в ст. *Перенос процессов в плазме*.

Лит.: Браун и Пекки С. И., Излучение переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Ораевский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, 2 изд., К., 1980. С. С. Моисеев.

ВЯЗКОУПРУГОСТЬ — свойство материалов твёрдых тел (полимеров, пластмасс и др.) сочетать свойства упругости и вязкости. В данном случае напряжения и деформации зависят от истории протекания процесса нагружения (деформации) во времени и характеризуются поглощением энергии на замкнутом цикле деформации (нагружения) с постепенным исчезновением деформации при полном снятии нагрузки. При этом чётко выражены явления *ползучести материала* и релаксации напряжений.

Напр., величина удлинения цилиндрич. образца при нек-ром значении растягивающей силы зависит от того, по какому закону изменялась во времени сила от нуля до рассматриваемого значения. При быстром возрастании силы удлинение меньше, чем при медленном. Наоборот, одно и то же удлинение может возникнуть при разных значениях силы. В момент полной разгрузки имеется остаточная деформация, к-рая в последующем самопроизвольно убывает до нуля. Цикл растяжения — разгрузки требует необратимой затраты работы. Но при очень медленной реализации цикла потеря энергии ничтожно мала. Характеристики V существенно зависят от темп-ры.

Свойство V связано с наличием дальних взаимодействий, к-рое типично для материалов с длинными полимерными цепями. В кристаллич. телах смещения атомов определяются локальными силовыми полями, образу-

мыми соседними атомами. Поэтому реакция на внешнее воздействие протекает очень быстро. В полимерной цепи это имеет место лишь в каждом небольшом отрезке. В целом же изменение конфигурации цепи, находящейся в окружении множества др. цепей с разл. конфигурациями, протекает относительно медленно.

Лит.: Ф е р р и Дж., Вискоупругие свойства полимеров, пер. с англ., М., 1963. В. С. Ленский.



ГАДОЛИНИЙ (Gadolinium), Gd, — химический элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 64, ат. масса 157, 25, входит в семейство лантаноидов. Природный Gd состоит из 6 стабильных изотопов с массовыми числами 154—158 и 160 и слабо радиоактивного ¹⁵²Gd ($T_{1/2}$ ок. $1,1 \cdot 10^{14}$ лет). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^75s^2p^6d^46s^2$. Энергия последовательных ионизаций соответственно равны 5,98, 12,1 и 20,6 эВ. Металлический радиус 0,179 нм, радиус иона Gd^{3+} 0,094 нм. Значение электроотрицательности 1,11.

В свободном виде — серебристо-серый металл, существующий в α - и β -модификациях. α -модификация обладает гексагональной решёткой с параметрами $a=0,36360$ нм и $c=0,57826$ нм, при 1262°C переходит в кубич. β -модификацию. Плотность 7,886 кг/дм³, $\rho_{пл}=1312^\circ C$, $t_{кип}=3233^\circ C$. Теплота плавления 15,5 кДж/моль, теплота испарения 301 кДж/моль. Ферромагнит, точка Кюри ок. 293,2 К. ¹⁵⁷Gd и ¹⁵⁸Gd имеют очень высокие сечения захвата тепловых нейтронов (соответственно $1,6 \cdot 10^{-23}$ и $7,10 \cdot 10^{-24}$ м²), и их примеси являются нежелательными в активной зоне ядерных реакторов.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3. Сплавы Gd с Fe, Ni, Co и др. обладают высокой магн. индукцией и магнитоотрицательной. Нек-рые соли Gd (сульфат, хлорид и др.) сильно парамагнитны, их используют для получения сверхнизких темп-р $\sim 0,001^\circ K$ (см. *Магнитное охлаждение*). В качестве радиоактивных индикаторов используют β -радиоактивный ¹⁵⁰Gd ($T_{1/2}=18,6$ ч), а также испытываемые электронный захват ¹⁵¹Gd ($T_{1/2}=120$ сут) и ¹⁵³Gd ($T_{1/2}=241,6$ сут).

ГАЗ (франц. gaz, от грец. хаῶς — хаос) — агрегатное состояние вещества, в к-ром составляющие его атомы и молекулы почти свободно и хаотически движутся в промежутках между столкновениями, во время к-рых происходит резкое изменение характера их движения. Время столкновения молекул в Г. значительно меньше ср. времени их пробега. В отличие от жидкостей и твёрдых тел, Г. не образует свободной поверхности и равномерно заполняет весь доступный им объём.

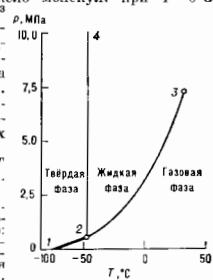
Газообразное состояние — самое распространённое состояние вещества Вселенной (межзвёздное вещество, туманности, звёзды, атмосферы планет и т.д.). По хим. свойствам Г. их смеси весьма разнообразны — от мало активных инертных Г. до взрывчатых газовых смесей. К Г. иногда относят не только системы из атомов и молекул, но и системы из др. частиц — фотонов, электронов, бронуновских частиц, а также плазму. Объём Г., приходящийся на одну молекулу (удельный объём), значительно сильнее зависит от давления p и темп-ры T , чем для жидкостей и твёрдых тел. Так, коэф. объёмного расширения Г. при нормальных условиях $3,633 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, т. е. на 2 порядка выше, чем у жидкостей. Физ. свойства нек-рых Г. приведены в таблице.

Удачной по этимологии термин «Г.» был впервые в нач. 17 в. Я. В. ван Гельмолтом (J. V. van Helmont). Действительно, модель «молекулярного хаоса» оказалась весьма плодотворной и сохранила своё значение и для совр. исследований.

В равных объёмах газов при одинаковых условиях содержится одинаковое число молекул: при $T=0^\circ C$ и $p=760$ мм рт. ст. в 1 см³ содержится $N_0=2,69 \cdot 10^{19}$ частиц (число Ломоносова и д-та) и $N_0=6,02252 \cdot 10^{23}$ молекул в 1 моле вещества (число Авогадро). Большое кол-во частиц приводит к высокой стабильности ср. характеристик их ансамблей.

При определённых p и T в результате фазового пере-

Рис. 1. Фазовая диаграмма двуокиси углерода. Кривые равновесия сосуществования фаз: 1—2 — твёрдой и газовой, 2—3 — жидкой и газовой, 2—4 — твёрдой и жидкой; 3 — критическая точка, 3 — критическая точка.



хода Г. превращается в жидкость или твёрдое тело. Сосуществование фаз графически описывается с помощью фазовых диаграмм (диаграмм состояния) в переменных $p-T$, $p-V$ или $V-T$ (V — объём Г.). Точки на кривых фазовых диаграмм (рис. 1) задают пару равновесных значений параметров Г. Фазовые кривые соответствуют ур-нию Клапейрона — Клаузиуса:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{Q}{T(v_2 - v_1)} - \frac{S_2 - S_1}{v_2 - v_1}, \quad (1)$$

где Q — теплота фазового перехода, S_1 , S_2 и v_1 , v_2 — соответствующие энтропии и уд. объёмы сосуществующих фаз. Ур-ние (1) является следствием условий равновесия: хим. потенциал и темп-ра (а в отсутствие внеш. силового поля — и p) равновесной системы одинаковы во всех её точках.

При темп-ре, ниже критической T_k (темп-ра в точке 3, рис. 1), Г. (пар) может перейти в жидкость, изменяя

Физическая величина	N ₂	Ar	H ₂	Воздух	O ₂	CO ₂
Масса (г) моля	28,02	39,94	2,016	28,96	32,00	44,00
Плотность (кг/м ³) при 0°C и 0,1 МПа	1,2748	1,8185	0,0891	1,3178	1,4367	2,014
Теплоёмкость C_p (кДж/(моль·К)) при постоянном объёме и 0°C	20,85	12,48	20,35	20,81	20,89	30,62 (55°C)
Скорость звука (м/с) при 0°C	333,6	319	1286	331,5	314,8	260,3
Вязкость η при 0°C ($\eta \cdot 10^{-4}$ Н·с/м ²)	16,6	21,2	8,4	17,1	19,2	13,8
Теплопроводность λ при 0°C ($\lambda \cdot 10^4$ Дж/м·с·К)	2,43	1,62	16,84	2,44	2,44	1,45
Диэлектрическая проницаемость ϵ при 0°C и 0,1 МПа	1,000588	1,000536	1,000272	1,000580	1,000531	1,000988
Удельная магнитная восприимчивость χ при 20°C ($\chi \cdot 10^{-6}$ на 1 г)	-0,43	-0,49	-1,99		+107,8	-0,48

p и T по линии 3—2 на диаграмме состояния, или в твёрдом теле — по линии 2—1. При тем-пах выше T_k подобный переход невозможен. В т.п. тройной точке (точка 2) одновременно сосуществуют все 3 фазы. Тройную точку (часто несколько) имеют все вещества, кроме гелия (см. *Гелий жидкий*).

Значения параметров состояния разл. газообразных объектов изменяются в широких пределах. Ниже для примера приведены характерные значения для плот-ности ρ (в кг/м³) неск. объектов:

в центре наиболее плотных звёзд	10^9
воздух у поверхности Земли	$1,2$
воздух на высоте 20 км	10^{-1}
межзвёздное вещество	10^{-22}
мегалактическое вещество	10^{-28}

Молекулярно-кинетическая теория. Наиб. полно изучены свойства достаточно разреженных Г., в к-рых расстояния между молекулами (при нормальных условиях ~ 10 нм) значительно больше радиуса действия сил межмолекулярного взаимодействия (менее 0,5—1 нм). Сближение молекул на расстояния меньше радиуса действия межмолекулярных сил принято трактовать как столкновение молекул, а общий объём, в к-ром эти силы сказываются, — как собственный объём молекул, к-рый в разреженных Г. пренебрежимо мал ($\sim 10^{-3}$ нм³). В этом случае молекулы можно рассматривать как не-взаимодействующие материальные точки, а модель Г., состоящего из них, наз. идеальным Г.

Чем слабее взаимодействие между частицами, тем свойства их ансамбля ближе к свойствам идеального Г. Малость взаимодействия может означать либо малую частоту (редкость) столкновений, либо относит. слабость взаимодействия во время сближения (напр., при сближении атомов благородных Г.). Если пренебречь возможностью сближения молекул и наличи-ем дальнегодействия сил взаимодействия (к-рое суще-ственно в плазме), то в нормальных условиях частицы пребывают в состоянии свободного движения в 10—100 раз дольше, чем участвуют в столкновениях.

Вследствие случайности в поведении частиц Г. и их большого числа, нет возможности и необходимости рассмат-ривать движение каждой из них. Наиб. адекватно поведе-ние Г. описывается законами статистич. физики, и в частности набором *функций распределения* (плотност-ей вероятности). Ф-ция распределения позволяет находить наиб. вероятные значения параметров Г. и их ср. значения.

Вероятность $W(m)$ обнаружить m частиц в элементе объёма при их ср. числе n в этом объёме задаётся бино-миальным распределением, к-рое при малом m и боль-шом n можно выразить распределением Пуассона:

$$W(m) = e^{-n} \cdot \frac{(n)^m}{m!}, \quad (2)$$

а при $m \gg n$ и $n \gg 1$ — *Гаусса распределением*.

Для распределения (2) характерно, что ср. число ча-стиц n и квадрат флуктуации $\langle (m-n)^2 \rangle$ равны друг другу. Т. о., среднеквадратичная флуктуация $\sqrt{\langle (m-n)^2 \rangle} = \sqrt{n}$, а относит. флуктуация

$$\delta_n = \frac{1}{n} \sqrt{\langle (m-n)^2 \rangle} = n^{-1/2}. \quad (3)$$

Ср. расстояние между частицами в идеальном Г. можно получить, исходя из вероятности $W(r)$ нахождения ближайшей к избранной частицы на расстоянии от r до $r+dr$:

$$W(r) = \exp\left(-\frac{4\pi r^2 n}{3}\right) 4\pi r^2 \cdot n. \quad (4)$$

Отсюда ср. расстояние между частицами L равно:

$$L = \int_0^\infty rW(r) dr \approx 0,55396 \cdot n^{-1/3}. \quad (5)$$

Ф-ция распределения $f(v)$ по абс. значениям скоростей v , определяющая вероятность того, что значение мо-дуля скорости молекулы Г. заключено в интервале $v, v+dv$, задаётся *Максвелла распределением*:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (6)$$

(здесь m — масса молекулы).

Распределение $f(v_x)$ по проекциям скоростей v_x мо-дуля изотропного равновесного Г. на направление z имеет вид:

$$f(v_x) = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right). \quad (7)$$

Для пучка молекул аналогичное распределение имеет вид:

$$f_{\text{пуч}}(v_x) = Av_x^2 \cdot \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right), \quad (8)$$

где нормировочный коэф. A определяется интенсив-ностью пучка. Выражение (8) с точностью до нормиро-

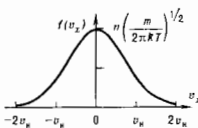


Рис. 2. Функция распреде-ления молекул газа по про-екциям скоростей на на-правление x .

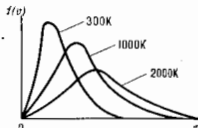


Рис. 3. Функция распреде-ления молекул изотропного равновесного газа по модулю скорости. С точностью до нормировки являются такие функции распределения част-иц молекулярного пучка по проекциям скоростей на ось пучка.

вочного коэф. совпадает с (6). На рис. 2, 3 приведе-ны графики ф-ций распреде-ления по скоростям.

Исходя из ф-ций распределения, можно вычислить наиб. вероятную v_k , ср. арифметич. \bar{v} и среднеквад-ратичную $\sqrt{v^2}$ скорости молекул. Проекция ср. скоро-сти $v_{xk} = 0$, т. к. в изотропном газе число молекул, движущихся в противоположные стороны с равными скоростями, одинаково ($f(v_x)$ — чётная ф-ция). Из (6) получим для ср. скорости частиц

$$\bar{v} = \int_0^\infty v f(v) dv = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Наиб. вероятная скорость: $v_k = (2kT/m)^{1/2}$ и средне-квадратичная: $v^2 = 3kT/m$. Последнее выражение позво-ляет связать ср. кинетич. энергию Г. $E_k = \frac{mv^2}{2}$ с его темп-рой:

$$E_k = \frac{3}{2} kT. \quad (10)$$

Распределение частиц по кинетич. энергиям (рис. 4) имеет вид:

$$f(E_k) = \frac{2}{\pi(kT)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \sqrt{E_k}. \quad (11)$$

Приведённые ф-ции распределения определяют со-стояние Г., не подверженного внеш. воздействиям. Для частиц Г., находящихся во внеш. потенциальном поле, справедливо распределение Больцмана:

$$n = n_0 \cdot \exp(-E_n/kT), \quad (12)$$

где n_0 и n — числа частиц Г. в точках, где потенциаль-ная энергия соответственно равна 0 и E_n (рис. 5). В поле силы тяжести ф-ция распределения наз. баромет-рич. ф-лой:

$$n = n_0 \cdot \exp(-mgh/kT), \quad (13)$$

где g — ускорение силы тяжести, h — высота, n_0 и n — числа частиц на высотах 0 и h .

Обобщенное распределение Максвелла и Больцмана является распределением Гиббса, согласно к-рому для тела (в т.ч. и Г.), находящегося в состоянии теплового равновесия, вероятность W обнаружить его в любом состоянии определяется только его полной энергией E . Так, если полная энергия заключена в интервале $E, E+dE$, то

$$dW(E) = \frac{1}{Z} \cdot \exp(-E/kT) \Omega(E) dE, \quad (14)$$

где Z — статистич. интеграл или статистич. сумма соответственно для классич. или квантовых систем; Ω — число состояний в фазовом пространстве с энергией в интервале $E, E+dE$. Ф-ция распределения Гиббса $f(E)$ имеет вид:

$$f(E) = \frac{1}{Z} \cdot \exp(-E/kT) \Omega(E). \quad (15)$$

Выражение (14), в принципе, позволяет определять все макроскопич. параметры любого тела, их флуктуации и связь между ними, т.е. ур-ние состояния.

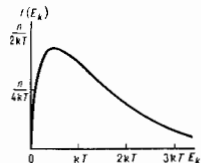


Рис. 4. Функция распределения по кинетической энергии молекул электронного газа.

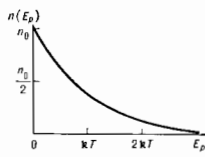


Рис. 5. Функция распределения молекул газа по потенциальной энергии.

Однако практически вследствие громоздкости вычислений полностью рассчитать эти параметры удалось лишь для идеальных Г.

Благодаря изотропности идеального Г. можно вычислить число ударов ν молекулы Г. о единичную поверхность стенки сосуда в единицу времени:

$$\nu = \frac{\bar{v}}{4}. \quad (16)$$

Измерение импульса молекул при столкновении

$$\Delta k = \frac{4}{3} m \bar{v}. \quad (17)$$

Используя (16) и (17), можно получить выражение для давления Г.

Таким образом, с точки зрения молекулярно-кинетич. теории давление является результатом многочисл. ударов молекул газа о стенки сосуда, усреднённых по времени и площади поверхности сосуда. При нормальных условиях и макроскопич. размерах сосуда число ударов об 1 см^2 поверхности $\sim 10^{24}$ в секунду, заметных флуктуаций даже за времена наблюдения $\sim 10^{-18}$ с не возникает. В условиях же сверхвысокого вакуума при $p \sim 10^{-13}$ мм рт. ст. соответствующая величина $\sim 10^8$. В этом случае при малых размерах детектора (напр., площадь острия эмиссионного микроскопа $\sim 10^{-19} \text{ см}^2$) флуктуации при измерениях будут значительными и для получения достоверных результатов измерения проводят в течение неск. часов.

Из выражения (10), учитывая зависимость давления Г. от скорости (17), можно вывести ур-ние состояния идеального Г. — ур-ние Клапейрона:

$$p = nkT = \frac{NkT}{V}, \quad (18)$$

из к-рого при $T = \text{const}$, $V = \text{const}$ и $p = \text{const}$ получаются соответственно законы Бойля — Мариотта, Шарля и Гей-Люссака. Из ур-ния Клапейрона следуют и др.

законы идеальных Г. — Дальтона законы и Авогадро закон.

Внутр. энергия идеального Г. (ср. значение полной энергии всех его частиц) зависит только от его темп-ры (закон Джоуля). В соответствии с законом равнораспределения энергии по степеням свободы на каждую из них приходится ср. кинетич. энергия, равная $\frac{1}{2}kT$. Внутр. энергия одноатомного Г., имеющего 3 поступат. степени свободы и состоящего из N атомов, равна:

$$E_p = \frac{3}{2} kTN. \quad (19)$$

Если Г. состоит из N_2 двухатомных молекул, имеющих при темп-рах $\sim 10^2$ К кроме поступательных ещё 2 вращат. степени свободы, то его внутр. энергия равна сумме поступат. и вращат. ($E_{\text{вр}} = kTN$) энергий. При темп-рах $\sim 10^3$ К для двухатомных молекул возбуждаются колебат. степени свободы и к внутр. энергии добавляется колебат. энергия $E_{\text{кол}} = \frac{1}{2}kTN$. Для Г., состоящих из более сложных молекул, имеющих большое число степеней свободы, внутр. энергия будет соответственно выше. Возбуждение электронных степеней свободы происходит при темп-рах $\sim 10^5$ К. При этом Г. ионизуется, силы взаимодействия не могут считаться несущественными и Г. не является идеальным.

Реальные газы. При повышении плотности Г. его свойства перестают быть идеальными, столкновительные процессы играют всё большую роль в размерах молекул и их взаимодействием уже нельзя пренебречь. Такой Г. наз. реальным (идеальным). Размеры молекул являются одной из осн. характеристик идеального Г. С радиусами поперечного сечения r_A и r_B молекулы типа A и B связаны поперечное сечение σ рассеяния этих молекул друг на друге

$$\sigma = \pi (r_A + r_B)^2 \quad (20)$$

и длины свободного пробега l . Ф-ция распределения для l имеет вид:

$$f(l) = \pi l (r_A + r_B)^2 \exp[-\pi l (r_A + r_B)^2]. \quad (21)$$

Ср. длина свободного пробега некой молекулы A в газе частиц B , концентрация к-рых n , определяется ф-лой:

$$L = \frac{1}{\pi n (r_A + r_B)^2}. \quad (22)$$

Ур-ние состояния идеального Г. — ур-ние Ван-дер-Ваальса — имеет вид

$$\left[p + \left(\frac{N}{V} \right)^2 a \right] (V - b) = NkT \quad (23)$$

и учитывает как объём молекул (b — учетверённый собствен. объём всех молекул Г., находящегося в объёме V , т.е. запрещённый объём), так и их притяжение между ними (постоянная a). Ур-ние (23) позволяет в условиях критич. состояния определить диаметр молекул Г.:

$$d = \left(\frac{3b}{2\pi N} \right)^{1/3}. \quad (24)$$

В Г., подчиняющемся уравнению Ван-дер-Ваальса, внутренняя энергия Г. начинает зависеть от его удельного объёма:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T = \frac{RT}{V - b} - p = \frac{a}{V^2}; \quad (25)$$

a/V^2 наз. внутр. давлением Г.

Размеры молекул в Г., т.н. газокинетич. радиусы, связаны с характерными расстояниями, на к-рых проявляются силы межмолекулярных и межмолекулярных взаимодействий. Кроме ур-ния Ван-дер-Ваальса для их определения используют эксперименты по рассеянию молекулярных пучков, а также зависимость вязкости и диффузии Г. от размеров частиц.

Фундам. свойством хаотичного движения, свойственного Г., является высокая степень «забываемости» предыдущих событий. Так, для полной релаксации (азутраченных) появившихся по тем или иным причинам отклонений энергии частиц от ср. тепловой необходимо лишь 1—2 столкновения для поступательно-поступательной релаксации, 4—5 — для иррадиально-иррадиальной, 10^{20} — для колебательно-поступательной и, наконец, 10^{22} — для колебательно-колебательной релаксации. Строгое рассмотрение релаксационных процессов в индивидуальных Г. и особенно в смесях возможно только при наличии собств. размера частиц и требует решения систем интегрально-дифференц. кинетич. ур-ний Больцмана, в простейших случаях сводящихся к Эйнтштейна — Фоккера — Планка уравнениям, диффузии уравнениям и т. д., решение к-рых возможно лишь на больших скор. ЭВМ.

Наиб. просто в теории Максвелла — Больцмана определяется время поступательно-поступательной релаксации $\tau_{пп}$. Если в Г., состоящем из двух типов частиц, летящая частица А с массой m_A сталкивается с покоящейся частицей В с массой m_B , то

$$\tau_{пп} = \frac{(m_A + m_B)^2}{n_A m_B} \tau, \quad (26)$$

где τ — время свободного пробега частиц, зависящее от их диаметров. При $m_A = m_B$ время $\tau_{пп} \approx \tau$. В т. п. газе Лоренца, когда $m_A \gg m_B$, $\tau_{пп} \approx (m_A/m_B) \tau$, в газе Рэлея ($m_A \ll m_B$) $\tau_{пп} \approx (m_B/m_A) \tau$.

В реальном Г. появление неоднородности полей p и T , а также макроскопич. потоков приводит к возникновению переноса массы — диффузии, потоки переноса энергии — к появлению теплопроводности и переноса импульса — вязкости. Гл. особенность кинетич. процессов переноса в Г. (в отличие от жидкостей и твёрдых тел) — его столкновительный механизм. Поэтому осн. характеристикой этих процессов в Г. является длина свободного пробега. Кинетич. свойства конкретного Г. определяются соответствующими феноменологич. коэф. С точностью до порядка величины коэф. диффузии D , температуропроводности χ_T и кинематич. вязкости ν_k совпадают друг с другом, одинаково зависят от ср. скорости \bar{v} и длины свободного пробега:

$$D \approx \chi_T \approx \nu_k \approx \bar{v}L, \quad (27)$$

Т. о., рассчитав L , напр., по ф-ле (22) при $n = N_0$ и приняв для \bar{v} значение 10^4 см/с, получим для коэффициентов D , χ_T и ν_k значение, равное 10^{-1} см²/с, что по порядку величины соответствует эксперим. данным.

Коэф. D , χ_T и ν_k пропорциональны $1/n$ и \sqrt{T} , в то время как коэф. теплопроводности λ и коэф. сдвигной вязкости η от n не зависят, и для разреженных Г. также $\approx \sqrt{T}$. Для т. п. газа Кнудсена, в к-ром длина свободного пробега много больше характерных размеров сосуда, λ и η падает вместе с n ; в этом случае процессы переноса имеют смысл только при взаимодействии Г. с поверхностью твёрдого тела или жидкости.

Т. к. $D \approx \chi_T \approx \nu_k$, то при одинаковых значениях характерного размера неоднородности (или дальности распространения этой неоднородности) время релаксации плотности, темп-ры или скорости перемещения будет примерно одинаковым:

$$\tau \sim l^2/K, \quad (28)$$

где $K = D$, χ_T или ν_k .

Более строгая теория переноса, основанная на рассмотрении систем кинетич. ур-ний, часто не допускает привнесённой интерпретации с помощью длин свободного пробега, что объясняется необходимостью учёта (особенно при больших плотностях) сложного характера межмолекулярных взаимодействий, к-рые нельзя представлять как столкновение уругуз шариков, и, кроме того, нарушением локального равновесия, что характерно, напр., для газа Кнудсена.

Рассмотрим условия равновесия системы, состоящей из двух сосудов с Г., соединённых друг с другом тонкой диафрагмой с отверстием; в сосудах поддерживаются равные темп-ры T_1 и T_2 . Если длина свободного пробега L много меньше характерных размеров сосуда $\langle l \rangle$ (т. е. с л. о. Кн и у д с е н а $k_{ij} = L/\langle l \rangle \ll 1$), то условием равновесия будет равенство давлений в сосудах $p_1 = p_2$, т. е. $n_1 k T_1 = n_2 k T_2$ или

$$n_1/n_2 = T_2/T_1. \quad (29)$$

Т. о., в этом случае плотность Г. выше в сосуде с более низкой темп-рой. Из случая сильно разреженного Г., когда $k_{ij} \gg 1$ (газ Кнудсена), условием равновесия будет не равенство давлений, а равенство потоков, идущих из разных сосудов навстречу друг другу. Согласно (16), получим:

$$n_1 \bar{v}_1 = n_2 \bar{v}_2, \quad (30)$$

и, учитывая, что $\bar{v} \sim \sqrt{T/m}$,

$$n_1/n_2 = \sqrt{m_1 T_2/m_2 T_1}, \quad (31)$$

т. е. в условиях вакуума (во всяком случае, при $k_{ij} \gg 1$) концентрация частиц в системе сообщающихся сосудов выше там, где выше темп-ра.

Один из наиб. общих и обоснованных подходов к разработке ур-ний состояния реальных Г. основан на т. п. вирьяльном разложении по степеням V :

$$pV = RT \left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \right), \quad (32)$$

к-рое достаточно адекватно для состояний, удалённых от критич. точки. Вирьяльное разложение возможно также по степеням p :

$$pV = A + Bp + Cp^2 + \dots \quad (33)$$

В ур-ниях (32) и (33) вирьяльные коэф. A , B в т. д. зависят только от темп-ры. При $V \rightarrow \infty$ или $p \rightarrow 0$ ур-ния (32) и (33) преобразуются в ур-ния состояния идеального Г.

С межмолекулярным взаимодействием связано также изменение темп-ры реального Г. при протекании его с малой пост. скоростью через пористую перегородку (дресселирование), см. Джоуля — Томсона эффект). При этом в зависимости от условий может происходить охлаждение Г. и его нагрев; при т. н. темп-ре инверсии темп-ра сохраняется.

Внутр. строение молекул Г. слабо влияет на термич. свойства — давление, темп-ру, плотность — и на связь между ними. Существенное значение в первом приближении играет только молекулярная масса. Калорические свойства Г. (теплоёмкость, энтропия и др.), напротив, существенно зависят от строения молекул. От него также зависит и электрич., и магн. свойства Г. Там, для расчёта теплоёмкости Г. при пост. объёме (c_V) необходимо знать число внутр. степеней свободы молекулы. Для точного расчёта калорич. свойств Г. нужно знать также уровни энергии молекул. Для идеального Г. мн. веществ калорич. параметры вычисляются с высокой точностью.

В Г. существуют два механизма поляризуемости молекул — деформационная и ориентационная поляризуемости. Электронные оболочки симметричных частиц, не имеющих собств. дипольного момента, во внеш. электрич. поле деформируются, в результате чего у них появляется дипольный момент в направлении поля. Поляризация газ из полярных молекул (т. е. молекул, обладающих собств. дипольным моментом) в электрич. поле сводится к появлению суммарного электрич. момента вдоль поля. Это явление наз. ориентационной поляризуемостью.

Г., состоящие из молекул, не обладающих собств. магн. моментом (напр., инертные Г., He , CO_2 , H_2O), диамагнитны. Если же молекулы имеют собств. магн.

момент, то Г. — во внеш. магн. поле ведут себя как парамагнетики.

Учёт межмолекулярного взаимодействия и внутр. строения молекул необходим при решении мн. проблем, напр. при исследовании влияния верх. разреженных слоев атмосферы на движение ракет и спутников Земли (см. *Газовая динамика*).

Свойства Г. элементарных частиц (электронного Г., фотонного Г. и др.) изучает квантовая статистика.

Лит.: Ченмен С., Кудлинг Т., Математическая теория теоретических газов, пер. с англ., М., 1960; Панченко В. М., Давыдов И. Н., Химическая кинетика и катализ, 2 изд., М., 1974; Гиббс Ф. В., Уилсон С. К., Крестисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1981; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Спроуд Р., Современная физика, пер. с англ., М., 1974; Хир К., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976; Гордиенко В. Ф., Осипов А. И., Шелухин И. А., Качественные процессы в газах и молекулярные лазеры, М., 1980. Ю. Н. Любимов.

ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА — раздел *гидроаэроакустики*, в к-ром изучаются движения легкоподвижных сред (газообразных и жидких, а также твёрдых — при быстром действии на них очень высоких давлений) с учётом их сжимаемости. К Г. д. в широком смысле следует отнести *акустику*, динамическую метеорологию, электро- и магнитогидродинамику, *динамику разреженных газов*, динамику *плазмы*. В теории разреженных газов и плазмы используется статистич. описание поведения совокупности частиц, составляющих среду. В остальных случаях в Г. д. движение рассматривается в рамках модели сплошной среды с использованием средних по малому объёму значений массы, импульса и энергии.

Г. д. — теория основ мн. областей совр. техники. Результаты Г. д. необходимы при проектировании летат. аппаратов, ракет и их двигателей, при расчёте турбин и компрессоров, при расчёте движения артиллерийских снарядов в канале ствола и их траекторий в атмосфере, при расчёте горения и детонации топлив и взрывчатых веществ, при определении действия взрывных волн на препятствия, при описании высокоскоростного соударения твёрдых тел и во мн. др. случаях. В свою очередь, потребности техники стимулируют быстрое развитие Г. д. и расширение круга рассматриваемых в ней задач. Г. д. оказалась значит. влияние на развитие ряда направлений математики — теорию разрывных решений дифференц. ур-ний, теорию ур-ний смешанного типа и др.

При небольших скоростях движения газа и при отсутствии мощных тепловых потоков извне или тепловыделение внутри газа изменения темп-ры и давления, а следовательно, и плотности газа невелики даже в том случае, если вся его кинетич. энергия перейдёт в теплоту в результате диссипативных процессов или будет затрачена на работу сжатия газа. При большой скорости кинетич. энергия газа сравнима с внутр. тепловой энергией или даже велика по сравнению с ней. Поэтому при больших скоростях небольшое относительное изменение скорости может приводить к весьма значит. изменениям давления, темп-ры и плотности. Мощное тепловыделение внутри движущегося газа или приток теплоты извне также могут служить причиной значит. изменения плотности. Т. о., Г. д. изучает течения газа, происходящие при наличии больших разностей давлений и темп-ры и при больших скоростях. Необходимость учёта сжимаемости, т. е. изменения состояния газа при движении, тесно связывает Г. д. с *термодинамикой*.

В большинстве задач Г. д. движущийся средой является воздух. При теоретич. рассмотрении этих задач воздух во мн. случаях можно считать совершенным газом с постоянными теплоёмкостями. Линь при низких темп-рах и высоких давлениях благодаря действию межмолекулярных сил возникают заметные отклонения от совершенного газа; при высоких темп-рах и низких давлениях отклонения вызываются процессами

диссоциации и ионизации. Для воздуха при нормальной плотности диссоциацию можно не учитывать до темп-р ~2000 К, а ионизацию до 10 000 К. При темп-рах, больших 500 К, но меньших, чем те, при к-рых начинается диссоциация, воздух можно считать совершенным газом с перем. теплоёмкостью, т. к. вследствие возбуждения колебат. степеней свободы молекула теплоёмкость воздуха возрастает.

Особенности течений сжимаемого газа. Важнейшей особенностью газодинамики, явленной состоит в сильнейшей описываемых их дифференц. ур-ний, что вызывает значит. трудности теоретич. исследования газодинамич. задач. Важное свойство течений газа состоит в том, что возмущения в газе распространяются с конечной скоростью. Малые возмущения давления распространяются в газе со скоростью звука. Если источник слабого возмущения помещён в равномерный поток воздуха, движущийся со скоростью v меньшей, чем скорость

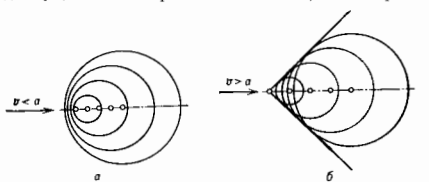


Рис. 1. Распространение слабых возмущений: а — в дозвуковом потоке, б — в сверхзвуковом потоке.

звука a ($Маха\ число\ M = v/a < 1$), то возмущения распространяются во все стороны и могут достичь любой точки потока. Если скорость потока сверхзвуковая ($M > 1$), то возмущения сносятся вниз по течению и не выйдут за пределы конуса возмущений (рис. 1).

Свойства возмущений конечной интенсивности, связанных с повышением и понижением давления, существенно различаются. Для обычно рассматриваемых сред — т. е. нормальных газов — крутизна кривой, характеризующей распределение давления в волне сжатия в процессе её распространения по однородному покоящемуся газу, увеличивается, т. к. фазы волны сжатия, где давление выше (и скорость звука боль-

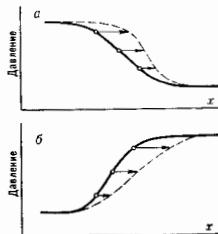


Рис. 2. Распространение возмущения давления конечной интенсивности в газе, связанное: а — с повышением, б — с понижением давления.

ше), распространяются с большей скоростью (рис. 2, а). Крутизна фронта даже волн малой интенсивности становится настолько большой, что изменение давления и др. величин можно приблизительно считать происходящим в бесконечно тонком слое — на поверхности разрыва. Эти поверхности наз. ударными волнами или скачками уплотнения. Скорость распространения скачков уплотнения в газе больше скорости звука и увеличивается с ростом интенсивности скачка. При распространении возмущений конечной интенсивности, связанных с уменьшением давления (рис. 2, б), крутизна возмущения уменьшается, т. к. фазы волны разрежения, где давление меньше, распространяются с меньшей скоростью. Поэтому волна разрежения «растягивается» и изменение давления и др. параметров в ней, в отличие от ударной волны, происходит на отрезке

конечной длины. Ударные волны могут возникать, напр., при взрыве заряда, при торможении сверхзвуковых потоков в каналах, при движении в воздухе тел с сверхзвуковой скоростью. В последнем случае возникает *волновое сопротивление*, связанное с термодинамически необратимым нагреванием газа при торможении его в ударной волне.

Уравнения газовой динамики. Т. к. при теоретич. изучении задач Г. д. параметры газа могут испытывать разрывы на нек-рых поверхностях внутри области течения, то исходные ур-ния Г. д. записываются в интегральной форме для конечных объемов газа. Из этих интегральных соотношений в областях непрерывного движения следуют дифференц. ур-ния Г. д. Если не учитывать вязкости и теплопроводности газа, то скорость газа v , его давление p и плотность ρ в точках области, где они непрерывны, должны быть связаны ур-ниями:

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho F - \text{grad } p,$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\text{div } v,$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(U + \frac{v^2}{2} \right) = \rho F v - \text{div } p v + p \rho.$$

Первое ур-ие — *Эйлера уравнение* гидродинамики — связывает ускорение жидкой частицы (т. е. объёма, состоящего из одних и тех же материальных точек, размеры к-рого малы по сравнению с характерным размером задачи) с внеш. массовой силой F и силой, приложенной к частице со стороны соседних частиц жидкости. Оно является обобщением 2-го закона Ньютона (закона сохранения кол-ва движения) применительно к движению жидкой частицы. Второе ур-ие служит выражением закона сохранения массы (скорость относительного изменения плотности частицы равна — с обратным знаком — скорости относительного изменения объёма). Третье ур-ие выражает закон сохранения энергии: изменение внутренней энергии U и кинетич. энергии частицы газа происходит вследствие работы внеш. массовых и поверхностных сил и притока теплоты (где q — приток теплоты к единице массы газа за единицу времени).

При наличии разрывов величин, характеризующих течение газа, в точках поверхности разрыва должны быть выполнены условия, также вытекающие из закона сохранения массы, ур-ния кол-ва движения и закона сохранения энергии. Существуют поверхности разрыва, сквозь к-рые отсутствует поток вещества (т. н. тангенциальные разрывы). *Ударная волна* является поверхностью разрыва, к-рая пересекается частицами. При переходе через такую поверхность разрыва энтропия частиц изменяется, причём для обычно рассматриваемых сред так, что энтропия увеличивается тогда, когда плотность и давление возрастают, а скорость уменьшается. В противном случае энтропия уменьшается. Т. к. в соответствии со вторым законом термодинамики при адиабатич. процессах энтропия не может уменьшаться, то в таких средах скачки разрежения невозможны, а существуют только скачки уплотнения. При этом скорость газа перед скачком — сверхзвуковая.

В ряде задач, когда нужно учитывать происходящие в газе внутр. процессы — хим. реакции между его компонентами, диссоциацию, возбуждение внутр. степеней свободы и т. п., эти процессы нельзя считать равновесными и необходимо учитывать их конечную скорость. Ур-ния Г. д. должны быть при этом дополнены кинетич. ур-ниями для скоростей соответствующих процессов. Эта ветвь Г. д. наз. иногда физ.-хим. Г. д. или релаксационной Г. д. Она лежит в основе расчётов течений реагирующих газов, ряда областей теории горения, теории газодинамич. и хим. лазеров, теории гиперзвукового обтекания тел и др.

Разделы газовой динамики и рассматриваемые в них задачи. Одним из важных разделов Г. д. является изу-

чение т. н. в *у т р е н н*х течений газа в трубах и каналах, в частности в соплах и диффузорах реактивных двигателей и аэродинамич. труб. В яриближенных методах исследования этих течений параметры газа считаются постоянными по сечению трубы или канала; изучаются течения в нек-рых газовых машинах, напр. в элементах компрессоров и газовых турбин, и др.

Широкий круг задач Г. д. связан с изучением в е ш н е г о обтекании тел газом. Для расчёта обтекания идеальным газом тонких тел, вносящих в поток лишь малые возмущения, разработаны методы, основанные на линеаризации ур-ний движения. Эти методы теряют силу при скоростях, близких к скорости звука (см. *Околозвуковое течение*), и при больших сверхзвуковых скоростях (см. *Гиперзвуковое течение*). При таких скоростях даже при обтекании тонких тел существуют нелинейные эффекты.

На основании установленных теоретич. путём законов подобия можно перенести результаты исследования обтекания одного тонкого тела при одном значении числа M на случаи обтекания других тел при том же значении числа M или того же тела при др. значении числа M .

Расчёт обтекания сжимаемым газом тел конечной толщины вызывает значит. трудности. Получены точные решения лишь нек-рых задач об обтекании при $M > 1$ в простейших тел, напр. круглого конуса и клина. В более сложных случаях течений около тел другой формы при $M > 1$ с успехом используются численные методы расчёта, в частности метод характеристик, метод сеток и др. *Дозвуковое течение* ($M < 1$) является более сложным для матем. исследования, что связано гл. обр. с трудностями при формулировании граничных условий для дифференц. ур-ний эллиптич. типа из-за того, что в дозвуковых потоках возмущения распространяются во все стороны.

Наиб. трудности связаны с изучением обтекания тел смешанным потоком, когда в части области, занятой движущимся газом, скорость газа больше скорости звука, а в др. части меньше её, что имеет место, напр., при сверхзвуковом обтекании тел, имеющих затупленную головную часть. В решении сложных задач Г. д. имеются значит. успехи, связанные с использованием численных методов для решения систем конечно-разностных ур-ний, однако для многих важных задач Г. д. всё ещё нет теорем о существовании, единственности и устойчивости решения.

Ещё одно направление газодинамич. исследований связано с задачами о неустановившихся движениях. К ним относятся, в частности, задачи внутр. баллистики, задачи о распространении и действии взрывных и детонационных волн, вопросы работы ударных труб, задачи о пульсациях давления и др. параметров в открытых зонах, о нестационарных движениях газа в газопроводах и др. Мн. задачи об одномомерных неустановившихся движениях могут быть решены численными методами. Большое значение для понимания качественных особенностей явлений имеют найденные точные решения задач о сильном точечном взрыве, о поведении произвольного разрыва в нач. распределениях параметров газа, о распространении сферич. детонационной волны и др. Важный раздел Г. д. — теория газовых струй. Теория турбулентных струй с учётом сжимаемости развивается, как и в случае несжимаемой жидкости, на полуматрич. основе. Она применяется, в частности, для расчёта эжекторов.

Учёт вязкости и теплопроводности газа в задачах об обтекании тел и в ряде задач о течениях газа в трубах и каналах производится во мн. случаях на основе теории *пограничного слоя*. В отличие от течений несжимаемой жидкости, в случае газа задачи об определении поверхностного трения и об определении темп-ры и тепловых потоков связаны друг с другом. Специфическим для околозвуковых и сверхзвуковых течений газа является взаимодействие между пограничным

слоем и внеш. потоком, происходящее при отрыве пограничного слоя в месте, где возмущение в потоке скачки уплотнения приближаются к обтекаемой поверхности. При большой сверхзвуковой скорости значит. часть кинетич. энергии летящего тела переходит в теплоту, разогравая прилегающий к телу слой газа и обтекаемую поверхность (см. *Аэродинамический нагрев*). Толщина возмущенного слоя газа между поверхностью обтекаемого тела и ударной волной при этом может быть того же порядка, что и толщина вязкого слоя; поэтому в таком случае вязкость сильно влияет на всё возмущенное течение.

Целью решения всех перечисленных задач Г. д., как внутренних, так и внешних, является определение силового, теплового и физ.-хим. воздействия движущегося газа на омываемые им поверхности, а в нек-рых случаях — еще и полных полей газодинамич. параметров во всей области течения.

Методы Г. д. проникли в астрофизику и космологию, где они применяются для решения задач о движении космич. газовых масс и об их эволюции. При рассмотрении таких задач приходится учитывать действие гравитационн. сил, а также действие на газ эл.-магн. полей. В связи с этими задачами, а также нек-рыми задачами о движении газа при высокой темп-ре, возникающими, напр., при создании магнетогазодинамич. генераторов электроэнергии или при решении проблемы управления термоядерных реакций, быстро развиваются разделы, связывающие Г. д. с электродинамикой и физикой высоких темп-р — *магнитная гидродинамика* и динамика ионизованного газа (*плазма*).

Зам. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розен В. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2, 4 изд., М., 1963; Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; его же. Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Ландау Л. Д. и Лифшиц Л. П. Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Лойцяковский Г. Г. Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Абрамович Г. Н., Привалов Г. А. Газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Станюкович К. П., Мусхелишвили М. С. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. Ю. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамич. явлений, 2 изд., М., 1968; Крайнов А. Е., Варданянц задачи газовой динамики, М., 1979; Осенин Ю. Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ универсальная (молярная) (R) — фундаментальная физ. константа, входящая в ур-ние состояния 1 моля идеального газа: $pV = RT$ (см. *Клапейрона уравнение*), где p — давление, V — объём моля, T — абс. темп-ра. Г. п. численно равна работе расширения 1 моля идеального газа под пост. давлением при нагревании на 1 К. С др. стороны, Г. п. — разность молярных теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме: $c_p - c_v = R$ (для газов, близких по своим свойствам к идеальному). Численное значение Г. п. в единицах СИ (из 1984): $R = 8,3144(26) \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$. В др. единицах: $R = = 8,314 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль} \cdot \text{К)}$ и $1,987 \text{ ккал/(моль} \cdot \text{К)}$ ($= 82,057 \text{ см}^3 \cdot \text{атм/(моль} \cdot \text{К)}$). Физ. постоянная $B = R/\mu$ (где μ — молекулярная масса газа) наз. у дельной Г. п.

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер с активной средой в виде газов, паров или их смесей. Как и всякий лазер, Г. л. содержит *активную среду*, обладающую усилением на одной или неск. линиях в оптич. диапазоне спектра, и *оптический резонатор* (в простейшем случае состоящий из двух зеркал, между к-рыми помещена активная среда).

Особенности Г. л. определяются свойствами активной среды — плотность к-рой меньше в широких пределах (давление от 10^{-3} мм рт. ст. до десятков атмосфер), однако она значительно меньше, чем в конденсированных средах. По этой причине газовая активная среда в большинстве случаев прозрачна в широкой области спектра и обладает узкими линиями поглощения и излучения. Г. л. могут генерировать узкие линии излучения, лежащие в широкой области спектра, в т. ч. и в дальней коротковолновой (где нет прозрачных конденсированных сред), Г. л. позволяют получать предельно узкие и стабильные линии генерации. Малая плотность активной среды определяет малость температурных изменений показателя преломления. Это позволяет сравнительно легко получать с Г. л. предельно малую (дифракционную) расходимость излучения. Многообразие физ. процессов, приводящих к образованию *инверсии населённости*, создаёт большое разнообразие типов, характеристик и режимов работы Г. л. Возможность быстрой прокачки газовой активной среды через оптич. резонатор позволила в Г. л. достичь рекордно больших ср. мощностей излучения.

Г. л., работающие в непрерывном и импульсном режимах, существенно различаются как конструктивно, так и по характеристикам. Для непрерывной генерации требуется, чтобы механизм накачки обеспечивал стационарную во времени инверсию населённости уровнев. возбуждение верхнего и возможно быстрый распад (осуществление) нижнего уровней. В импульсном режиме можно обеспечить высокую скорость накачки и легче избежать перегрева активной среды.

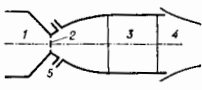
По характеру возбуждения активной среды Г. л. принято подразделять на след. классы: *газоарзрядные лазеры*, Г. л. с оптич. возбуждением (см. *Оптическая накачка*), Г. л. с возбуждением заряд. частицами, *газодинамические лазеры*, *линейные лазеры*. По типу переходов, на к-рых возбуждается генерация Г. л., различают Г. л. на атомных переходах, молекулярных лазерах, молекулярные лазеры на электронных, колебательных и вращательных переходах молекул и *экзимерные лазеры*. По механизмам образования инверсии населённости выделяют Г. л. с возбуждением электронным ударом, с передачей возбуждения от частиц впомогат. газов, рекомбинационные Г. л., Г. л. с прямым оптич. возбуждением, фотодиссоционные Г. л. и др. В ряде случаев реализуются комбинированные возбуждение и сложные механизмы инверсии.

С Г. л. получена генерация на более чем 6000 отдельных линиях в очень широкой области спектра от вакуумного УФ до субмиллиметровых волн. Г. л. посвящается примерно половина научных публикаций по лазерам, из них более 60% — газозарядным лазерам. Конструктивные особенности, мощность генерации, вид и др. характеристики Г. л. меняются в очень широких пределах. Большое число Г. л. разл. типов выпускается серийно.

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД — прохождение электрич. тока через газ, сопровождающееся совокупностью электрич., оптич. и тепловых явлений. Подробнее см. *Электрические разряды в газах*.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР — газовый лазер, в к-ром инверсия населённости создается в системе колебат. уровней энергии молекул газа путём адиабатич. охлаждения нагретых газовых масс, движущихся

Рис. 1. Схема газодинамического лазера: 1 — фораматра; 2 — критическое сечение сопла; 3 — оптич. резонатор; 4 — диффузор; 5 — газовый тракт для подвода CO_2 в случае лазера с подмешиванием.



со сверхзвуковой скоростью. Г. л. состоит из нагретых, сверхзвукового сопла (или набора сопел, образующих т. н. сопловую решетку), *оптического резонатора* и диффузора (рис. 1). В нагретеле происходит тепловое возбуждение специально подобранной смеси газов (в результате сгорания топлива или подогрева с помощью электрич. разрядов и ударных волн). При течении газа в сверхзвуковом сопле смесь быстро охлаждается. Необходимая для возбуждения генерации инверсия населённости энергетич. уровнем рабочего компонента смеси достигается, если: 1) скорость опусто-

шения (релаксация) вниз, уровня лазерного перехода в процессе расширения выше скорости релаксации верх. уровня; 2) время опустошения верх. уровня больше характерного т. н. газодинамич. времени и (временя движения газа до резонатора). Если для опреде. пары энергетич. уровней эти условия выполнены, то из-за сильной зависимости времён релаксации от темп-ры и плотности газа, начиная с нек-рого момента от начала расширения, быстрое падение населённости верх. уровня сменяется медленным, тогда как населённость нижнего продолжает уменьшаться с заметной скоростью. Часть избыточной энергии верх. уровня может быть трансформирована в резонаторе в энергию лазерного луча. Диффузор служит для торможения потока и повышения давления газа, к-рый выбрасывается в атмосферу.

Активный среда. Указанным требованиям наиб. полно отвечают колебат. состояния молекул, обладающие большими временями жизни (по сравнению с электронными и вращательными уровнями). Процессы колебат. релаксации позволяют осуществить: полную инверсию колебат. уровней и т. н. частичную

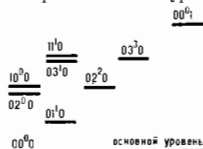


Рис. 2. Схема нижних колебат. уровней энергии молекулы CO₂ (цифры — колебат. квантовые числа, степень — вырождение деформационного колебания).

воли генерации $\lambda=10,4-9,4$ мкм (рис. 2). Уровень 001 соответствует асимметрии колебаниям молекулы CO₂, уровни 100 и 020 — колебаниям деформационного и симметричного типов. Однако в чистом CO₂ необходимое соотношение времён релаксации этих уровней не выполнено. Это соотношение сдвигается в нужную сторону при добавлении опреде. кол-ва молекул H₂, H₂O, атомов He и др. Их соотношению с молекулами CO₂ соответствуют нижние лазерные уровни (100 и 020) значительно быстрее, чем уровень 001. Увеличение запаса колебат. энергии в охлаждённом газе достигается также введением в газовую смесь в форкамере донорного газа, молекулы к-рого релаксируют медленно и способны быстро передавать запасённую в них энергию на уровни соответствующей асимметрии колебаниям молекулы CO₂. Газ донорного газа обычно выполняет возбуждённые молекулы N₂ колебат. уровни к-рых близки к уровням молекулы CO₂.

Г. л. на продуктах сгорания является простейшим Г. л., имеющим практич. значение. В форкамере сжигается углеводородсодержащее топливо в воздухе, горячие продукты сгорания пропускаются через солевой аппарат и резонатор (рис. 1). В зависимости от используемого топлива и условий его сжигания давление P, темп-ра T₀ и хим. состав продуктов в форкамере меняются в широком пределах (p₀ = 5—100 атм., T₀ = 1500—3000 К). Таким способом, как правило, не удаётся получить высокой эффективности. Г. л. на продуктах сгорания имеет низкий кд (<1%). Это обусловлено тем, что только 7—10% от энергии сгорания идёт на возбуждение колебат. уровней молекулы CO₂. Кроме того, из-за релакс. потерь энергии в потоке невысокого отношения энергии кванта лазерного излучения к энергии кванта, необходимого для возбуждения асимметр. колебания молекулы CO₂ (квантового кд), и относительно небольшой эффективности резонатора не весь энергетический запас может быть трансформи-

рован в лазерное излучение. Реально в Г. л. на продуктах сгорания энергия, излучаемая в единицу массы сжигаемой смеси (уд. энергия излучения) ≤ 20 кДж/кг, а показатель усиления $\alpha \leq 0,5-1,0$ м⁻¹.

Другие типы Г. л. Один из путей повышения эффективности Г. л. состоит в снижении релакс. потерь запасённой колебат. энергии. Из-за сравнительно высоких скоростей релаксации колебат. уровней молекулы CO₂ практически вся термевая средой энергия преобразуется в тепло, причём это происходит в околократ. части сола, где высоки темп-ра и плотность газа. Отсутствие CO₂ в этой части потока снижает до минимума потери энергии. Поэтому необходимым кол-во CO₂ вводит в поток возбуждённого донорного газа в сверхзвуковую или околозвуковую часть сола. При этом темп-ра вводимого CO₂ может быть низкой ($\leq 200-300$ К). В таком варианте Г. л. (Г. л. «с подмешиванием») появляется доплит. возможность повышения полного числа колебат. возбуждённых молекул за счёт нагревания донорного газа до более высоких темп-р T₀ = 4000—5000 К. Уд. энергия излучения достигает 50—100 кДж/кг, показатель усиления 3—5 м⁻¹, полный кд — 2—3%.

Эффективность Г. л. повышается и в том случае, когда хотя бы часть запасённой энергии удаётся преобразовать в лазерное излучение с большим квантовым кд. В случае CO₂ эта возможность связана с т. н. каскадной генерацией одномерного на двух переходах 004—100(020) и 100(020)—010. Последний имеет квантовый кд 71,6%. Условия для возникновения двухквантовой генерации более жёсткие, чем в одноквантовом режиме. Они легче достигаются в Г. л. «с подмешиванием». По мере вывода каскадного излучения из резонатора внутр. энергия системы падает и условие двухквантовой генерации перестаёт выполняться. Оставшаяся в среде колебат. энергия (верх. переход) трансформируется в лазерное излучение следующим, расположенным ниже по потоку резонатором, настроенным на переходы 004—100(020).

Г. л. на CO₂ работают также на др. колебат. переходах, напр. на переходах 030—100(030)—020 и 020—010 ($\lambda=18,4, 16,7$ и 16,2 мкм). В этом случае необходимы замораживание как можно большей энергии в системе уровней деформ. и симметр. колебаний молекулы и охлаждение газа до темп-р $\leq 70-100$ К. Наилучшие результаты получены для смеси CO₂ с Ar и Ne и сопловых аппаратов с большими степенями расширения. В качестве рабочего компонента в Г. л. используются и др. трёхатомные молекулы (N₂O, COS, CS₂).

Деятельность др. типа Г. л. основано на инверсии в системе колебат. вращат. уровней в двухатомных гетероядерных молекулах (CO, HCl и др.). Инверсия возникает между вращат. подуровнями разд. возбуждённых колебат. уровней. Если это возбуждение мало, то вращат. подуровни, между к-рыми имеется инверсия, соответствуют очень большим значениям вращат. квантового числа, а потому имеют малую населённость. Это, в свою очередь, определяет малый показатель усиления, недостаточный для возбуждения генерации. Генерация возбуждается, если т. н. колебат. темп-ра T_{код} (эфф. темп-ра с к-рой заселены колебат. уровни) и темп-ра газа T находится в соотношении T_{код}/T > 1. Наиб. высокое значение T_{код} расширяющейся газа может быть сохранено в системе слабо релаксирующих уровней, напр. в системе уровней молекулы CO ($\lambda=5$ мкм). Необходимое охлаждение газа достигается в сопловых аппаратах с высокой степенью расширения.

Лит.: Кокинхов В. К., Прохоров А. М. Второе начало термодинамики и квантовые генераторы с тепловым возбуждением, «УФН», 1976, т. 119, с. 541; Лосев С. А., Газодинамические лазеры, М., 1977; Андерсон Д., Газодинамические лазеры: введение, пер. с англ., М., 1979; Бирюков В. И. и др. В. А. Газовые лазеры на каскадных переходах линейных трёхатомных молекул, «Квантовая электроника», 1981, т. 8, с. 2371; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. А. С. Бирюков.

ГАЗОПРОНИЦАЕМОСТЬ — способность конденсированных тел пропускать газовые потоки. Г. относится к *переносу явлениям* и вызывается градиентом *химических потенциалов*.

Процесс Г. состоит из неск. стадий: поглощения частиц газа поверхностью конденсир. среды, прохождения газа через неё, выделения газа на противоположной поверхности конденсир. тела и десорбции частиц газа с поверхности. Любая из этих стадий может сопровождаться десорбцией молекул газа, газ может ионизоваться или вступать с молекулами (атомами) конденсир. среды в хим. реакции. На заключит. стадии Г. частицы могут вновь ассоциировать.

Возникновение движущих сил, приводящих к Г., связано с наличием градиента температур, электрич., гравитач. полей, градиента концентрации и (или) связанного с ними градиента парциальных давлений газов в разл. средах.

В зависимости от соотношения между ср. длиной свободного пробега \bar{l} частиц газа и ср. диаметром каналов \bar{d} газопроводящей среды существует неск. типов Г.: 1) при $\bar{d} \gg \bar{l}$ — ламинарный Г.; 2) при $\bar{d} \sim \bar{l}$ — молекулярная, эффузионная, или кнудсеновская Г.; 3) при $\bar{d} \ll \bar{l}$ — диффузионная Г. Последний случай осуществляется посредством разл. видов *диффузии* и растворимости газа. Так, в кристаллич. телах диффузия Г. идёт как по границам зёрен, так и внутри отд. кристаллов; как правило, она имеет анизотропный характер.

Поток Q газа при ламинарной и эффузионной Г. определяется ур-нием

$$Q = v(p_1 - p_2), \quad (1)$$

где v — проводимость среды, p_1 и p_2 — давление газа на поглощающую и десорбирующую поверхности среды, пропускающей через себя газ. Ламинарный и эффузионный потоки различаются величиной v . Для линейной одномерной диффузии на основе первого Фика закон потока через поверхность площадью S в единицу времени равен:

$$q = Q/S = -D \frac{dc}{dx}, \quad (2)$$

где D — коэф. диффузии, c — концентрация, x — координата распространения диффузионного потока. Согласно Генри закону, концентрация газа в конденсир. теле пропорциональна p , если молекулы газа в газовой и конденсир. фазах неизменны:

$$c = \Gamma p \quad (3)$$

(Γ — константа Генри). Если молекулы газа в конденсир. среде диссоциируют, то

$$c = \Gamma p^{1/n}, \quad (4)$$

где n — число фрагментов, на к-рые распадается молекула.

Закон Генри (3) справедлив для растворимости газов в молекулярных жидкостях, для к-рых

$$q = -D \Gamma \frac{dp}{dx}. \quad (5)$$

Величина Γ в (3), (4) и (5) различна и может быть вычислена. Так, при растворении азота и водорода в жидком железе при 1000°C, согласно (4), можно получить $\Gamma_N = 0,043 \text{ атм}^{-1/2}$ и $\Gamma_H = 0,0027 \text{ атм}^{-1/2}$. Произведение $D \cdot \Gamma = k$ иногда наз. коэф. Г. Поскольку скорость диффузии и растворимость зависят от темп-ры T , то и $k = k(T)$.

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА — плазма *электрических разрядов в газах*. Подробнее см. в ст. *Низкотемпературная плазма*.

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА — приборы, в к-рых электрич. энергия преобразуется в оптич. излучение при прохождении электрич. тока через газы или пары металлов. Подробнее см. в ст. *Источники оптического излучения*.

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ — наиболее распространённый класс *газовых лазеров*, в к-рых для формирования активной среды используются электрич. разряды в газах. При переходе к давлениям газа по порядку атмосферного и выше (необходимого для повышения мощности Г. л.) появляющиеся неустойчивости разряда делают активной средой неоднородной и непригодной для возбуждения генерации. Для повышения устойчивости разряда используют предионизацию разрядного объёма ионч. заряд. частиц, ионизомат, разрядом, коротковолновым (оптич. или рентг.) излучением. В Г. л. высокого давления часто применяют поперечный разряд обычно с предионизацией (ТЕА-лазер, от англ. *transverse excitation atmospheric*).

Газоразрядные лазеры на атомных переходах

Возбуждение электронным ударом позволяет получать непрерывную и импульсную генерацию на большом числе квантовых переходов разл. атомов в видимой части спектра (в основном атомов инертных газов) и ул. обр. в ИК-области. Прямым электронным ударом наиб. эффективно возбуждаются уровни, связанные с осн. состоянием атома разрешёнными переходами. Непрерывная инверсия населённости рабочих уровней в трёхуровневой системе в большинстве случаев образуется за счёт опустошения (распада) нижнего рабочего уровня спонтанным излучением (см. *Лазер*). Мощность и кнд Г. л. этого типа невелики, но они просты в изготовлении и эксплуатации. Для их возбуждения используют *тепловой разряд* или *высококачественный разряд*. На ряде линий достигается высокий коэф. усиления (напр., $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ на $\lambda = 3,51 \text{ мкм}$). Пример — Г. л. на переходах атома Хе.

В *импульсном режиме* наиб. практич. интерес представляет генерация на т. самоограниченных переходах, ниж. уровни к-рых метастабильны. Длительность существования инверсии населённости на таких

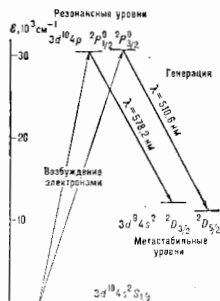


Рис. 1. Схема уровней атома Си, участвующих в генерации.

переходах ограничена накоплением частиц на ниж. уровне; она не больше времени жизни частиц на верхнем рабочем уровне (рис. 1; обозначения уровней см. в ст. *Атомные спектры*). Наиб. мощность и эффективность генерации достигнута на переходах с первого резонансного уровня, т. к. он наиб. эффективно заселяется электронами. На самоограниченных переходах ряда атомов (Си, Ва, Мп, Рб, Ау, Еи и др.) получена генерация со ср. мощностью $> 1 \text{ Вт}$ при относительно высоком кд $0,1\text{--}1\%$. Эти Г. л. обычно работают с высокой частотой повторения импульсов (5—20 кГц) и обладают высоким усилением. Нандлищные характеристики имеют Г. л. на парах Си ($\lambda = 510,6$; 578,2 нм), ср. мощность генерации к-рых приближается к 100 Вт при кнд $\sim 1\%$.

Перелача возбуждения от долгоживущих частей, в нем-рых Г. л. в образовании инверсии населенностей помимо электронного удара важную роль играет процесс резонансной передачи энергии от долгоживущих метастабильных атомов (до и о р у н ы й г а з). В частности, в первом и наиб. распространенном Г. л. [А. Джаван (A. Javan), У. Беннетт (W. Bennett) и

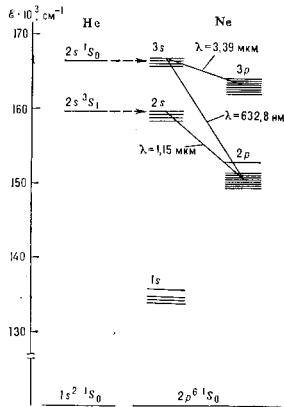


Рис. 2. Схема уровней He и Ne.

Д. Херриотт (D. Herriott), 1961] происходит передача возбуждения от атомов He атомам Ne, в результате чего селективно заселяются некие уровни Ne (рис. 2). Генерация может быть получена на большом числе переходов, стрелками показаны используемые обычно переходы. Ниж. уровни этих переходов достаточно быстро опустошаются спонтанным излучением, что обеспечивает генерацию в непрерывном режиме.

Для возбуждения He-Ne-лазера используют тлеющий разряд. Усиление — лишь неск. % за 1 проход, и генерация возникает только при применении зеркал с малыми потерями (см. *Оптический резонатор*). Мощность излучения He-Ne-лазера варьируется от 1 до 100 мВт, его кд < 0,1%. Однако, он прост и технологичен; особенно широко используется «красный» переход ($\lambda = 632,8$ нм).

Ионные Г. л. Непрерывная и импульсная генерация на большом числе переходов (неск. сотен линий в видимой и УФ-областях спектра) получена возбуждением электронами атомарных ионов разл. кратности. Наиб. распространены непрерывные лазеры, генерирующие на переходах ионов инертных газов. Непрерывный Ar⁺-лазер генерирует на 10 линиях в синев-зеленой области спектра в диапазоне 454,5—528,7 нм. Заселение верхних рабочих уровней в нем осуществляется ступенчатым возбуждением электронами через основное и метастабильные состояния иона, а также каскадами (неск. последоват. переходов) с более высоких уровней. Нижние рабочие уровни быстро опустошаются спонтанным излучением. В пром. Ar⁺-лазерах достигаются мощности генерации 1—40 Вт (в лаб. образцах — до 500 Вт) при кд ~ 0,1%. Для возбуждения Ar⁺-лазера применяется сильноточный разряд в узких трубках с плотностями тока порядка сотен А/см². Разрядные трубки (из керамики на основе BeO, графитовых шайб или из покрытых слоем Al₂O₃ шайб, инертно охлаждаемых проточной водой) наполняются Ar до давления в неск. десятых мм рт. ст. Обычно они помещаются

в соленоид, создающий продольное магн. поле ~ 1 кГс. Непрерывный ионный Kr⁺-лазер аналогичен, но обладает несколько худшими характеристиками генерации и генерирует в диапазоне 468—752,5 нм.

Для многих Г. л., генерирующихся на переходах атомных ионов, существен. роль в образовании инверсии играет два процесса — перезарядка ($A^+ + B \rightarrow A + B^+ + *$) и т. н. процесс Пеннинга ($A^+ + B \rightarrow A + B^+ + e$), в к-рых возбужденные состояния иона B⁺ образуются за счёт передачи энергии от иона A⁺ или метастабильного атома инертного буферного газа, чаще всего He или Ne). Перезарядка — резонансный процесс, т. е. имеет заметную эффективность только тогда, когда разность энергий начального и конечного состояний частиц мала ($\Delta E \sim 0,1-1,0$ эВ), что приводит к селективному заселению одного или нескольких близких уровней иона B⁺. Процесс Пеннинга не приводит к селективному заселению уровней, стационарная инверсия в этом случае образуется за счёт быстрого опустошения ниж. уровней. За счёт перезарядки с ионом Ne⁺ инверсия образуется на переходах: Hg⁺, Cd⁺, Zn⁺, Se⁺, Te⁺, J⁺, Tl⁺, As⁺, Cu⁺, Ag⁺, Au⁺, Be⁺; за счёт перезарядки с Ne⁺ — на ионах Tl⁺, Mg⁺, Be⁺, Te⁺, Ga⁺, Sn⁺, Pb⁺, Cu⁺, Ag⁺, Al⁺; перезарядки с Kr⁺ — на ионах Ca⁺ и Sr⁺. Возбуждение процессом Пеннинга приводит к генерации на переходах ионов Cd⁺, Zn⁺, Mn⁺, Sn⁺, Cu⁺. Иногда действуют оба процесса, а также возбуждение электронами и в результате каскадных переходов с уровней, заселяемых указанными процессами. Относит. вклад разных процессов зависит от условий разряда.

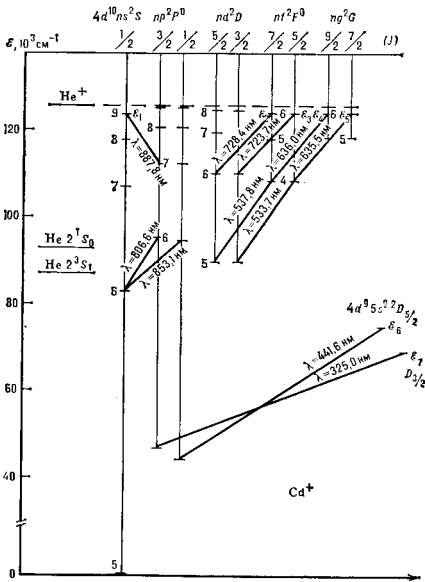


Рис. 3. Схема уровней He и Cd. Возбуждение уровней Cd⁺ $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4, \epsilon_5$ происходит перезарядкой с He⁺; возбуждение уровней $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ — процессом Пеннинга от метастабильного уровня He⁺.

Наиб. распространённый лазер этого типа — He—Cd-лазер. Линии с $\lambda=441,6$ нм и 325,0 нм возбуждаются процессом Пеннинга, все остальные — перезарядкой с ионами He⁺ или каскадами переходов с уровней, заселенных перезарядкой (рис. 3). He—Cd-лазеры ср. размеров позволяют получить мощность генерации в непрерывном режиме ~10–50 мВт на линии $\lambda=441,6$ нм при кд. ~0,1% и неск. мВт на линии $\lambda=325,0$ нм. Близкими характеристиками обладает He—Se-лазер, генерирующий на мн. линиях гл. обр. в зелёной области спектра.

Для возбуждения ионных лазеров этого типа обычно используют тлеющий разряд, пары металла вводятся с помощью катодов. Часто используют также разряд в полом катод и поперечный ВЧ-разряд. При этом хорошо заселяются уровни, возбуждающиеся перезарядкой.

Рекомбинационные лазеры. Инверсия образуется в процессе рекомбинации ионов и электронов. В этом процессе уровни атомов или ионов заселяются не «снизу», а «сверху». Генерация возникает во время посещения импульсного разряда, когда происходит интенсивная рекомбинация. Рекомбинан. лазеры реализованы на мн. переходах атомов и атомарных ионов в УФ-, видимой и ИК-области спектра. Наиболее характеристика генерации получены на линиях иона Sr⁺ ($\lambda=430,5$ и 416,2 нм) и Ca⁺ ($\lambda=373,7$, 370,6 нм). Скорость рекомбинации резко растёт с уменьшением энергии (охлаждением) электронов. Для ускорения охлаждения в разряд вводят легкий буферный газ. При давлении 200–600 мм рт. ст. на линиях Sr⁺ получена генерация со ср. мощностью до 2 Вт при кд. ~0,1%. Предполагается, что с помощью рекомбинан. лазеров удастся получить генерацию в КВ-области спектра вплоть до рентгеновой.

Молекулярные лазеры

Электронные переходы молекул. Вероятность возбуждения электронных состояний молекул электронным ударом того же порядка, что и для возбуждения уровней атомов. Однако из-за наличия колебат. и вращат. возбуждений электронные уровни молекул расщепляются на большое число подуровней. При возбуждении в разряде инверсия населённости распределяется по большому числу переходов, в связи с чем на электронных молекулярных переходах труднее получить большое усиление. Эта трудность увеличивается при переходе от простых и лёгких молекул к более сложным и тяжёлым, а также с увеличением темп-ры.

Однако прямое электронное возбуждение позволило получить генерацию на электронных переходах молекул N₂, H₂, D₂, HD, CO, NO. Наиб. распространён N₂-лазер. Прямым электронным ударом

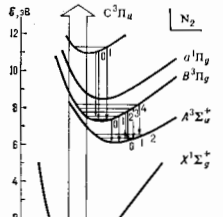


Рис. 4. Кривые потенциальной энергии молекулы N₂, r — расстояние между ядрами.

и нижнего колебат. уровней). Лазер возбуждается, как правило, и поперечном разряде и имеет линейную мощность ~1 мВт при кд до 0,1% и длительности импульса в неск. лс.

Генерация получена и на др. электронных переходах N₂ видимой и ближней ИК-области спектра, а также на переходах CO в видимой и УФ-области спектра, на переходах H₂, D₂ и HD в ближней ИК- и УФ-области спектра, на молекуле NO в ИК-области спектра. Мощности генерации на этих переходах значительно меньше, чем у ВЧ-лазера на N₂.

Мощная генерация получена в смеси N₂+Ar в поперечном разряде высокого давления. В этом случае накачка верхних рабочих уровней молекулы N₂ происходит за счёт процесса передачи энергии от метастабильных атомов Ar. Наиб. мощность получается на переходе C²Π_g → B²Π_g (v' = 0 → v'' = 1), λ = 337,7 нм. В смеси N₂+He при высоких давлениях получена генерация на переходах BΣ_g → XΣ_g молекулярного иона N₂⁺. Это пока единств. случай генерации на электронных переходах молекулярного иона. Наиб. интенсивная генерация с λ = 427,8 нм. Осн. механизм накачки верхних лазерных уровней — переаэражда на ионе He⁺.

Экимерные и аксициклетные лазеры генерируют на электронных переходах молекул, существующих в виде прочных соединений только в возбуждённых состояниях и распаदाющихся или слабо связанных в осн. состоянии (такие молекулы, состоящие из одинаковых атомов или атомных групп, напр. Xe₂, Kr₂, Ar₂, наз. э к с и м е р а м и, а из разл. атомов XeF, KrF и др. — э к с и м е л е к с а м и). Часто все лазеры этого типа наз. экзимерными. Для этих г. л. характерны сложные процессы заселения верхних рабочих состояний, включающие обычно столкновит. и хим. процессы, приводящие к эффективной передаче энергии от ионов и возбуждённых атомов буферного и рабочего газа на верхние рабочие уровни экзимерной (аксициклетной) молекулы, к-рые затем распадаются с излучением. Эффективность преобразования энергии в аксициклетное излучение для мн. молекул ~10%. Нижние рабочие состояния лазерного перехода — «отталкивательные» или слабо связанные, скорость их распада велика, в результате чего на таких переходах легко образуется инверсия населённости (см. Экзимерный лазер).

Г. л. на колебат. переходах молекулы — наиб. мощные и эффективные. Они генерируют в ср. ИК-ди-

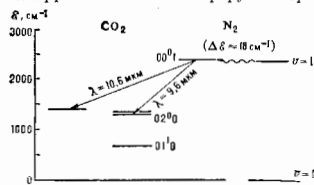


Рис. 5. Схема нижних колебат. уровней молекулы CO₂ и N₂, участвующих в генерации СО₂-лазера; 00⁰1, 02⁰0, 01⁰0 обозначают колебат. квантовые числа (верхний индекс — степень вырождения деформационных колебаний).

эффективно возбуждаются уровни, удовлетворяющие Франка — Кондона принцип. На рис. 4 этот переход показан микрокой стрелкой (обозначения уровней см. в ст. Молекулярные лазеры). Генерация происходит на переходах, отмеченных стрелками вниз. Широкое распространение получил УФ-лазер на N₂, генерирующий на многих переходах вращат. спектра 2⁺ системных полос азота, напр. C²Π_g → B²Π_g (v' = 0 → v'' = 0) (λ = 337,1 нм; v', v'' — колебат. квантовые числа верх-

аппазоне. Наиб. распространён — лазер на СО₂. В обычных условиях генерация получается на переходах с уровня 00⁰1 на уровни 10⁰0 и 02⁰0 (рис. 5), что соответствует двум полосам с длинами волн 10,4 мкм и 9,4 мкм. В каждой полосе генерация может быть получена на мн. переходах вращат. спектра. Накачка на верхний рабочий уровень в основном осуществляется столкновит. передачей энергии от колебат. возбуждённой молекулы N₂, находящейся на первом колебат. уровне v = 1, энергия к-рого близка к энергии уровня 00⁰1 молекулы СО₂. Нижние рабочие уровни быстро опустошаются.

Удобное расположение рабочих уровней и благоприятные характеристики рабочих переходов позволяют получать на переходах молекулы CO_2 эффективную генерацию с помощью мн. способов накачки. Большие всего распространены непрерывный CO_2 -лазер и импульсные ТЕА CO_2 -лазеры. Непрерывные лазеры обычно возбуждаются в изродных трубках тлеющего разряда, наполненных смесью $CO_2 + N_2 + He$ (в соотношении 1:2:2,5, не способствует понижению темп-ры газа). С разрядной трубкой длиной 1 м можно получать непрерывную генерацию мощностью в десятки Вт при кдд ~10%. Дальнейшее повышение мощности ограничено нагревом активной среды в разряде. Для получения большей мощности (до неск. кВт) применяют разрядные трубки большой длины или неск. разрядных трубок, а также быструю прокачку рабочей смеси.

Для возбуждения CO_2 -лазеров используются несамостояит. разряды, в частности с предионизирующим пучком быстрых электронов (электроионизация лазера). Это позволяет значительно увеличить давление рабочей смеси и получать большие уд. энергосистемы. Кроме того, в несамостояит. разрядах ср. энергия электронов ниже, что повышает эффективность возбуждения колебат. уровней. С импульсными электроионизациями CO_2 -лазерами получают энергию генерации в неск. кДж.

Возбуждение разрядами приводит также к генерации на колебат. переходах др. молекул, напр. N_2O , CS_2 , OCS , но эти лазеры имеют значительно меньшую мощность генерации и не получили распространения.

Особое место среди Г. л. на колебат. переходах молекул занимает CO -лазер, обладающий высокой мощностью генерации в непрерывном и импульсном режимах (сравнимую с мощностью генерации CO_2 -лазера) и кдд до 60%. CO -лазер генерирует на большом числе переходов, часто наблюдается каскадная генерация, когда ниж. уровень одного лазерного перехода является верх. уровнем след. лазерного перехода, и т.д. Инверсия населенности между колебат. уровнями CO образуется в процессе столкновит. релаксации в условиях, когда возбуждение колебат. состояний молекулы достаточно велико. Охлаждение газа способствует образованию инверсии и увеличивает мощность генерации.

Г. л. для далекой ИК-области спектра генерируют в широкой области — вплоть до $\lambda \sim 1$ мм на переходах молекул между колебат. и вращат. уровнями. Их предшественники — лазеры на молекулах H_2O , D_2O , HCN . Широкого распространения эти лазеры пока не получили.

Лит.: Ельясевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978; Гудлевич Ю. Л., И. З. Ковалева С. В., Целевые лазеры, М., 1978; Велс К. Н., Энглс С. В., Бюггс К., Table of laser lines in gases and vapors, 3 ed., W., [a.o.], 1980; Williet C. S., Introduction to gas lasers: population inversion mechanism, Oxf., [a.o.], 1974; Кварлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983.

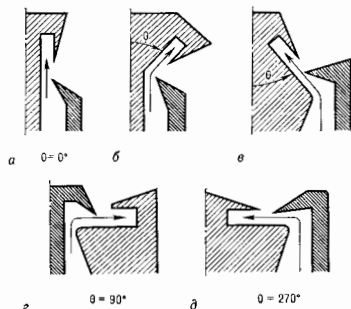
Г. Г. Петрик.

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ — то же, что ионные приборы.

ГАЗОСТРУЙНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ — генераторы акустич. колебаний, источником энергии к-рых служит высокоскоростная газовая струя. Действие Г. и. основано на создании в струе пульсирующего режима течения; возникающие при этом периоды сжатия и разрежения газа излучаются в пространство в виде акустич. волн. Пульсация потока является следствием возникновения автоколебаний при взаимодействии струи с твердым препятствием в виде резонатора, клина или мембраны. Г. и. паряду с *сверхзвуковыми* являются мощными источниками акустич. энергии для газовых сред, где из-за малого волнового сопротивления высокие уровни мощности могут быть получены только при больших амплитудах колебательных смещений частиц, не достижимых при использовании твердотельных излучателей. Г. и. не имеют движущихся частей, поэтому они удобны и надежны

при использовании в промышленных УЗ-устройствах. Их осн. недостаток — зависимость излучаемой мощности от частоты (мощность растёт с увеличением расхода газа, а значит, и размер резонансных элементов, соевт. частота к-рых соответственно снижается) и как следствие — трудность получения больших мощностей на высоких частотах.

Г. и. делятся на преобразователи низкого давления — *свистки* (в т. ч. *Гальтона свисток*), работающие при



дозвуковых скоростях истечения газа, и высокого давления, для работы к-рых необходимо наличие и струе газа сверхзвуковых участков; сюда относятся *Гартмана генератор* и его модификации — стержневые, игольчатые, дисковые Г. и. Последние могут излучать значит. акустич. мощность — от десятков Вт до неск. кВт (в зависимости от частоты) при кдд, достигающей 10—25%.

В зависимости от требуемой характеристики направленности акустич. излучения и формы струи отработанного газа в таких Г. и. используются кольцевые струи с разл. углами выхода θ по отношению к оси симметрии излучателя. В соответствии с этим различают стержневые (рис. а), диффузорные (рис. б) и конфузорные (рис. в) разновидности, использующие цилиндрич. и конич. расходившиеся и сходящиеся струи. Диффузорные и конфузорные Г. и. с углами $\theta = 90^\circ$ (рис. в) и 270° (рис. д), в к-рых применяются плоские несерые и радиально сходящиеся струи, наз. дисковыми. В ближней зоне интенсивности звука, развиваемая Г. и., может достигать 175—180 дБ. Такие Г. и. применяются для ускорения диффузионных процессов, напр. окислительно-восстановительных, адсорбции, сушки термочувствительных материалов и др., для коагуляции аэрозолей, для получения мелкодисперсных аэрозолей и др. К Г. и. высокого давления принадлежат также мембранные или клапанные излучатели, в к-рых непосредств. источником колебаний служит не сам газ, а возбуждаемая им упругая диафрагма, колеблющаяся на одной из соевт. частот.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1967; Борисов Ю. Н., Газоструйные излучатели звука и их применение для интенсификации технологических процессов, Л., 1980.

Ю. Н. Борисов.
ГАЛ (Gal, Gal) — наименьшая единица ускорения в СГС системе единиц, употребляется часто в геофизике. Назв. в честь Г. Галилея (G. Galilei). 1 Гал = 1 см/с², применяют также долюную единицу — миллгалл (1 мГал = 10⁻³ м/с²).

ГАЛАКТИКА (Млочный Путь, от греч. galaktikós — молочный, млечный) — обширная звездная система (содержащая ~10¹¹ звезд), к к-рой принадлежит Солнце и вместе с др. членами Солнечной системы Земля.

Г. включает звезды разл. типов и межзвездную среду, в т. ч. матн. поля, частицы высоких энергий (*косми-*

ческие лучи). По своей структуре Г. принадлежит к спиральным галактикам. Б. ч. видимых звезд Г. занимает в пространстве область, имеющую форму диска, а меньшая часть образует гало сферич. формы (рис. 1). В центр. части диска имеется утолщение (балдж). Поперечник диска $\Gamma \approx 30$ кпк, балджа ≈ 8 кпк. Г. имеет плоскость симметрии, к-рую наз. галактич. и ось симметрии (ось вращения Г.). В галактич. плоскости находятся типичные для спиральных галактик крупномасштабные образования — спиральные рукава. В них сосредоточены почти все горячие звезды высокой светимости

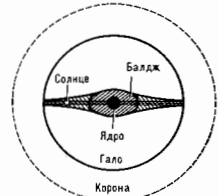


Рис. 1. Строение Галактики (сечение галактики плоскостью, содержащей ось вращения и Солнце, схем.).

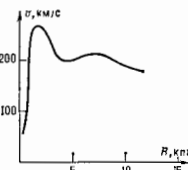


Рис. 2. Зависимость линейной скорости вращения (v) Галактики от расстояния (R) до галактического центра (по Г. Ругору и Я. Оорту).

и значит. часть газиво-пылевой материи. Солнце расположено практически в галактич. плоскости на расстоянии R_{\odot} ок. 10 кпк от галактического центра на внутр. краю рукава, посещающего назв. рукава Ориона.

Масса Г. (M_{Γ}), оцениваемая по движению звезд в общем гравитат. поле Г., составляет $\sim 10^{11} M_{\odot}$ (масса Солнца $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г). На звездную составляющую приходится ок. 98% M_{Γ} , на газ и др. компоненты межзвездной среды — ок. 2% M_{Γ} . Возможно, Г. обладает значит. скрытой массой, сосредоточенной в галактич. короне и увеличивающей массу Г. в неск. раз.

Данные о строении Г. получены в бл. обл. методами оптич. и радиоастрономии. В оптич. диапазоне возможны исследования ограниченной межзвездной положением света. Пространственная концентрация звезд уменьшается с удалением от центра Г.: в центре она составляет неск. миллионов звезд и 1 км^2 , на расстоянии $R=1$ кпк от центра — неск. звезд в 1 км^2 , в галактич. окрестности Солнца ($R \approx 10$ кпк) — примерно 1 звезда на 8 км^2 .

Большинство звезд Г. входит в состав двойных звезд, кратных звездных систем, рассеянных и шаровых звездных скоплений. Рассеянные скопления, содержащие каждое неск. сотен, а иногда тысяч звезд, довольно равномерно распределены по радиусу галактич. диска, но сильно концентрируются в галактич. плоскости. В отличие от них шаровые звездные скопления, включающие каждое неск. десятков и даже сотен тысяч звезд, слабо концентрируются в галактич. плоскости и очень сильно к центру Г. Всего открыто ок. 130 шаровых скоплений (из общего предполагаемого числа ≈ 500) и ок. 1000 рассеянных скоплений (всего их может быть 10 000—50 000).

Значит. сплоснутость диска Г. указывает на её быстрое вращение вокруг оси. Вращение диска Г. является дифференциальным (см. рис. 2 и т. Вращение галактик). В галактич. окрестности Солнца угл. скорость вращения ω зависит от расстояния R от оси вращения Г. как $\sim 1/R$, т. е. линейная скорость v примерно постоянна и составляет 220—250 км/с. (В 1985 Междунар. астрономич. союз рекомендовал принять $R_{\odot} = 8,5$ кпк и $v_{\odot} = 220$ км/с.) При $R > 15$ кпк линейная скорость вращения либо остается постоянной, либо даже слегка воз-

растает, что обусловлено, вероятно, существованием у Г. массивной короны. Период вращения Г. в окрестности Солнца составляет 240—250 млн. лет, это — т. н. галактич. час и т. н. галактич. год.

На скорости галактич. вращения каждой звезды накладываются остаточная (некулириева) скорость, присутствующая самой звезде (см., напр. Анекс). Дисперсия остаточных скоростей, так же как и скорость вращения вокруг центра Г., различна у разных типов галактич. объектов. Чем выше дисперсия скоростей и тем ниже круговая скорость, тем по более вытянутым орбитам движутся объекты.

Галактич. объекты различаются по возрасту, хим. составу, пространственному положению и кинематич. характеристикам. По пространственному положению и различию диаграмм светимости — показателя цвета В. Бааде (W. Baade, 1944) разделял объекты на два типа населения: население I (диск) и население II (гало). Это деление получило дальнейшее развитие: Б. В. Кукаркин и П. И. Паренго в 1942—49 по пространственно-кинематич. характеристикам разл. групп объектов в Г. разделил её на три составляющие (плоскую, промежуточную и сферическую). Иногда выделяют 5 составляющих. Плоская и промежуточные составляющие образуют диск Г. Кроме этого, население Г. делит на подсистемы — группы объектов со сходными физ. характеристиками (подсистемы *цефеид*, *рассеянных скоплений* и т. д.). Наблюдается корреляция между возрастом, составом, пространственными и кинематич. характеристиками объектов, связанные с формированием и эволюцией Г. Сохранение таких корреляций в течение всей эволюции Г., возраст к-рой $t_{\Gamma} \approx 10$ —15 млрд. лет, объясняется тем, что звезды образуют бессточников. систему с временем релаксации $t_{\Gamma} \gg t_{\Gamma}$. Поэтому каждая группа звезд сохранила те пространственно-кинематич. характеристики, к-рые она приобрела в процессе образования. Совокупность подсистем со сходными пространственно-кинематич. характеристиками относят к одному типу населения (одной и той же составляющей Г.).

Население II — это очень старые объекты, возраст к-рых близок к t_{Γ} . Среди них нет звезд с массами, заметно превосходящими солнечную (M_{\odot}). Подавляющее большинство звезд имеет массу не более $0,85 M_{\odot}$. Для звезд населения II характерны пониженное по сравнению с Солнцем и др. звездами населения I содержание металлов, сильная концентрация к центру Г. и отсутствие концентрации к плоскости Г. Все они движутся вокруг центра Г. по очень вытянутым и хаотическим ориентированным орбитам с большими эксцентриситетами, движение мало упорядоченное, т. е. велика дисперсия остаточных скоростей (100—150 км/с). Они образуют сферич. составляющую (гало) Г. К населению II относятся подсистемы шаровых скоплений, планетарных туманностей, короткопериодич. цефеид, красных гигантов и др.

Среди населения I (диска) встречаются звезды всех масс и очень широкого диапазона возрастов — практически от 0 до 10^{10} лет.

Самую плоскую подсистему с полутолщиной ок. 100 пк по нормали к плоскости Г. образуют массивные звезды высокой светимости спектральных классов O и B, межзвездные газ и пыль, в т. ч. самые многочисленные (неск. тыс.) из массивных ($\geq 10^5 M_{\odot}$) образований в Г. — гигантские молекулярные облака (ГМО) и диффузные туманности (зоны H II), космич. маэры, часть рассеянных скоплений. Возраст этих объектов мал по сравнению с t_{Γ} и составляет в среднем (кроме, видимо, ГМО) $1/3$ галактич. года. Эти объекты вращаются по почти круговым орбитам вокруг центра Г., дисперсия остаточных скоростей у них мала (5—15 км/с). Все они, кроме, видимо, нек-рой части ГМО, связаны со спиральными ветвями. Только в этой подсистеме имеются очаги звездообразования (последние неск. млрд. лет звездо-

образование в Г. происходит только в самой плоской подсистеме Г.). В спиральных ветвях замечены признаки градиентов возрастот звезд поперек ветвей, указывающие, что звездообразование протекает вблизи внутр. края ветвей, где находятся оси. газопылевые комплексы межзвёздной среды.

Большинство объектов Г. сосредоточено в диске Г. и образует промежуточную составляющую Г. Они обладают умеренной дисперсией остаточных скоростей (35—45 км/с), эксцентриситеты их галактич. орбит не превосходят 0,5, они концентрируются к плоскости Г. и к её центру, содержание элементов в них близко к солнечному. Возраст самых старых звёздных скоплений населения I не превосходит 5—7 млрд. лет. В особую составляющую, видимо, следует выделить балдж Г. Население балджа по многим параметрам близко к промежуточной составляющей Г., но с более высокой дисперсией скоростей. По своим параметрам балдж похож на внутр. части крупных эллиптич. галактик.

Центр. часть Г., не видимая в оптич. диапазоне из-за сильного межзвёздного поглощения, интенсивно изучается методами ИК- и радиоастрономии. В центре Г. находится сильный радиосигнал Стрелец А, близости от него — источники ИК-излучения. Сложная картина распределения и движения вещества в центре Г. не находит пока удовлетворит. объяснений. Распространённой является точка зрения, что в центре Г. находится чёрная дыра с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ (см. *Галактический центр*).

Исследование спектров звёзд и их светимостей позволило выяснить общую картину эволюции звёзд и эволюции Г. в целом. Г. не является неизменной, в её диске (и самой плоской его составляющей) и сейчас происходит процесс звездообразования. Области наиб. интенсивного звездообразования расположены в кольце между $R_1 = 4$ кпк и $R_2 = 8$ кпк от центра Г. В этом кольце сосредоточена б. ч. из неск. тысяч ГМО и связанные с ними молодые звёзды. Обнаружены обширные группы молодых объектов с общим движением и пространстве, отражающим, по-видимому, движение того облака диффузной материи, из к-рого они возникли. В Г. найдены градиенты содержания тяжёлых элементов (углерода и последующих элементов в периодич. системе элементов), а также изотопного состава, указывающие, что в последние неск. млрд. лет звездообразование наиб. интенсивно происходило в кольце 4—6 кпк от центра Г., а также в галактич. центре.

Эксцентриситеты галактич. орбит звёзд и скоплений коррелируют с возрастом: у более старых звёзд орбиты сильнее вытянуты, а содержание тяжёлых элементов снижено. Эти зависимости позволяют сделать опред. выводы об эволюции Г. Наиб. старые объекты образовались тогда, когда размеры Г. (точнее протогалактики) были намного больше, чем совр. размеры. Она быстро сжималась к галактич. центру и галактич. плоскости, при этом плло интенсивное образование звёзд, а межзвёздная среда обогащалась тяжёлыми элементами, рождавшимися в недрах звёзд и попадавшими в межзвёздную среду, когда быстро производившиеся звёзды взрывались как *сверхновые звёзды*. Особенно интенсивно этот процесс шёл в конце формирования объектов гало, после чего газ в гало был исчерпан и наступил перерыв в звездообразовании длительностью в 5—7 млрд. лет. После перерыва звёзды стали образовываться лишь в диске, где осел весь газ, уже обогащённый тяжёлыми элементами. Это объясняет разделение объектов Г. на населения с разл. физическими характеристиками.

Лит.: Кудрявцев И. П. Г., *Звездная астрономия*, 2 изд., М., 1985; Бок Б., Бок П., *Млечный путь*, пер. с англ., М., 1978; Марочник Л. С., Сучкова А. А., *Галактика*, М., 1984.

ГАЛАКТИКИ — чётко ограниченные, гравитационно-связанные звёздные системы, расположенные вне нашей *Галактики*. Г. содержат от неск. миллионов до

многих тысяч миллиардов звёзд. Совр. астрономия доступно для изучения более миллиарда Г., но практически изучено лишь неск. тысяч наиболее ярких Г., — осн. структурный элемент более крупных объединений — скоплений и сверхскоплений галактик, определяющих *крупномасштабную структуру Вселенной*.

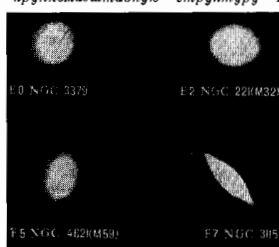


Рис. 1. Типичные эллиптические галактики.

Характерные расстояния между Г. в группах и скоплениях близки к 0,1—0,5 Мпк. Размер ярких Г. в 10—20 раз меньше (напр., диаметр крупной спиральной галактики M31 ≈ 50 кпк). Обнаружены области размером до 100 Мпк, не содержащие ярких Г. В больших масштабах пространственное распределение Г. оказывается более однородным.

По морфологии признакам Г. делят на 3 осн. типа: эллиптические (Е), спиральные (S), неправильные

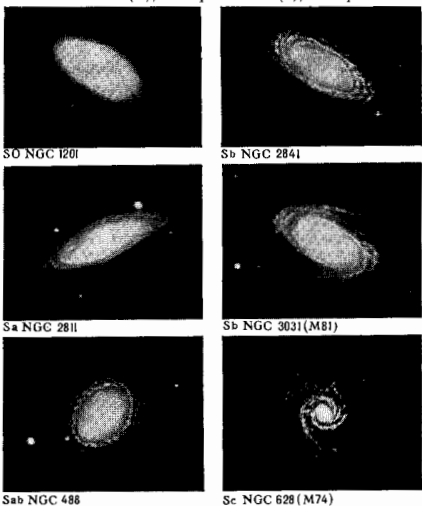


Рис. 2. Типичные спиральные галактики.

(Ir); каждый из типов, в свою очередь, содержит неск. подтипов (рис. 1, 2 и 3).

Эллиптические Г. — наиб. упорядоченные системы звёзд, их светимость L равно изменится с расстоянием от центра по закону $L = L_0 \left(1 + \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2}\right)^{-k}$,

где $1 < k < 2.5$, a и b — большая и малая полуоси галактики, x и y — расстояния от центра вдоль полуосей. В зависимости от соотношения полуосей, характеризующих степень видимого сжатия Г., Е-галактики подразделяются на 8 классов, причём номер класса n связан с полуосями a и b соотношением $n=10(a-b)/a$. Не обла-

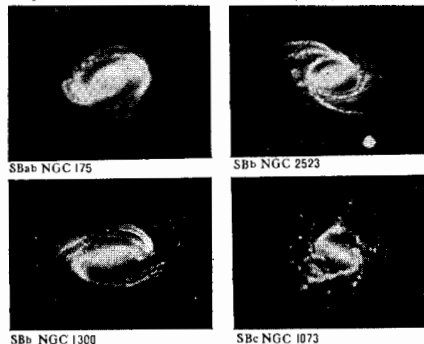


Рис. 3. Пересечённые спиральные галактики.

ружены Г. с $n > 7$, что, вероятно, связано с неустойчивостью чрезмерно сжатых систем. В Е-галактиках не наблюдаются в заметных кол-вах как молодые яркие звёзды, так и межзвёздный газ. Интересно, что видимое сжатие Е-галактик, как правило, связано не с их вращением, а с сильной анизотропией внутр. движений звёзд. Нек-рые из Е-галактик обладают активными ядрами (см. *Ядра галактик*).

Спиральными Г. (S-галактики) имеют ярко выраженные спиральные рукава, состоящие из молодых ярких звёзд и газоно-пылевых туманностей. В S-галактиках выделяют сферическую и плоскую подсистемы, а также ядро галактики. Яркие молодые звёзды принадлежат к плоской подсистеме и концентрируются к плоскости Г., а в ней — к спиральным рукавам. Однако осн. долю в массу плоской подсистемы вносят не самые молодые и поэтому не самые яркие звёзды. Они не концентрируются к рукавам, и поэтому в S-галактиках масса распределена всегда заметно симметричнее, чем яркость. Примерно у половины S-галактик ядро сильно выгнуто и спиральные рукава начинаются с концев ядра. Такие Г. (пересечённые спиральные, или спиральные с перемычкой — «баром») обозначаются как SB-галактики. Как обычные Г., так и Г. с перемычкой подразделяются на классы в зависимости от размеров ядра и от степени закрученности спирали: Sa, Sb, Sc и SBa, SBb, SBc. При переходе от Sa к Sc уменьшаются и ядро галактики, и степень закрученности спиральных ветвей. В S-галактиках наблюдается сильное дифференцирование.

Между Е- и S-галактиками выделяют особый тип l и z в и д и й н ы х Г., к-рые по структуре близки к спиральным Г., но содержат очень мало газа (подобно Е-галактикам) и не обладают спиральной структурой.

К и с и р а л ь н ы м (Ir) Г. относят неск. различных по характеру классов Г. Ir1 является предельным случаем S-галактик, это — сильно уплотнённые системы без ядра и спиральной структуры, обладающие очень несимметричным распределением яркости при сравнительно симметричном распределении вещества. Галактики Ir1 имеют неправильную клочковатую форму, но содержат звёзд-сверхгигантов и ярких газовых туманностей. К неправильным Г. относят также и е к л ь я р н ы е (петлистые) галактики.

Особенно сильно различаются по массе, светимости и размеру Е-галактики. Встречаются гигантские эллиптич. Г. с массами до 10^{12} – $10^{13} M_{\odot}$ и карликовые Е-галактики с массой $M \sim 10^8$ – $10^9 M_{\odot}$. Среди S-галактик разброс по массам не так велик: гигантские S-галактики имеют массу $M \sim 10^{12} M_{\odot}$, масса карликовых S-галактик $M \sim 10^7 M_{\odot}$. Масса нашей галактики близка к $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Масса Г. оценивается по наблюдениям вращения или дисперсии скоростей звёзд и др. объектов в зависимости от расстояния до центра вращения. Размер видимой в оптич. диапазоне части галактики в зависимости от её массы изменяется от 1–3 кпк (для Г.-карликов) до 40–50 кпк для гигантских Г. Диаметр нашей галактики ок. 30 кпк.

Ср. плотность Г. близка к 10^{-23} – 10^{-24} г/см^3 , хотя плотность в центр. областях может достигать значений 10^{-20} – 10^{-22} г/см^3 . Отношение масса-светимость (M/L) зависит от типа Г. Для Е-галактик обычно $M/L \approx (5-15) M_{\odot}/L_{\odot}$, для S-галактик $M/L \approx (5-10) M_{\odot}/L_{\odot}$, для Sc- и Ir-галактик $M/L \approx 5 M_{\odot}/L_{\odot}$.

Масса межзвёздного газа в Е-галактиках пренебрежимо мала, в S-галактиках близка к 3–10%, в Ir-галактиках достигает 20%. Приведённые значения M/L показывают, что осн. масса в галактиках заключена в маломассивных звёздах с $M < M_{\odot}$. В S- и Ir-галактиках существ. вклад в светимость дают молодые массивные звёзды, не встречающиеся в Е-галактиках. Это

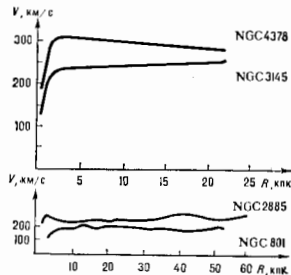


Рис. 4. Кривые вращения галактик (V — левая ось скорости вращения на расстоянии R от центра вращения).

объясняет нек-рое уменьшение отношения M/L при переходе от Е- к S- и Ir-галактикам. С этим же связан более голубой цвет S- и Ir-галактик по сравнению с Е-галактиками. Для многих Г. как по оптическим, так и по радионаблюдениям (на волне 21 см) найдены кривые вращения (рис. 4). Полученные данные позволяют найти зависимость массы галактики от расстояния до её центра (рис. 5). Определение скоростей вращения далёких периферич. областей Г. показало, что у многих Г. могут существовать весьма массивные, слабо светящиеся короны. Наличием этих коронок в богатых скоплениях Г. можно объяснить существование *скрытой массы* —

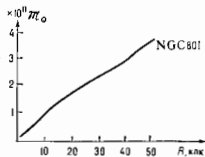


Рис. 5. Зависимость массы от радиуса, рассчитанная для галактики NGC 801 по кривой вращения.

расхождения (в 50–100 раз) между суммарной массой отдельных Г., определённой без учёта массы их невидимых коронок, и массой скопления, определённой по дисперсии скоростей отдельных Г. (в предположении

стационарности скопления). Если галактик, короны состоит из звезд широкой светимости, то различие между E- и S-галактиками сильно сглаживается. Обсуждается возможность связать существование корон и скрытой массы с присутствием в Г. большого числа слабозвизмодействующих элементарных частиц, обладающих малой, но не равной нулю массой (кандидатами могут быть нейтрино и др. частицы).

Важной составляющей S- и Г-галактик, во многом определяющей их наблюдаемые свойства, является *межзвёздная среда* — межзвёздные газ и пыль, галактическое магнитное поле и *космические лучи*. Газ, сосредоточенный в сравнительно тонком слое в экваториальной плоскости Г., находится в одном из трёх состояний (фаз): 1) нагретый взрывами *сверхновых звезд* до $T \sim 10^4$ K разреженный ионизованный газ с концентрацией частиц $n \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$; 2) остывший нейтральный газ с $T \sim 10^4$ K и $n \sim 1 - 0.1 \text{ см}^{-3}$; 3) холодный газ в облаках (часто в смеси с пылью) с $T \sim 10^2$ K и $n \sim 100 \text{ см}^{-3}$. В холодных газопо-пылевых комплексах наблюдается активное образование молодых звезд. Космич. лучи, рождающиеся гл. обр. при взрывах сверхновых звезд, играют важную роль в тепловом балансе межзвёздного газа. Их движение в Г. ограничено магнитным полем Галактики.

Согласно наиб. популярной схеме образования Г., они возникают в результате медленного сжатия протогалактик. газового облака, протобиения затем из-за *гравитационной неустойчивости* на отд. системы прото-звезд. В последующих процессах *звездообразования* и *эволюции звезд* Г. обогащаются образующимися в звездах тяжёлыми элементами. В этой схеме часто предполагают бурное звездообразование на ранних фазах эволюции Г. Всё шире обсуждается иная модель, согласно к-рой большие Г. образуются при слиянии газово-звёздных комплексов типа карликовых Г. В этой схеме первые звезды образуются в карликовых Г. и гигантские Г. никогда не проходят выраженной фазы протогалактики и молодой галактики. В такой модели естественно объясняются сильные неоднородности (при малом вращении) S-галактик и высокое содержание тяжёлых элементов в газе, находящемся в скоплениях Г. Эти модели хорошо согласуются с развитыми эволюционными схемами образования структуры Вселенной. Первые во времени возникшие звезды распределены в сферич. составляющей Г. Эти звезды маломассовы и богаты тяжёлыми элементами. Газ, обогащённый тяжёлыми элементами и частично прошедший через массивные звезды первого поколения, оседает под действием тяготения к плоскости S-галактики и образует плоскую подсистему, в к-рой звездообразование продолжается. В E-галактиках из-за слабого вращения газ быстрее оседает к центру Г. и превратился в звезды центральной области Г.

Светимость типичных галактик

Тип галактики	Светимость (эрг/с) в диапазоне			
	радио-	инфра-красном	оптическом	рентгеновском
Нормальная спиральная галактика	$5 \cdot 10^{39}$	$3 \cdot 10^{42}$	$4 \cdot 10^{43}$	$3 \cdot 10^{39}$
Радиогалактика	$10^{44} - 10^{45}$	$2 \cdot 10^{44}$	10^{44}	$3 \cdot 10^{41}$
Квазар (3C 273)	$10^{44} - 10^{46}$	$4 \cdot 10^{47}$	$10^{44} - 10^{47}$	10^{44}

Г. обладают заметной светимостью в радиодиапазоне. Это прежде всего радиозлучение нейтрального водорода в линии 21 см, затем тепловое излучение ионизованного газа, а также итепловое (синхротронное) излучение остатков сверхновых звезд и центр. областей нек-рых Г. (с активными ядрами). Радиозлучением нормальных Г. заметно слабее оптического. К мощным источникам радиозлучения относятся *радиогалактики*. Их излу-

чение — итепловое, часто — синхротронное. Многие радиогалактики отождествлены с гигантскими E-галактиками. Ещё более мощными радиосточниками являются *квазары* (по-видимому, активные ядра удалённых Г.), обладающие громадной светимостью и в остальных спектральных диапазонах (табл.). Для радиогалактик ср. абс. звёздная величина близка к -22^m . Г. для квазаров $k = 24,7^m$, для нормальных Г. $k = 22^m$. Г. о., радиогалактики в ср. в 6 раз, а квазары в 80 раз ярче нормальных Г. Развитие затмосферных исследований позволило получить интересные данные о светимости Г. в рентгеновском и гамма-диапазонах. В нормальных Г. источниками рентг. излучения являются *остатки вспышек сверхновых звезд* и горячий газ в областях, нагретых при взрывах сверхновых. В гигантских Г., находящихся в богатых скоплениях Г., рентг. излучение образуется также в коронах. Это излучение часто маскируется рентг. излучением горячего межгалактик. газа, заполняющего скопления. Вероятно, важную роль в эволюции Г. имеют их ядра — массивные, компактные, быстро вращающиеся газопо-звёздные комплексы. Для активных ядер Г. характерны итепловое излучение в широком диапазоне (от радио- до рентгеновского), сильные широкие эмиссионные линии, выбросы газа и струй релятивистских частиц. Активность ядер Г. часто связывают с влиянием массивной *чёрной дыры*, возможно, расположенной в центре галактики.

Лит.: В о р о д о в В. С. в Я м и н о в В. А., *Внегалактическая астрономия*, 2 изд., М., 1978; Прохорова И. и Яковлев Г. А., *Звезды и звездные системы*, М., 1981; Т е л л е р Р. Д., *Галактики. Строение и эволюция*, пер. с англ., М., 1981.

ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР — область, радиусом $R \approx 1$ кпк в центре нашей *Галактики* с резко отличными от остальных частей характеристиками. На звёздном небе Г. с. находится в созвездии Стрельца. Расстояние от Земли до Г. с. ≈ 10 кпк. Наличие в галактик. плоскости большого кол-ва *межзвёздной пыли* препятствует оптич. наблюдениям Г. с. (свет, идущий от Г. с., испытывает ослабление на 30 звёздных величин, т. е. в 10^{13} раз). Поэтому все данные о структуре и физ. свойствах центральной «одноклоноварковой» области Галактики получены в результате исследований из-за м-ти излучения Г. с. в радио-, ИК-, рентг. и гамма-диапазоне.

Важнейшая деталь Г. с. — звёздное скопление, имеющее форму эллипсоида вращения и обладающее резко растущей концентрацией звезд к центру. Большая ось эллипсоида лежит в галактик. плоскости, малая — расположена вдоль оси вращения Галактики. Отношение полуосей эллипсоида ≈ 0.4 . Звёзды на расстоянии 1 кпк от центра Галактики движутся вокруг него со скоростью ≈ 270 км/с (период обращения 24 млн. лет), что позволяет оценить массу центр. скопления в $10^{10} M_{\odot}$.

Звёздная плотность ρ растёт к центру скопления пропорционально $R^{-1.8}$. На расстоянии 1 кпк она составляет масс. солнечных масс M_{\odot} в 1 кпк³, в центре $\approx 3 \cdot 10^7 M_{\odot}$ лк³ (вблизи Солнца $\rho \approx 0,07 M_{\odot}$ лк³). От центрального звёздного скопления (звёздного баджа) отходят два спиральных газовых рукава, простирающихся на расстояние до 3—4,5 кпк. Газовые рукава участвуют во вращении вокруг Г. с. и одновременно удаляются от него (радиальная скорость ближайшего рукава ≈ 50 км/с). Кинетич. энергия этого расширения $\sim 10^{58}$ эрг. В пределах баджа расположено газовый диск ($R \approx 700$ кпк), состоящий преимущественно из молекулярного водорода и имеющий массу $\sim 10^8 M_{\odot}$. Внутри него проходит граница центр. области звездообразования. Ещё ближе к центру обнаружено вращающееся и расширяющееся кольцо из молекулярного водорода массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ и радиусом $R \approx 150$ кпк (скорость вращения ≈ 50 км/с, скорость расширения ≈ 140 км/с). Ось вращения кольца наклонена к оси вращения Галактики на 10° . Кинетич. энергия расширения также $\sim 10^{58}$ эрг. По-видимому, радиальные движения в Г. с. являются результатом взрыва в ядре Галактики, произошедшего ок. 12 млн.

лет назад. Газ распределён в кольце крайне неоднородно. В его состав входят гигантские газопылевые облака, крупнейшим из которых является комплекс облаков SgrB2 на расстоянии 120 пк от центра. Его diam. 30 пк, масса $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Этот комплекс — самая крупная область звездообразования в Галактике. Объект SgrB2 имеет

$\sim 10^4$ K. Спектр его радиоизлучения почти плоский, интенсивности излучения слегка растёт к коротким волнам, излучение имеет, по-видимому, синхротронную природу. Времени наблюдается быстрая переменность потока радиоизлучения. Др. подобных источников в Галактике нет, но он похож по характеру спектра на

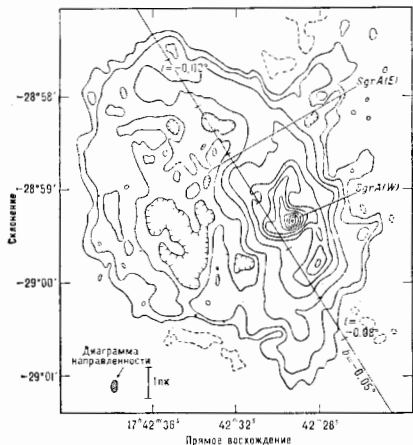


рис. 1. Карта центра Галактики, отражающая распределение интенсивности радиоизлучения на волне 6 см (получена при помощи системы апертурного синтеза VLA, США). Угловое разрешение $5'' \times 8''$, б и l — галактические координаты.

сложную структуру, содержащую зоны молекулярного, атомарного и ионизованного водорода. Здесь обнаружены все виды молекулярных соединений, встречающихся в межзвёздной среде. Внутри молекулярного кольца находится центральное пылевое облако ($R=15$ пк) с почти однородной плотностью $\sim 10^{-22}$ г/см³. В пределах этого облака наблюдаются вспышки излучения в радио- и рентгеновских диапазонах, природа которых пока не установлена.

На рис. 1 показано радиоизображение области вблизи центра Галактики. Здесь наблюдаются два радиисточника: SgrA(W) и SgrA(E) — Стрелец А (западный) и Стрелец А (восточный). Западный сверхкомпактный источник совпадает с динамич. центром Галактики, восточный — протяжённый, находится, по-видимому, за центром. Источник SgrA(E) является остатком вспышки сверхновой, т. к. имеет оболочечную структуру, и спектр его излучения синхротронный. Западный источник окружён газопылевым кольцом радиусом 2 пк, темп-ра пыли 120 K, скорость вращения ≈ 80 км/с. Внутри объёма с $R \sim 1,5$ пк пыли нет и весь газ ионизован. Излучение пыли в кольце позволяет определить мощность L источника, излучения центр. источника, нагревающего пыли: $L \approx (1+3) \cdot 10^7 L_{\odot}$. Эта величина близка к мощности, необходимой для ионизации облаков газа в области с $R \sim 1$ пк. По состоянию возмущения газа темп-ра этого излучения ≈ 300000 K. Область с $R \sim 1,5$ пк содержит массу $\approx 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$. В ней наблюдаются пылевые облака ($M \approx 0,1 M_{\odot}$), образующие спиральную структуру или кольцо, плазменная перемычка (бар) и компактный источник нетеплового излучения SgrA* (рис. 2), смещённый относительно центра бара на 0,15 пк. Радиус SgrA* $\sim 10^{-4}$ пк, яркостная температура

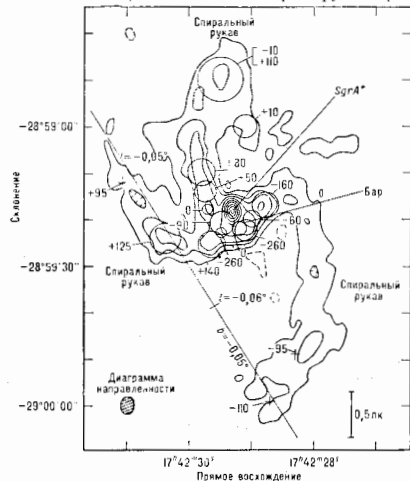


рис. 2. Распределение интенсивности радиоизлучения от центра Галактики на волне 2 см. Угловое разрешение $2'' \times 3''$. Цифры указывают значение скорости в км/с, б и l — галактические координаты. Бар — перемычка, от которой отходят спиральные рукава.

ядра др. галактик (напр., M81, M104), излучающих в радиодиапазоне.

Г. ц. является источником непрерывного рентг. излучения с энергией фотонов ϵ от неск. кэВ до 1 МэВ (рис. 3); наблюдается также спектральная линия с $\epsilon=511$

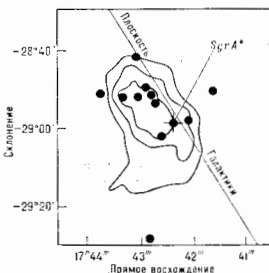


рис. 3. Схема расположения источника мягкого свечящегося рентгеновских источников в центре Галактики (по данным космической обсерватории имени А. Эйнштейна, США, 1978—81).

кэВ, обусловленная аннигиляцией электрон-позитронных пар. Интенсивности линии и непрерывного спектра сильно и нерегулярно меняются со временем.

Эволюционно ядра галактик рассматриваются как центры конденсации галактик и перичоан. звездообразования. Там должны быть сконцентрированы самые старые звёзды. На последующих этапах эволюции ядра галактик захватывают отд. звёзды шаровые звёздные

скопления и газопылевые облака, чьи орбиты проходят около ядра. Огромные скопления газа и пыли в ядре приводят к бурному развитию там процессов звездообразования на протяжении всей эволюции. В самых центр. областях ядра возможно существование сверхмассивной чёрной дыры массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ или сверхкомпактного звёздного скопления той же массы. Звёзды около чёрной дыры под действием приливных сил должны разрываться и образовывать сильно излучающую газовую оболочку, постепенно поглощаящую дыру. Наконец, в окружающем чёрную дыру газе должны происходить процессы ускорения частиц до релятивистских энергий. Однако, хотя в области центрального парека и наблюдается необычный источник синхротронного радиоизлучения, а также излучения в рентг. и гамма-диапазонах, существование чёрной дыры в Г. ц. пока не считается доказанным. Альтернативная модель связывает процессы в Г. ц. с аномально сильным звездообразованием и как результат — высокой частотой вспышек *сверхновых звёзд* и образованием *нейтринных звёзд* (нульсаров).

Лит.: The Galactic Center, ed. by G. R. Riegler, R. D. Blandford, N. Y., 1982. И. С. Кардашев.

ГАЛИЛЕЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ в классич. механике Ньютона — преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. См. *Галилеев принцип относительности*.

ГАЛИЛЕЕВ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ — требование независимости законов классич. (нерелятивистской) механики от выбора инерциальной системы отсчёта (ИСО), понимаемое как инвариантность ур-ний механики относительно преобразований Галилея и Лоренца, т. е. преобразований координат r и времени t движущейся материальной точки при переходе от одной ИСО к другой:

$$r \rightarrow r' = r + Vt; t \rightarrow t' = t. \quad (1)$$

Здесь V — относит. (пост.) скорость двух ИСО; штрихованные и *внутри* штрихованные величины относятся к разным ИСО. Под ИСО при этом понимается система отсчёта, в к-рой выполняется *нравый* закон Ньютона. Г. п. о. содержит в себе представление об абс. времени и абс. пространстве: согласно (1), время не изменяется при переходе от одной ИСО к другой и подразумевается априорная возможность выбора глобальной ИСО независимо от существования и движения материальных тел. Из ур-ний (1) вытекает классич. закон сложения скоростей как векторов в трёхмерном евклидовом пространстве.

Система ур-ний ньютоновой механики для совокупности N материальных точек, взаимодействующих посредством потенц. сил,

$$m_i a_i = - \text{grad} \sum_{j=1, j \neq i}^N U_{ij}(r_i - r_j) \quad (2)$$

(где $U_{ij}(r_i - r_j)$ — потенц. энергия взаимодействия частиц с массами m_i, m_j ; a_i — ускорение частицы i), очевидно, инвариантна относительно преобразований (1). Справедливо и обратное утверждение: требование инвариантности относительно преобразований Галилея в сочетании с предположением об однородности и изотропности пространства приводит к уравнениям ньютоновой механики.

С Г. п. о. тесно связано представление о мгновенном характере взаимодействия в нерелятивистской механике. Согласно (2), силы, действующие на каждую из частиц со стороны остальных частиц в данный момент времени, зависят от положения этих частиц в тот же момент времени. Изменение положения одной из частиц мгновенно сказывается на ускорениях всех остальных частиц.

Концепция относительности, лежащая в основе Г. п. о., оказалась более глубокой, чем её конкретная

реализация в виде преобразований (1), и сыграла важную эвристич. роль в развитии физ. теорий. Во 2-ой пол. 19 в. стало ясно, что законы электродинамики, выраженные *Максвелла уравнениями*, не инвариантны относительно преобразований Галилея. Так, для скалярного потенциала $\varphi(x, y, z)$ свободного эл.-магн. поля из ур-ний Максвелла можно получить ур-ние Д'Аламбера:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi(x, y, z, t) = 0, \quad (3)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа. Это ур-ние не сохраняет своего вида при преобразовании (1), поскольку произвольная $\partial^2/\partial t^2$ переходит в $\partial^2/\partial t'^2 + 2V \partial^2/\partial x \partial t' + V^2 \partial^2/\partial x^2$. Возникает альтернатива: либо существует некая привилегированная ИСО (гипотеза *эфира*), либо преобразования Галилея исправляют описанием переход от одной ИСО к другой. Эксперим. попытки обнаружения эфира не дали положительных результатов. С др. стороны, преобразования, оставляющие инвариантными ур-ния Максвелла и, следовательно, ур-ние (3), представляют собой *Лоренца преобразования*, к-рые при $V \ll c$ переходят в преобразования Галилея. Распространение идеи относительности на механику, иными словами привело к созданию спец. теории относительности. При этом требование инвариантности ур-ний механики относительно преобразований Галилея было заменено требованием инвариантности по отношению к преобразованиям Лоренца, что потребовало изменения самих ур-ний механики (см. *Относительности теория*). Качественным отличием преобразований Лоренца от преобразований (1) является изменение хода времени при переходе к другой ИСО. Представление об абсолютности времени, т. о., оказывается приближенным, справедливым лишь при рассмотрении систем отсчёта, движущихся относительно друг друга со скоростями $V \ll c$. Скорость распространения взаимодействий оказывается конечной и равной скорости света. Концепция абс. пространства также оказалась несостоятельной.

Распространение А. Эйнштейном принципа относительности на явления гравитации показало, что истинная геометрия пространства-времени определяется распределением и движением находящейся в нём материя (см. *Тяготение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973. Д. В. Гальков.

ГАЛЛИЙ (от Gallia — Галлия, лат. назв. Франции; лат. Gallium), Ga, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 31, ат. масса 69,723. Природный Ga состоит из двух стабильных изотопов ^{69}Ga (60,1%) и ^{71}Ga (39,9%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2 3p^1$. Энергии последоват. ионизаций атома Ga. соответственно равны 5,998; 20,514; 30,71 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиус иона Ga^{3+} 0,061 нм. Значение электроотрицательности 1,82.

В свободном виде Ga — серебристо-белый металл, кристаллич. решётка α -Ga ромбическая с параметрами $a = 0,45258$ нм, $b = 0,45186$ нм, $c = 0,76570$ нм, в узлах к-рой находится двухатомные молекулы Ga. Известны и др. модификации Ga. $t_{\text{пл}} = 29,76^\circ\text{C}$, $t_{\text{квп}} = 220,5^\circ\text{C}$. Плотность твёрдого Ga, 5,9037 кг/дм 3 (29,6 $^\circ\text{C}$), жидкого Ga. — 6,0947 кг/дм 3 . Теплота плавления 80,177 кДж/кг, теплота испарения 4245 кДж/кг. Коэф. линейного расширения твёрдого Ga, $2 \cdot 10^{-5}$. Уд. теплёмкость твёрдого Ga, 363,91 Дж/кг·К (при 298 K), жидкого — 399,04 Дж/кг·К (при 320 K). Удельное сопротивление 0,4015 мкОм·м (0 $^\circ\text{C}$). Влажность 0,1612 Н·см 2 (98 $^\circ\text{C}$). Ниже 1,0845 K переходит в сверхпроводящее состояние. В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, по хим. свойствам — близкий аналог Al.

Ga. применяет для изготовления высокотемпературных термометров (для измерения темп-р 900—1600 $^\circ\text{C}$), манометров, в диффузионных насосах, производстве зеркал с высокой отражат. способностью. Сплавы Ga с нек-рыми др. металлами с $t_{\text{пл}}$ ниже 60 $^\circ\text{C}$ используют в противопожарных устройствах. Соединения Ga с элементами V группы периодич. системы (GaP, GaAs,

GaSb и некоторые др.) являются полупроводниками и применяются в высокотемпературных выпрямителях, транзисторах, солнечных батареях, а также в приборах ИК-излучения. В качестве радиоакт. индикаторов используются β^- -радиоактивный ^{72}Ga ($T_{1/2}=14,1$ ч) и ^{67}Ga (электронный захват, $T_{1/2}=78,26$ ч).

ГАЛОГЕНЫ (от греч. *háls*, род. падеж *halóes* — соль и *-genés* — производный, рожденный) — хим. элемент 17-й подгруппы VII группы периодич. системы элементов (F, Cl, Br, I и At). Все Г. (кроме At) имеют стабильные изотопы. Конфигурация внеш. электронных оболочек атомов Г. s^2p^5 . Все Г. — типичные неметаллы, в свободном виде состоят из двухатомных молекул, сравнительно легко диссоциирующих на атомы. При обычных условиях F и Cl — газы, Br — жидкость, I и, по всей видимости, At (полученный только в микроколичествах) — твердые вещества. Хим. активность Г. велика, при взаимодействии их с металлами образуются соли (галогениды, напр. NaCl). С. С. Бердников.

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупность явлений, связанных с действием магн. поля H на электрич. свойства проводников (металлов, полупроводников, полуметаллов), по к-рым протекает электрич. ток (плотность j). Различают нечетные и четные Г. я., характеризуют к-рых меняют знак при изменении направления H на обратное, и четные (не меняют знака), а также продольные ($j \parallel H$) и поперечные ($j \perp H$). Наиб. важные Г. я. из нечетных — *Холла эффект* — возникновение разности потенциалов в направлении, перпендикулярном H и j ; из четных — изменение уд. сопротивления ρ при $H \perp j$ (поперечное *магнетосопротивление*). При сравнительно небольших плотностях тока, когда справедливы закон Ома, т. е. между напряженностью электрич. поля E и j есть линейная связь (в общем случае анизотропная),

$$E_i = \sum_k \rho_{ik} j_k \quad (i, k = x, y, z), \quad (1)$$

Г. я. определяются зависимостью от H компонент тензора уд. сопротивления ρ_{ik} .

Феноменологические рассмотрение. Влияние магн. поля приводит к изменению джоулева тепла Q , выделяющегося в кристалле, в к появлению добавочного, отсутствующего при $H=0$ электрич. поля (и оля Холла) E_H . Величины Q и E_H определяются соответственно симметричной и антисимметричной частями тензора $\rho_{ik}(H)$:

$$Q = S_{ik} j_i j_k, \quad S_{ik} = \frac{1}{2} [\rho_{ik}(H) + \rho_{ki}(H)];$$

$$E_H = [j \text{ ат}], \quad a_x = a_{yx}, \quad a_y = -a_{zx}, \quad a_z = a_{xy}; \quad (2)$$

$$a_{ik} = \frac{1}{2} [\rho_{ik}(H) - \rho_{ki}(H)].$$

Разность $S_{ik} - \rho_{ik}^0$, где $\rho_{ik}^0 = \rho_{ik}$ при $H=0$, наз. тензором магнетосопротивлений, а скалярная величина $j_i (S_{ik} - \rho_{ik}^0) j_k / j^2$ — магнетосопротивление ρ , причём в качестве характеристики изменения сопротивления в магн. поле принимают отношение

$$\Delta\rho/\rho^0 = j_i (S_{ik} - \rho_{ik}^0) j_k / j_i j_k \rho_{ik}^0. \quad (3)$$

Оно зависит от величины и направления H , а также от направления j . Согласно иррициальной симметрии, кинетич. коэф. Оусгера (см. *Оусгера теорема*) $\rho_{ik}(H) = \rho_{ki}(-H)$, из-за чего компоненты тензора S_{ik} — четные ф-ции H , а компоненты вектора a — нечетные, т. е. тензор $S_{ik}(H)$ описывает четные Г. я., а вектор a — нечетные.

Природа Г. я. Слабые и сильные поля. Зависимость $\rho_{ik}(H)$ обусловлена влиянием магн. поля на траектории носителей заряда (для определения электронов). При $H=0$ электрон между столкновениями *фононами или дефектами* кристаллич. решётки движется прямо-

линейно, при $H \neq 0$ его путь искривляется. Грубой оценкой кривизны траектории может служить Ларморонский радиус $r_L = pc/eH$, где p — импульс, e — заряд электрона. При этом мерой влияния H должно служить отношение длины свободного пробега l электрона к r_L , а $\Delta\rho/\rho$ должно быть ф-цией $l/r_L = H/H_0$. Величина $H_0 = pc/el$, при к-рой $r_L = l$, разделяет все магн. поля на слабые ($H \ll H_0$) и сильные ($H \gg H_0$). Для полупроводников принято выражать H_0 через *подвижность носителей заряда* $\mu = te/m^*$ ($t = l/v$ — траекторное время свободного пробега, v — скорость электрона, $m^* = p/v$ — его эффективная масса): $H_0 = c/m^* \mu$.

Величина H_0 зависит от темп-ры T : с повышением T l и μ возрастают, а H_0 уменьшается. Если при $T \sim 300$ К для разл. металлов и хорошо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^5 - 10^7$ Э (для Bi $H_0 \sim 10^4$ Э), а для плохо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^8 - 10^9$ Э, то при низких темп-рах ограничение для H_0 , как правило, накладывает сама структура. Для предельно чистых образцов (Bi, W, Sn) при $T \sim 4$ К $H_0 \sim 10^2$ Э. Уменьшение H_0 с темп-рой позволяет, используя обычные поля $\sim 10^4 - 10^5$ Э, осуществлять условия, соответствующие сильному полю.

Квантовые поля. Если в плоскости, перпендикулярной H , электрон совершает периодическое (финитное) движение, то его энергия квантуется, причём расстояние между уровнями энергии равно $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH/m^*c$ — *циклотронная частота*. Квантование движения электронов проявляется в Г. я. только в том случае, если $\hbar\omega_c \gg kT$ (см. *Ландау уровни*). Магнитные поля, удовлетворяющие условию $H > H_{кв} = \frac{m^* c k T}{e \hbar}$, наз. квантовыми. Обычно при $T \sim 300$ К $T > \hbar\omega_c$ и $H_{кв} > H_0$.

В полупроводниках и полуметаллах концентрация носителей мала, и при низких темп-рах удаётся реализовать случай, когда зашорен лишь один магн. уровень (т. е. квантовый предел: $\hbar\omega_c > E_F$, где E_F — энергия Ферми вырожденного проводника при $H=0$).

Слабые поля. В слабых магн. полях ($H \ll H_0$) можно воспользоваться разложением S_{ik} и a_i по степеням H/H_0 . Учётывая чётность S_{ik} и нечётность a_i , имеем:

$$S_{ik} = \rho_{ik}^0 + \beta_{iklm} H_l H_m / H_0^2;$$

$$a_i = b_{ikl} H_k / H_0, \quad i, k, l, m = x, y, z.$$

Здесь β_{iklm} — тензор 4-го ранга, симметричный как по индексам i и k , так и по l и m ($\beta_{iklm} = \beta_{kilm} = \beta_{ikml}$) (прицип Оусгера не требует симметрии тензора b_{ik}). Порядок величины компонент тензора β_{iklm} и b_{ik} определяется значением уд. сопротивления ρ^0 при $H=0$ ($\beta_{iklm}, b_{ik} \sim \rho^0$). Т. о., при $H \ll H_0$ магнетосопротивление (а значит, и Q) практически зависит от H , а поле Холла E_H — линейно. Численные значения компонент β_{iklm} и b_{ik} определяются параметрами рассеяния электронов и могут быть вычислены только с использованием конкретных предположений о *рассеянии носителей заряда* в твёрдом теле. Однако число независимых компонент этих тензоров (анизотропия Г. я. в слабых полях) не зависит от механизма рассеяния, а только от *симметрии кристалла*.

Для изотропных проводников (поликристаллов) тензор уд. сопротивления изотропен: $\rho_{ik}^0 = \rho^0 \delta_{ik}$ (δ_{ik} — символ Кронекера),

$$\beta_{iklm} = \beta_1 \delta_{ik} \delta_{lm} + \beta_2 \delta_{il} \delta_{km}; \quad b_{ik} = b \delta_{ik}. \quad (5)$$

При $H \perp j$:

$$E_H = R [Hj], \quad \Delta\rho/\rho^0 = \lambda_{\perp} (H/H_0)^2,$$

$$\lambda_{\perp} = \frac{b_1}{\rho^0} \sim 1, \quad R = -\frac{b}{H_0} \sim -\frac{1}{Nec}. \quad (5a)$$

При $H \parallel j$ эффект Холла отсутствует, а

$$\frac{\Delta\rho}{\rho^0} = \lambda_{\parallel} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2, \quad \lambda_{\parallel} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{\rho^0} \sim 1. \quad (6)$$

Величина R носит назв. коэф. Холла, для её оценки использована Друдде формула: $\sigma = Ne^2/\rho$, где N — концентрация электронов, $\rho^0 = 1/\sigma$ (далее просто ρ). При $T \approx 300$ К обычно $\rho \ll \rho_0$ и можно пользоваться Ф-лами (5) и (6). Исключение составляет В1, у которого при $H \approx 3 \cdot 10^4$ Э $\Delta\rho/\rho$ велико (~ 2). Это даёт возможность использовать В1 для измерения магн. полей.

Правило Колера. Анализ экперим. зависимости $\Delta\rho/\rho$ металла от H у разл. проводников разной степени чистоты при разл. T привёл к обнаружению и я-вля Колера, согласно которому $\Delta\rho/\rho$ металла — функция $H_{\text{Ф}} = H\rho(\Theta_D)/\rho(T)$, где $\rho(\Theta_D)$ — сопротивление (при $H=0$) данного металла при Дебая температуре Θ_D , $\rho(T)$ — сопротивление (при $H=0$) опреде. образ-

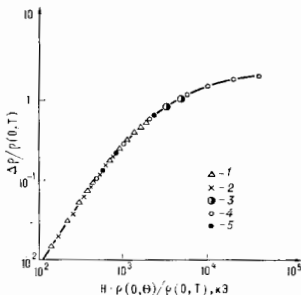


рис. 1. Магнетосопротивление полукристаллического In в поперечном магнитном поле для трёх образцов при различной температуре: 1) $T=14$ К, $\rho(T)/\rho(273)=0,24$; 2) $T=14$ К, $\rho(T)/\rho(273)=0,0086$; 3) $T=4,2$ К, $\rho(T)/\rho(273)=0,0012$; 4) $T=4,2$ К, $\rho(T)/\rho(273)=0,0007$; 5) $T=2$ К, $\rho(T)/\rho(273)=0,00003$ ($\Theta_D=120$ К).

на при тем-ре T . Величина $\rho(\Theta_D)$ практически не изменяется при переходе от образца к образцу данного металла, т. к. определяется рассеянием электронов на фононах; $\rho(T)$ при $T \ll \Theta_D$ существенно зависит от состояния образца — от его чистоты, наличия или отсутствия дефектов, в т. ч. дислокаций (рис. 1).

Правило Колера, сформулированное для полукристаллич. образцов металлов, подтверждает представление о том, что Г. я. обусловлены искривленным траекторией электронов в магн. поле, т. к. $H_{\text{Ф}}$ отличается от H/H_0 постоянным для данного металла множителем $N \rho(\Theta_D)$.

Сильные магнитные поля. Металлы. Исследования при низких тем-рах монокристаллич. образцов металлов в 1940—50-е гг. [Е. Юсти (E. Justi), Е. С. Боровик, П. Е. Алексеевский, Ю. П. Гайдуков], позволившие осуществить условие $H \gg H_0$, обнаружили зависимость $\Delta\rho/\rho$ от величины и направления H у разл. металлов. При $H \gg H_0$ Г. я. зависит от электронной энергии, структуры металлов, в частности от формы ферми-поверхности (напр., открытая или замкнутая; рис. 2).

Вырождение электронного газа выделяет среди всех электронов металла электроны с энергией, равной энергии Ферми, т. е. расположенные в пространстве квазиимпульсов на поверхности Ферми. Т. к. при движении в магн. поле сохраняются энергия электрона и проекция его квазиимпульса на H , то под действием силы Лоренца электроны движутся по поверхности Ферми. Траектория электрона на поверхности Ферми — кривая, расположенная на плоскости, перпендикулярной F . В зависимости от топологии поверхности Ферми траектория может быть замкнутой, а может уходить в бесконечность (рис. 3). Траектория электрона в реальном пространстве (в плоскости, перпендикуляр-

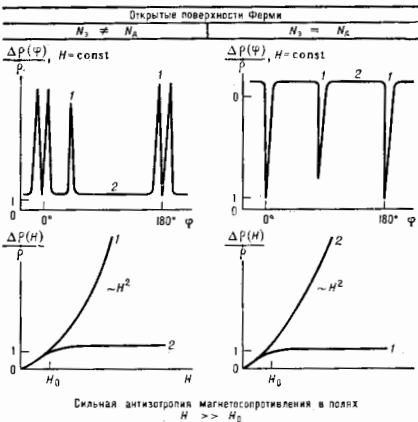
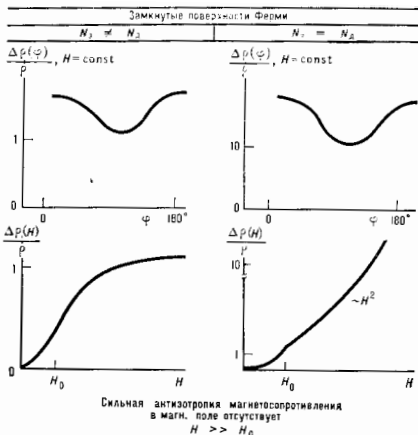


рис. 2. Схематическое изображение зависимости поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от величины и направления магнитного поля H для металлов с разной геометрией поверхности Ферми: φ — угол, задающий направление H относительно кристаллографич. осей; 1 — направление, для которых существуют открытые траектории электронов; 2 — направления, где все траектории — замкнутые линии. N_1 — концентрация электронов проводимости, N_2 — дырок.

ной H) подобна его траектории на поверхности Ферми. Поэтому зависимость поперечных (относительно H) компонент тензора $\rho_{ij}(H)$ определяется топологией поверхности Ферми. Эта зависимость, естественно, проявляется тем чище, чем больше H отличается от H_0 , т. е. чем больше времени до столкновения электрон движется по определ. траектории (при $H \ll H_0$ он вовсе не успевает «выписать» траекторию и его движение меж-

ду столкновениями можно считать прямолинейным). Если поверхность Ферми замкнута, то траектории всех электронов тоже замкнуты. При $H \gg J_a$ перемещение электронов в плоскости, перпендикулярной H , осуществляется за счёт столкновений, в результате которых электрон «перепрыгивает» с орбиты на орбиту; его поперечная проводимость при этом $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0 (r_L/l)^2 \sim \sigma_0 (H/l)^2 \ll \sigma_0$. Если поверхность Ферми открытая, то характер траекторий зависит от направления H ; есть направ-

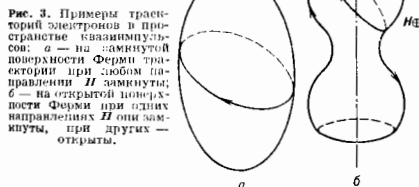


Рис. 3. Примеры траекторий электронов в приращенной квазииндульсионной плоскости: а — на замкнутой поверхности Ферми траектории при любом направлении H замкнуты; б — на открытой поверхности Ферми или в сильных направлениях H они замкнуты, при других — открыты.

ления, при которых траектория открыта, а перемещение электронов вдоль них, как и при $H=0$, ограничено длиной свободного пробега (проводимость в этом направлении $\sigma \sim \sigma_0$). Это — причина резкой анизотропии сопротивления у металлов с открытыми поверхностями Ферми.

Различие в поведении скомпенсированных (концентрации электронов проводимости N_a и дырок N_d равны) и нескомпенсированных ($N_a \neq N_d$) металлов объясняется разл. родом холловских компонент тензора проводимости σ_{ij} . Рассмотрим для примера модельный (вообразимый) металл с двумя группами носителей: электроны и дырки заполняют сферич. поверхности Ферми. Связь между E и j задается в этой модели уравнениями:

$$j_y = \sigma_0 \left(E - \frac{1}{N_a \nu c} [j_x H] \right),$$

$$j_x = \sigma_d \left(E + \frac{1}{N_d \nu c} [j_y H] \right), \quad (7)$$

где $\sigma_{0(d)} = N_{0(d)} e^2 v_{0(d)} / m_{0(d)}^* \nu$ ($\nu > 0$, $m_{0(d)}^* > 0$; знак эффективной массы дырки учтен в ур-нии для j_x). Из ур-ния (7) можно определить компоненты тензора электропроводности металла (ось $z \parallel H$):

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau_a^2} + \frac{\sigma_d}{1 + \omega_c^2 \tau_d^2},$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \sigma_0 \frac{\omega_c \tau_a}{1 + \omega_c^2 \tau_a^2} - \sigma_d \frac{\omega_c \tau_d}{1 + \omega_c^2 \tau_d^2}; \quad (8)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 + \sigma_d, \quad \omega_c = eH / m_{0(d)}^* \nu c.$$

С ростом H все поперечные компоненты $\sigma_{ik} \rightarrow 0$. Однако асимптотика поперечных компонент тензора $\rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1}$ зависит от соотношения между диссипативными (σ_{xx} , σ_{yy}) и холловскими (σ_{xy} , σ_{yx}) компонентами. Действительно,

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2).$$

При одном сорте носителей зависимость σ_{xx}^{-1} от H полностью компенсируется холловским множителем $(1 + \sigma_{xy}^2 / \sigma_{xx}^2)^{-1}$ и $\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho = 1/\sigma$. При этом коэф. Холла

$$R = \pm 1/N_{0(d)} \nu c. \quad (9)$$

Причина независимости сопротивления от H ($\Delta \rho / \rho = 0$) и универсального характера ф-лы (9) — в отсутствие дисперсии носителей заряда. Учёт неполного вырождения носителей и зависимости τ от энергии приводит к отличию R от (9) и $\rho_{xx}(H)$ от ρ .

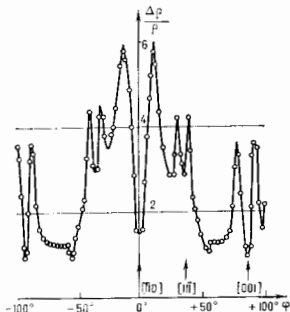


Рис. 4. Зависимость $\Delta \rho / \rho$ монокристалла Au от угла φ , задающего направление H , при $T = 4,2$ К; $\rho(300) / \rho(4,2) = 1639$; $H_0 = 1,5$ кО; $H = 23,5$ кО.

В случае двух сортов носителей, согласно (8), при больших полях ($\omega_c \tau_a \gg 1$, $\omega_c \tau_d \gg 1$):

$$\sigma_{xy} \approx \frac{(N_d - N_a) \nu c}{H}, \quad N_d \neq N_a \quad (10)$$

и

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} \approx \begin{cases} \frac{N_a m_a^* \tau_a + N_d m_d^* \tau_d}{e^2 (N_a - N_d)^2} \gg \rho, & N_a \neq N_d \\ \frac{1}{H^2} \sim \rho (\omega_c \tau)^2, & N_a = N_d, \quad \tau \sim \tau_a, \tau_d. \end{cases} \quad (11)$$

Постоянная Холла $R = \rho_{xy} / H$; при $N_a \neq N_d$ в сильных полях:

$$R \approx R_0 \pm 1 / (N_d - N_a) \nu c. \quad (12)$$

Ф-ла (12), зависимость от H и оценка порядка величины в ф-ле (11), полученные для простой модели, сохраняются

закрывающимися поверхностями Ферми произвольной формы. Кроме того, результаты не зависят от характера диссипативных процессов.

У большинства металлов поверхности Ферми сложные (имеют открытые и замкнутые полости), разные группы электронов имеют разные l . Это усложняет зависимость от H и полях и даёт возможность

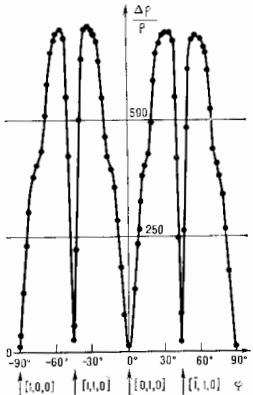


Рис. 5. Зависимость магнетосопротивления Sn от угла φ , задающего направление H , при $T = 4,2$ К; $\rho(300) / \rho(4,2) = \pm 10,4$; $H = 23,5$ кО, тонет вдоль оси $[001]$, поле выдвинуто в плоскости (001) .

использовать Г. я. как метод исследования электронного спектра и процессов рассеяния. Эффекты, обусловленные формой траекторий электронов, практически не проявляются в продольном сопротивлении; для всех металлов, как правило, $\Delta\rho_{||}/\rho \ll 1$, даже при $H \gg H_0$.

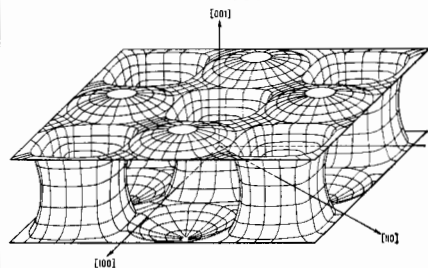


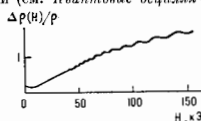
Рис. 6. Контуры открытой поверхности Ферми Sn, восстановленные по набору кривых, подобных рис. 5.

Чувствительность характеристик Г. я. при $H \gg H_0$ к структуре электронного спектра позволила использовать эксперим. зависимости поперечного сопротивления металлич. монокристаллов от величины и направления H (рис. 4, 5) для определения их поверхности Ферми. При этом оказалось, что большинство металлов имеет открытые поверхности Ферми (Au, Ag, Cu, Sn, Pb; рис. 6), а Na, K, Rb, Al, In, а также полуметаллы (Bi, Sb) — замкнутые. Одновременно выяснилось, что *Канцис закон* — следствие усреднения $\rho_{ik}(H)$ по кристаллитам для металлов с открытыми поверхностями Ферми и переходная область от $H \ll H_0$ к $H \gg H_0$ для металлов с замкнутыми поверхностями Ферми.

В Г. я. важную роль играет рассеяние электронов поверхностью образца: если траектория электронов замкнута, то поперечная проводимость осуществляется путем столкновений. Поэтому поверхностное рассеяние приводит к увеличению проводимости в приповерхностном слое, что находит отражение в зависимости $\Delta\rho/r$ от H для образцов конечных размеров (*статистический скин-эффект*, см. также *Размерные эффекты*).

Квантовые эффекты. В сильных (квантовых) магн. полях проявляет себя квантование энергии электронов, движущихся по замкнутым орбитам (см. выше). В металлах и вырожденных полупроводниках наблюдаются осцилляции магнетосопротивления в зависимости от поля H (Шубникова — де Гааза эффект). Так же как и де Гааза — ван Альфена эффект, он обусловлен осцилляциями в зависимости от $1/H$ плотности состояний электронов на границе Ферми (см. *Квантовые осцилля-*

Рис. 7. Осцилляции Шубникова — де Гааза малой амплитуды на фоне слабого монотонного роста магнетосопротивления монокристалла Co при $T=4,2$ К.



ции в магнитном поле). Для типичных металлов осцилляционная зависимость обычно имеет малую амплитуду и «скапливается» на плавную «классическую», существенно не деформируя последнюю (рис. 7).

Изменение (по сравнению с классическими) зависимостей $\Delta\rho/r$ и E_H от H может быть объяснено также *магнитным пробоем* (туннельному пропихиванию электронов с одной траектории на другую яр определяемых направлениях H). В частности, магнитный пробой мо-

жет быть источником осцилляций $\Delta\rho/r$ большой амплитуды (рис. 8).

Спеобразные квантовые эффекты, обусловленные интерференцией электронных волн, прошедших разным путем, приводят к аномальному *магнетосопротивлению*

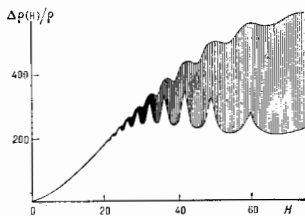


Рис. 8. Магнеторобные осцилляции в монокристалле Bi при $T=2$ К.

проявляющемуся в слабых магн. полях. Аномальное магнетосопротивление поддается неурному рассеянию, рассеянию с переворотом спина и др.

Ферро- и антиферромагн. металлы обладают аномальными гальваномагн. свойствами в полях $H \ll H_0$ (см. *Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*). При $H \gg H_0$ их поведение такое, как и поведение других металлов. Г. я. в сплавах и *интерметаллических соединениях* не отличается существенно от Г. я. в простых металлах.

Полуметаллы. Г. я. — один из осн. источников сведений об электронной энергии, структуре *полуметаллов*. Г. я. в полуметаллах осложняется влиянием магн. поля на число носителей в зонах, на положение крайних зон и т.п. Квантовые осцилляции в полуметаллах выражены значительно резче, т. к. расстояние между уровнями Ландау при не слишком больших полях достигает значений порядка энергии Ферми полуметалла. Из-за этого, в частности из-за энергетического перекрытия зон, в квантовых полях полностью «разруша-

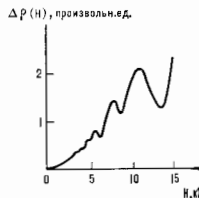


Рис. 9. Осцилляции Шубникова — де Гааза в монокристалле Bi при $T=1,5$ К.

ется» плавная зависимость $\Delta\rho/r$ от H , обязанная классич. движению электронов в магнитном поле (рис. 9).

Полупроводники. Г. я. в *полупроводниках* обладают рядом особенностей, обусловленных прежде всего малой концентрацией носителей заряда. Электронно-дырочный газ полупроводников при $T \sim 300$ К вырожден, и характеристики Г. я. существенно зависят от механизма рассеяния носителей (табл.). Выяснение роли разл. механизмов рассеяния — одна из осн. задач исследования Г. я. в полупроводниках. Эффективные массы носителей в полупроводниках m^* , как правило, меньше массы свободного электрона m_0 (в металле $\sim m_0$), благодаря чему значение H_0 и H_{KB} для полупроводников меньше, чем для металлов. Для ряда полупроводников $H_0 \sim (0,1-1) \cdot 10^4$ Г, а условие $H > H_{KB}$ может быть достигнуто при $T \sim 10$ К. На Г. я. в полупроводниках существ. влияние оказывает наличие неск. сортов носителей. Вклад разл. групп носителей и магнетосопротивление по аддитивн. (и отличие от вклада в электропроводности). У полупроводников, имеющих один сорт носителей (для определенности — электро-

Механизм рассеяния	Неквантуемое магнитное поле				Квантовый предел			
	$\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \rho}$	r_H	α_1	α_2	$\rho_{\perp} (H, T)$		$\rho_{\parallel} (H, T)$	
					вырожденный полупроводник	вырожденный полупроводник	псевдовырожденный полупроводник	вырожденный полупроводник
Ионизированные примеси	1.5	1.93	2.15	0.706	$H_0 T^{3/2}$	$H^* T^3$	$H_0 T^{3/2}$	$H^* T$
Акустические фононы (деформационное взаимодействие)	-0.5	1.18	0.38	0.116	$H^* T^{-1/2}$	$H^* T$	$H T^{1/2}$	$H^* T$
Акустические фононы (псевдоэлектрическое взаимодействие)	0.5	1.10	0.89	0.116	$H T^{-1/2}$	$H^* T$	$H_0 T^{1/2}$	$H T$

пов с изотропным квадратичным законом дисперсии), при $H \ll H_0$ постоянна Холла равна:

$$R = -r_H / N_s e c, \quad (13)$$

где r_H — холл-фактор, величина к-рого определяется зависимостью времени τ релаксации носителей от энергии \mathcal{E} (табл.). Для характеристики эффекта Холла часто используют т. н. холодовскую подвижность $\mu_H = R_H \sigma$, где σ — электродвижимость при $H=0$. С дрейфовой подвижностью μ она связана соотношением $\mu_H = \mu r_H$ (на опыте обычно измеряется именно μ_H , а по ней судят о величине μ). Поперечное магнетосопротивление определяется выражением $(\Delta \rho_{\perp} / \rho_{\perp} = \alpha_1 (H/H_0)^2$, где α_1 зависит от механизма рассеяния (табл.).

При $H \gg H_0$, как и в металлах, $R = (N_s e c)^{-1}$ и не зависит от механизма рассеяния. Это обстоятельство используется для определения концентрации носителей N_s . Для поперечного магнетосопротивления теория предсказывает насыщение: $\Delta \rho_{\perp} / \rho_{\perp} = \alpha_2$, где α_2 не зависит от H (табл.). Однако на опыте насыщения часто не наблюдается. Причины этого — в искривлении линий тока в магн. поле; искривление обусловлено наличием в образце неоднородностей, а также конечными размерами образца. Наиб. ярко явление выражено в полупроводниках с большой подвижностью носителей. Магнетосопротивление очень чувствительно к анизотропии энергии спектра носителей. Так $(\Delta \rho / \rho)_{\parallel}$ (отсутствующее в случае изотропного спектра) определяется гофрировкой изосурфейс. поверхностей в импульсном пространстве (напр., в p-Ge и p-Si).

Если полупроводник имеет и электроны и дырки с подвижностями μ_n и μ_p , то при $H \ll H_0$, согласно (7) и (8):

$$R = \frac{1}{e c} \frac{N_p \mu_n^2 - N_n \mu_p^2}{N_p \mu_n + N_n \mu_p}, \quad (14)$$

откуда $R=0$ при $(N_p/N_n) = (\mu_p/\mu_n)^2$, а не при $N_p = N_n$ (μ_n/μ_p , как правило, мало).

При $H \gg H_0$ величина R зависит от соотношения между $(H/H_0)^2$ и $N_n / (N_p - N_n)$. Если $(H/H_0)^2 \gg N_n / (N_p - N_n)$, то $R = R_{\infty}$ [см. (12)]. Если $(H/H_0)^2 \ll N_n / (N_p - N_n)$, то

$$R = -\frac{1}{N_s e c} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (15)$$

Измерения температурных зависимостей постоянной Холла и магнетосопротивления при $H \ll H_0$ и $H \gg H_0$ дают информацию об отношении концентраций носителей и их подвижностей при разл. темп-рах.

В Ge, Si и InSb p-типа есть 2 сорта дырок, и следует учесть, что в области собств. проводимости имеется 3 типа носителей, а в области примесной проводимости — 2. В последнем случае осн. вклад в электропроводность при $H=0$ дают тяжёлые дырки, несмотря на то, что их m^* больше. Времена релаксации обеих

групп дырок практически равны; отношение их концентраций пропорционально отношению плотностей состояний, т. е. $(m_p^*/m_n^*)^{3/2}$, а отношение подвижностей — (m_n^*/m_p^*) . В итоге отношение вкладов в электропроводность порядка $(m_n^*/m_p^*)^{1/2}$. Вклад же в R при $H \ll H_0$ определяется отношением $(N_p \mu_p^2) / (N_n \mu_n^2) \approx (m_p^*/m_n^*)^{-3/2}$. Т. о., постоянную Холла в слабых полях определяют лёгкие дырки, несмотря на то, что концентрация их меньше.

В полупроводниках относительно слабые электрич. поля вызывают неравномерность распределения носителей по энергиям — возникают «горячие» носители заряда, наблюдается нарушение закона Ома (1). Сила Лоренца отклоняет носители от направления дрейфа в электрич. поле. В итоге передат энергии от электрич. поля носителям уменьшается — магн. поле «охлаждает» носители. Соответственно возникает доводит, изменениям кинетич. коэффициентов. Наиб. ярко это проявляется в *многодолинных полупроводниках*, где под действием электрич. поля \mathcal{E} существенно меняются заселённости долин. Поэтому и R и $\Delta \rho / \rho$ в многодолинных полупроводниках существенно зависят от \mathcal{E} . Магн. поле изменяет неравномерную заселённость долин. В итоге оказывается, что в электрич. поле возникает нечётная по H часть магнетосопротивления. Эта часть $\Delta \rho$ в достаточно сильном электрич. поле может быть больше чётной, так что при соответствующих направлениях H $\Delta \rho$ становится отрицательным (наблюдалось в n-Ge и n-Si). Изучение Г. я. в такой ситуации — метод исследования характеристик горячих носителей (см. *Горячие электроны*).

В квантовых магн. полях в вырожденных полупроводниках, как и в металлах, возникает осциллирующая продольная и поперечная магнетосопротивления. Амплитуда осцилляционных пиков явится от темп-ры носителей; измерения этих величин использовались для изучения зависимости темп-ры электронов от приложенного электрич. поля, причём по кинетике этого процесса удалось оценить время релаксации энергии электронов. В сильных магн. полях, когда законно мало уровней, осциллируя выражены гораздо ярче, чем в типичных металлах. В случае невырожденных носителей зависимости $(\Delta \rho / \rho)_{\perp}$ и $(\Delta \rho / \rho)_{\parallel}$ от H и T характеризуются степенными ф-циями, причём показатели степени зависят от механизма рассеяния (табл.). Постоянная Холла при $H \gg H_{\text{кв}}$ не зависит от механизма рассеяния и определяется тем же выражением, что и в классич. области.

Осциллируя поперечного и продольного магнетосопротивления, а также постоянной Холла (со значительно меньшей амплитудой при не слишком низкой темп-ре) наблюдаются и нек-рых полупроводниках (GaSb, PbTe) за счёт *магнитофононного резонанса* и его аналогов.

Сильное магн. поле влияет не только на энергию, спектр электронов в зоне проводимости, но и на примесное состояние: волновая ф-ция примесного состояния «сжимается» в плоскости, перпендикулярной H . В результате энергия ионизации примесного атома возрастает, что, в свою очередь, приводит к уменьшению концентрации носителей в зоне проводимости (магн. «вымораживание» носителей). В большинстве случаев, однако, волновые ф-ции примесных атомов преобладают с образованием примесной зоны. В такой ситуации осн. роль в электропроводности играют «прыжки» носителей по примесам без активации в зону проводимости (прыжковая проводимость). Деформация волновых ф-ций примесей в магн. поле, приводящая к уменьшению их перекрытия, существенно влияет на электросопротивление. Характерной особенностью прыжкового механизма является гигантское пологит, магнетосопротивление, зависящее от H по закону $\exp F(H)$. Вид ф-ции $F(H)$ определяется соотношением между H и нек-рым характерным значением $H_c = \frac{c h^2}{4\pi e} \frac{1}{|a|} \sqrt{\frac{m}{\mu}}$, где a — эфф. борковский радиус примесного состояния. При $H \ll H_c$, $F(H) \sim H^2$; при $H \gg H_c$, $F(H) \sim H^{1/2}$. Экспоненциальная зависимость магнетосопротивления от H измержалась экспериментально (в n -GaAs сопротивление увеличивалось в 10^8 раз при наложении H от $2,8 \cdot 10^4$ до $14 \cdot 10^4$ Т). Наблюдение гигантского магнетосопротивления — один из способов идентификации механизма прыжковой проводимости в полупроводниках.

Лит. см. при ст. *Металлы, Полупроводники, Полупроводники*.
Ю. П. Райбуков, Ю. М. Галлергер, М. И. Козлов.
ГАЛТОНА СВЯТОК — газоструйный излучатель звука, работающий при дозвуковых скоростях течения газа. Предложен Ф. Галтоном (F. Gallon) (1883). Действие Г. с. основано на возникновении автоколебаний вытекающей из колебательного сопла газовой струи при обтекании его острой кромки полого цилиндрич. резонатора со стенками клиновидной формы (рис.). Газовая струя, попадая на острый край резонатора, создает на нем периодич. вихри, возбуждающие колебания газа в резонаторе, к-рые и излучаются в окружающее пространство в виде звуковых волн. Частота звука f зависит в основном от глубины резо-

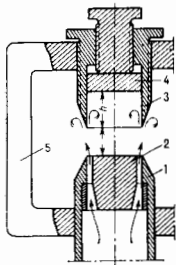


Схема системы Галтона: 1 — сопло; 2 — центральное тело; 3 — резонатор; 4 — дно резонатора; 5 — держатель.

натора h и от скорости звука c_0 в продуваемом через сопло газе: $f = 0,25c_0/(h + s)$, где s — поправка, зависящая от величин избыточного давления газа, подаваемого в Г. с. Для обычно применяемых давлений $0,03 - 0,4$ кгс/см² s составляет от 7,3 до 4,7 мм. Частота f_0 звука вихрей и возникающего при этом клиновидного тона зависит от скорости v истечения газа из сопла и от расстояния l от сопла до края резонатора: $f_0 = 0,406v/l$, где $l = 1, 2, 3 \dots$

Для подстройки f_0 под частоту резонатора f необходимо варьировать параметры h и l с помощью микрометрич. винта. В резонаторе Г. с. излучает акустич. волны частотами до 50 кГц, в газах с повышенной скоростью звука (гелий, водород) — до 120—170 кГц. Мощность Г. с. неск. Вт, но кнд их довольно высок (15—25%). Для увеличения мощности используют батареи идентичных Г. с., синхронизуемых с помощью соединяющих резонаторы полуволновых трубок. Г. с. применяют главным образом для дистан-

УЗ-управления механизмами (на расстояниях до 15 м), а также бесшумной и охранной сигнализацией.

Ю. Я. Борисов.

ГАМИЛЬТОНА ОПЕРАТОР — то же, что *гамильтоновыя*.

ГАМИЛЬТОНА ПРИНЦИП — см. *Наименьшего действия принцип*.

ГАМИЛЬТОНА УРАВНЕНИЯ (канонические уравнения механики) — дифференциальные ур-ния движения голономной механич. системы в канонич. переменных, к-рые являются s обобщенных координат q_i и s обобщенных импульсов p_i , где s — число степеней свободы системы. Выведены У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton) в 1834. Для установления Г. у. надо в качестве характеристич. ф-ции системы анал. *Гамильтонова функция* $H(q_i, p_i, t)$, где t — время. Тогда, если все действующие на систему силы потенциальны, Г. у. имеют вид

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}. \quad (*)$$

Если наряду с потенциальными на систему действуют непотенциальные силы R , то к правым частям 2-й группы ур-ний (*) надо прибавить соответствующие обобщенные силы Q_i . Ур-ния (*) представляют собой систему $2s$ обыкновенных дифференц. ур-ний 1-го порядка, интегрируя к-рые можно найти все q_i и p_i как ф-ции времени t и $2s$ постоянных интегрирования, определяемых по нач. данным. Решение системы ур-ний (*) можно также свести к отысканию полного интеграла соответствующего ей ур-ния в частных производных (см. *Гамильтона — Якоби уравнение*).

Если одна из координат q_i , напр. φ , является циклич. координатой, т. е. явно не входит в выражение ф-ции H , то $\partial H / \partial q_i = 0$ и одно из ур-ний (*) даёт сразу интеграл $p_i = \alpha_i$, где α_i — постоянная. Особый интерес представляет случай, когда все координаты циклические, а ф-ция $H = H(p_i)$ явно не зависит от времени (стациональное поле и нелокальные связи стационарны). Тогда все $p_i = \alpha_i$, т. е. постоянны; следовательно, ф-ция $H(p_i)$ и $\partial H / \partial p_i = \beta_i$ тоже постоянны, и 1-я группа ур-ний (*) даёт $dq_i/dt = \beta_i$, откуда $q_i = \beta_i t + C_i$, где β_i, C_i — новые постоянные. Ур-ния в этом случае интегрируются элементарно и все координаты являются линейными ф-циями времени. Отсюда следует, что задачу интегрирования Г. у. можно свести к задаче отыскания для системы циклич. координат. Это, в принципе, возможно, т. к. Г. у. обладают тем важным свойством, что они допускают переход с помощью т. н. канонических преобразований от переменных q_i, p_i к новым переменным $Q_i(q_i, p_i, t), P_i(q_i, p_i, t)$, которые также являются каноническими и удовлетворяют уравнениям (*) с соответствующей функцией $H(Q_i, P_i, t)$.

Радиоправность в Г. у. координат и импульсов как независимых переменных, а также инвариантность этих ур-ний по отношению к канонич. преобразованиям открывают большие возможности для обобщений. Поэтому Г. у. имеют важные приложения не только в механике, но и во многих др. областях физики, напр. в статич. физике, квантовой механике, электродинамике и др.

С. М. Тара.

ГАМИЛЬТОНА ФУНКЦИЯ — характеристич. ф-ция механич. системы, выраженная через канонич. переменные: обобщенные координаты q_i и обобщенные импульсы p_i . Для системы со связями, явно не зависящими от времени t , движущейся в стационарном потенциальном силовом поле, Ф. Г. $H(q_i, p_i) = T + \Pi$, где Π — потенциальная, а T — кинетич. энергия системы, в выражении к-рой произведена замена всех обобщенных скоростей \dot{q}_i на p_i с помощью равенств $p_i = \partial T / \partial \dot{q}_i$. Таким образом, Ф. Г. раппа в этом случае полной механич. энергии системы, выраженной через q_i и p_i .

В общем случае Г. ф. $H(q_i, p_i, t)$ может быть определена через Лагранжа функцию $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ равенством

$$H(q_i, p_i, t) = \left[\sum_i p_i \dot{q}_i - L(q_i, \dot{q}_i, t) \right]_{\dot{q}_i = p_i}$$

в к-ром все \dot{q}_i должны быть выражены также через p_i .

Г. ф., как и Ф-ция Лагранжа, полностью характеризует ту систему, для к-рой она определена, т. к., зная $H(q_i, p_i, t)$, можно составить дифференц. ур-ния движения системы или в виде $2s$ обыкновенных дифференц. ур-ний 1-го порядка, где s — число степеней свободы, или в виде одного ур-ния в частных производных той же 1-го порядка (см. Гамильтона — Якоби уравнение). Г. ф. введена У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton).

Наряду с термином «Г. ф.» употребляются иногда термин «главная Ф-ция Гамильтона», именуя так полный интеграл ур-ния Гамильтона — Якоби, равный действителю Гамильтону. В квантовой механике используется квантовомеханич. оператор — гамильтониан, или оператор Гамильтона, соответствующий Г. ф. в классич. механике.

С. М. Тарг.

ГАМИЛЬТОНА — ЯКОБИ УРАВНЕНИЕ — дифференциальное ур-ние в частных производных 1-го порядка, описывающее движение голономных механ. систем под действием потенц. сил. Чтобы составить Г.—Я. у., необходимо для данной механ. системы знать Гамильтона функцию $H(q_i, p_i, t)$, где q_i и p_i — канонич. переменные: обобщенные координаты и обобщенные импульсы, а t — время. Тогда Г.—Я. у. будет иметь вид

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -H(q_i, \frac{\partial S}{\partial q_i}, t), \quad (1)$$

где правая часть представляет собой выражение Ф-ции H , в к-ром все p_i заменены на $\partial S / \partial q_i$, а S — подлагранж. определенную Ф-цию координат q_i и времени t , представляющую собой действие по Гамильтону; иногда Ф-цию $S(q_i, t)$ наз. главной Ф-цией Гамильтона.

В частном случае при движении одной материальной точки в силовом поле, определяемом силовой Ф-цией $U(x, y, z, t)$, Г.—Я. у. имеет вид

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2m} \left[\left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 \right] - U(x, y, z, t) = 0,$$

где m — масса точки, x, y, z — её координаты.

Г.—Я. у. несомненно связано с Гамильтона уравнениями, к-рые с матем. точки зрения являются для ур-ний (1) ур-ниями характеристик.

Чтобы с помощью Г.—Я. у. найти закон движения механ. системы, надо определить полный интеграл ур-ния (1), т. е. его решение, содержащее столько постоянных интегрирования, сколько в ур-нии независимых переменных. Этими переменными являются координаты q_i и время t ; число их равно $2s+1$, где s — число степеней свободы системы. Следовательно, полный интеграл ур-ния (1) должен содержать $s+1$ постоянную, из к-рых одна, как аддитивная, может быть отброшена, и имеет вид

$$S = S(t, q_i, \alpha_i). \quad (2)$$

Если решение Г.—Я. у. в виде (2) будет найдено, то, составив s равенств

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_i} = \beta_i \quad (i=1, 2, \dots, s), \quad (3)$$

где β_i — новые произвольные постоянные, получим s алгебраических (недифференциальных) ур-ний, левые части к-рых содержат q_i, α_i и t и из к-рых можно определить q_i в виде

$$q_i = q_i(t, \alpha_i, \beta_i). \quad (4)$$

Значения др. группы канонич. переменных p_i находят из равенств

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i} \quad (i=1, 2, \dots, s). \quad (5)$$

Ур-ния (4), выражающие q_i как Ф-ции t , и определенные положено механ. системы в любой момент времени, т. е. закон её движения. Входящие сюда постоянные α_i и β_i находят подстановкой начальных данных в равенства (4) и (5).

Если Ф-ция Гамильтона H явно не содержит время, то, в частности, имеет место для консервативных систем, то S можно искать в виде

$$S = S_0(q_i) - ht,$$

где h — постоянная, равная полной энергии системы, а S_0 — величина, наз. укороченным действием (действием по Лагранжу) или характеристик. Ф-цией и определяемая как полный интеграл ур-ния в частных производных

$$H(q_i, \frac{\partial S_0}{\partial q_i}) - h \quad (6)$$

в виде

$$S_0 = S_0(q_i, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{s-1}, h).$$

Тогда полный интеграл Г.—Я. у. будет

$$S = S_0(q_i, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{s-1}, h) - ht$$

и закон движения системы определяется в соответствии с (3) из равенств

$$\frac{\partial S_0}{\partial \alpha_i} = \beta_i \quad (i=1, 2, \dots, s-1), \quad (7)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial h} = t - \beta_s. \quad (8)$$

Ур-ния (7), содержащие в данном случае только q_i, α_i, β_i и не содержащие время t , определяют в многомерном пространстве траекторию точки, изображающей данную механ. систему, а ур-ние (8) даёт закон движения вдоль этой траектории. Значения постоянных α_i, β_i определяются и в этом случае подстановкой начальных данных в равенстве (5), (7) и (8).

Г.—Я. у. и связанный с ним метод решения задач механики играют важную роль и в др. областях физики, особенно в оптике и квантовой механике. В частности, известное и геом. оптике ур-ние *эйконола* подобно Г.—Я. у. в виде (6), где S_0 играет роль *эйконола*. Этот результат позволяет рассматривать классич. механику как аналог геом. оптики, в к-ром роль поверхности движущейся волны играют поверхности $S_0(q_i) = \text{const}$, а роль световых лучей — ортогональные к этим поверхностям траектории движения.

Лит. см. при ст. Действие.

С. М. Тарг.

ГАМИЛЬТОНИАНИ (оператор Гамильтона) — квантовомеханич. оператор, соответствующий эволюции квантовой системы. В Шрёдингера представлении эта эволюция описывается зависимостью от времени вектора состояния $|\Psi\rangle$ системы, к-рый удовлетворяет Шрёдингеру ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle, \quad (1)$$

где \hat{H} — гамильтониан. Если классич. Ф-ция Гамильтона не зависит явно от времени, то она является интегралом движения и значение её совпадает с энергией системы. Соответствие Г. системы в этом случае является оператором энергии. Ур-ние (1) при этом имеет частные решения в виде стационарных состояний $|\Phi_E\rangle = \exp(-iEt/\hbar) |\Phi_E\rangle$, где вектор состояния $|\Phi_E\rangle$ не зависит от времени и является собств. вектором Г., соответствующим значению энергии E :

$$\hat{H} |\Phi_E\rangle = E |\Phi_E\rangle. \quad (2)$$

Ур-ние (2) определяет спектр энергии системы.

Оператор производной по времени физ. величины f также выражается через коммутатор Г. системы с оператором \hat{f} данной физ. величины:

$$\frac{d\hat{f}}{dt} = \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{f}]. \quad (3)$$

Ур-ние (3) используется для описания эволюции системы в *Гильбертова представлении*. Оно является квантовомеханич. аналогом ур-ния для классич. ф-ции f , зависящей от координат q_k и импульсов p_k системы:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \{H, f\}_{\text{кл}}, \quad (4)$$

где $\{H, f\}_{\text{кл}}$ — классич. скобка Пуассона,

$$\{H, f\}_{\text{кл}} = \sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial H}{\partial p_k} - \frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial H}{\partial q_k} \right)$$

(N — число степеней свободы системы). Сравнение ф-л (3) и (4) показывает, что в классич. пределе коммутатор $[\hat{H}, \hat{f}]$ должен переходить в $-i\hbar \{H, f\}_{\text{кл}}$.

$$[\hat{H}, \hat{f}] \rightarrow -i\hbar \{H, f\}_{\text{кл}}. \quad (5)$$

Аналогичные соотношения должны выполняться для коммутаторов операторов, соответствующих и др. классич. физ. величинам. В согласии с этим Г. физ. системы получаются из классич. ф-ции Гамильтона заменой классич. координат и импульсов частиц на соответствующие операторы, подчиняющиеся коммутат. соотношениям. При этом возникает неоднозначность в последовательности записи некоммутирующих операторов в выраженных, отмечающих произведение классич. величин, к-рая устраняется симметризацией этих выражений, напр. $q_i p_i$ заменяется на $\frac{1}{2}(\hat{q}_i \hat{p}_i + \hat{p}_i \hat{q}_i)$.

Приведём Г. для простейших систем:

а) частица массы m во внеш. потен. поле $V(x, y, z)$:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2}{2m} + V(x, y, z),$$

где $\hat{p}_x = -i\hbar \partial/\partial x$ и т. д.;

б) система n частиц с парным взаимодействием $V_{ij}(|r_i - r_j|)$:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^n \frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \sum_j V_{ij}(|r_i - r_j|).$$

Аналогично в квантовой теории взаимодействующих полей (т. е. в динамич. системах с бесконечным числом степеней свободы) Г. системы получаются из классич. гамильтоновой ф-ции полей заменой классич. величин (напр., амплитуд нормальных колебаний) соответствующими операторами. Возникающая при этом неопределённость в порядке записи произведений некоммутирующих операторов позволяет выбрать такую последовательность (т. н. *нормальное произведение*), к-рая естеств. образом определяет физ. вакуум системы (см. *Квантовая теория поля*).

Если физ. величина f не зависит явно от времени ($\partial f/\partial t = 0$), то условием её сохранения, согласно (3), является обращение в нуль коммутатора оператора этой величины с Г. системы, $[\hat{H}, \hat{f}] = 0$, т. е. условие однозначной измеримости данной величины и эрмитичности системы.

Если Г. системы обладает к-л. симметрией, то оператор, осуществляющий преобразование симметрии, коммутирует с Г. Соответственно этому каждой симметрии Г. отвечает закон сохранения определённой величины (см. *Постер теорема*). Так, симметрия Г. относительно сдвигов и поворотов системы в пространстве соответствуют законам сохранения импульса и момента импульса системы, симметрия Г. относительно отражения координат частиц — сохранение пространственной чётности системы и т. д. Симметрия Г. приводит, как правило, к *эмергодичности* уровней энергии.

Поскольку Г. отвечает ф-ции, величину (ф-ции Гамильтона или энергии), он является эрмитовым оператором. Эрмитовость Г. обеспечивает сохранение нормы вектора состояния (т. е. полной вероятности). Однако для

описания процессов с поглощением частиц (напр., процессов распада ядер) могут быть использованы комплексные потенциалы, соответствующие неэрмитовым Г. (см. *Оптическая модель ядра*).

Лит.: Мандау Л. Д., Диффи и В. М., *Квантовая механика*, 3 изд., М., 1974; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., *Квантовая поля.*, М., 1980. С. С. Герштейн, **ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ** — основанная на вариацион. принципе формулировка механики и теории поля, в к-рой состояние системы задается обобщёнными координатами q_i и обобщёнными импульсами p_i ($i=1, 2, \dots, N$, где N — число степеней свободы). Описываемая Г. ф. *динамическая система* назов. *гамильтоновой системой*, а пространство её состояний — *фазовым пространством*. В Г. ф. действие

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \left[\sum_i p_i \dot{q}_i - H(p, q, t) \right] dt \quad (1)$$

выражается через ф-цию Гамильтона H (точкой обозначено дифференцирование по времени; p, q — совокупность всех p_i, q_i). Он является преобразованием Лежандра ф-ции Лагранжа $L: H = \sum_i p_i \dot{q}_i - L(q, \dot{q}, t)$,

где \dot{q}_i в правой части следует выразить через p_i , разности относительно q_i определены импульсы:

$$p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i. \quad (2)$$

Г. ф. и лагранжево формализм полностью эквивалентны, если определено преобразование Лежандра, т. е. если $\det(\partial^2 L / \partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j) \neq 0$.

В *наименьшего действия принципе* $\delta S = 0$ независимыми вариациями в (1) считаются δp_i и δq_i , причём $\delta q_i - \delta p_i \dot{q}_i / dt$. Тогда стандартные Эйлера — Лагранжа уравнения дают в качестве ур-ний движения *Гамильтоновых уравнений*

$$\dot{q}_i = \partial H / \partial p_i, \quad \dot{p}_i = -\partial H / \partial q_i.$$

В Г. ф. любая динамич. переменная f является ф-цией калочки. переменных p, q (или, возможно, времени). Её полная производная по времени $\dot{f} = df/dt = \partial f/\partial t + \sum_i [q_i (\partial f/\partial q_i) + \dot{p}_i (\partial f/\partial p_i)]$ вследствие ур-ний Гамильтона имеет вид $\dot{f} = df/dt + \{H, f\}$, где $\{f, g\} = -\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial g}{\partial q_i} - \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial g}{\partial p_i} \right)$ — Пуассона скобка двух динамич. переменных f и g . Не зависящая явно от времени переменная f сохраняется, если её скобка Пуассона с H обращается в нуль.

Г. ф. допускает широкий класс замен переменных в фазовом пространстве — канонич. еск. и преобразования η , при к-рых ур-ния Гамильтона и скобка Пуассона не меняются.

Переход от лагранжево к Г. ф. осложняется, когда определены импульсы (2) не разрешимы относительно всех \dot{q}_i , т. е. когда $\det(\partial^2 L / \partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j) = 0$. Эта ситуация всегда возникает в калибровочных теориях, в к-рых L вообще не зависит от нек-рых \dot{q}_i , или в теориях со связями $\Phi_m(q) = 0$ ($m=1, \dots, M$), где обычная замена

$L \rightarrow L_T = L + \sum_{m=1}^M \xi_m \Phi_m(q)$ вводит дополнит. координаты ξ_m и L_T снова не зависит от $\dot{\xi}_m$. В обоих случаях вытекающие из определения импульсов соотношения $\pi_m = \partial L / \partial \dot{\xi}_m = 0$ представляют собой простейший пример *гамильтоновых связей*.

В общем случае, когда ранг матрицы $|\partial^2 L / \partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j|$ равен $N - M$, $M > 0$, требовая непротиворечивости ур-ний (2) приводит к M соотношениям $\chi_m(p, q) = 0$, к-рые наз. *первичными связями* в Г. ф. Стандартные

ур-ния Гамильтона на поверхностях связей \mathcal{M} , определённой соотношениями $\chi_m = 0$, будут полностью эквивалентны лагранжианам ур-ний движения, если их записывать для ф-ции $H_T = H + \sum_m \lambda_m \chi_m(p, q)$, где λ_m — произвольные множители (вобщее говоря, не выражающиеся только через переменные p, q):

$$q_i = (H_T, q_i) = \frac{\partial H}{\partial p_i} + \sum_m \lambda_m \frac{\partial \chi_m}{\partial p_i} + \sum_n \{\lambda_m, q_i\} \chi_m,$$

$$p_i = (H_T, p_i) = -\frac{\partial H}{\partial q_i} - \sum_m \lambda_m \frac{\partial \chi_m}{\partial q_i} + \sum_n \{\lambda_m, p_i\} \chi_m.$$

На поверхностях связей \mathcal{M} не определённые скобки Пуассона λ_m с q_i и p_i не дают вклада в правые части.

Для непротиворечивости такого Г. ф. необходимо, чтобы временная эволюция не выводила за поверхность \mathcal{M} , т. е. чтобы $\dot{\chi}_m = \{H_T, \chi_m\} = 0$ на \mathcal{M} . Если это требование не выполняется, необходимо сузить \mathcal{M} , вложив новые, «вторичные» связи. Процедуру их нахождения предложил И. Дирак (P. Dirac).

Для выполнения условия $\dot{\chi}_m = 0$ на \mathcal{M} достаточно, чтобы скобки $\{H_T, \chi_m\}$ оказались линейными комбинациями связей с нек-рыми коэф. $a_{nm'}(p, q)$:

$$\{H_T, \chi_m\} = \{H, \chi_m\} + \sum_n \lambda_n \{ \chi_n, \chi_m \} = \sum_{n'} a_{nm'} \chi_{n'} = 0 \quad \text{на } \mathcal{M}. \quad (3)$$

Это — система ур-ний на коэффициенты λ_m ; если ранг r матрицы $\{\chi_n, \chi_m\}$ на \mathcal{M} меньше M , система определена только r из коэффициентов λ_m и возникает \mathcal{M}' — r условий непротиворечивости. Часть из них может автоматически удовлетворяться на \mathcal{M} , а остальные образуют $\chi_1 \leq M - r$ «вторичных» связей $\chi_{M+k} = 0$, $k=1, 2, \dots, \chi_1$. Их следует добавить к первичным, определив новую поверхность \mathcal{M}' : $\chi_j = 0, j=1, \dots, M, \dots, M + \chi_1$ и потребовать, чтобы $\dot{\chi}_j = 0$ на \mathcal{M}' . Процедура повторится, пока не перестанут возникать новые вторичные связи. Полная совокупность связей $\chi_j = 0, j=1, \dots, M, \dots, M + \chi_1 + \dots + \chi_r = J$ уже удовлетворяет требованиям непротиворечивости Г. ф.:

$\dot{\chi}_j = \{H_T, \chi_j\} = 0$ на суженной поверхности \mathcal{M}' . Более того, все связи можно вставить в ф-цию Гамильтона: в качестве генератора эволюции «полная ф-ция Гамильтона» H_T не отличима на \mathcal{M}' от $H^* = H + \sum_{j=1}^J \lambda_j \chi_j$.

Все связи χ_j разбиваются на два класса, с $K = J - S$ и S элементами, где S — (чётный) ранг матрицы $\{\chi_j, \chi_l\}$ на \mathcal{M}' . K связей удовлетворяют условиям

$$\{\chi_k, \chi_l\} = \sum_{i=1}^J c_{kij} \chi_i = 0 \quad \text{на } \mathcal{M}' \quad (4)$$

и наз. связями I рода (c_{kij} — нек-рые ф-ции переменных p, q). Остальные S связей — II рода — не удовлетворяют условиям (4), а матрица $\{\chi_S, \chi_S\}$ для них имеет обратную, γ_{SS} . Записанные для H^* условия непротиворечивости Г. ф.

$$\{H^*, \chi_j\} = \{H, \chi_j\} + \sum_i \lambda_i \{ \chi_i, \chi_j \} = 0 \quad \text{на } \mathcal{M}'$$

фиксируют S из коэффициентов λ_j : $\lambda_S = -\{H, \chi_S\} \gamma_{SS}$. Подстановка этих значений λ_S в H^* эквивалентна замене скобки Пуассона скобкой Дирака

$$\{f, g\}^* = \{f, g\} - \sum_{S, S'} \{f, \chi_S\} \gamma_{S, S'} \{\chi_{S'}, g\}$$

в законе эволюции: $\dot{f} = \{H^*, f\}$ на \mathcal{M}' . При этом, поскольку для любой ф-ции $f(p, q)$ выполняются авто-

матически соотношения $\{\chi_S, f\} = 0$, связи II рода можно наложить явно, считая $\chi_S = 0$ во всех ф-циях f .

Конкретная реализация процедуры Дирака неоднозначна: вместо связей II рода χ_j можно взять любой эквивалентный набор $\tilde{\chi}_j = \sum_i A_{ji}(p, q) \chi_i$, если только

$$\det A_{ji} \neq 0. \quad \text{В частности, в принципе можно подобрать } A_{ji} \text{ так, чтобы матрица } \{\tilde{\chi}_S, \tilde{\chi}_S\} \text{ приобрела канонич. вид } \begin{pmatrix} 0 & I \\ -I & 0 \end{pmatrix}, \text{ где } I \text{ — единичная матрица ранга } S/2.$$

Затем канонич. преобразованием в полном фазовом пространстве G можно перейти от первичных, переменных (p, q) к новым $(\tilde{\chi}_S; p', q')$, в к-рых первые $S/2$ пар — связи II рода. В новых переменных скобка Дирака приобретёт пуассонов вид: $\{f, g\}_D = \{f, g\}_{p', q'}$, а связи II рода окажутся полностью исключёнными, влияя лишь на выбор переменных p', q' . В этих переменных эволюцию управляет ф-ция Гамильтона

$$H' = H + \sum_{k=1}^K \lambda_k \chi_k, \quad \text{включающая лишь связи I рода, находящиеся в инволюции (т. е. скобки Пуассона связей выражаются через линейную комбинацию самих связей):}$$

$$\{\chi_k, \chi_{k'}\} = \sum_{k''} c_{kk'k''} \chi_{k''}. \quad (5)$$

Гамильтоново описание ведётся теперь в $(2N - S)$ -мерном пространстве G' канонич. переменных p', q' . В нём участвуют K произвольных ф-ций $\lambda_k(t)$; изменение λ_k не приводит к изменению состояния или закона эволюции, а сводится к канонич. калибровочному преобразованию, генератором к-рого является связь χ_k . Наблюдаемыми величинами естественно считать не все ф-ции $f(p', q')$ на поверхности \mathcal{M}' , определённой условиями $\chi_k = 0$, а лишь те, на эволюции к-рых не скажется произвол в λ_k . Для этого достаточно, чтобы $\{f, \chi_k\} = 0$ на \mathcal{M}' , т. е.

$$\{f, \chi_k\} = \sum_{k'} d_{kk'} \chi_{k'}, \quad (6)$$

при этом $\dot{f} = \{H', f\} = \{H, f\}$ на \mathcal{M}' . Такие ф-ции зависят не от всех $2N - S - K$ координат на \mathcal{M}' . Если считать (6) системой дифференц. ур-ний для f , то (5) будут условиями её разрешимости и f определится своими значениями на подмногообразии G' нач. условий, размерности $2N - S - 2K = 2N - J - K$. Г. ф. обычно задают на \mathcal{M}' ур-ниями $\eta_k(p', q') = 0$, наз. доп. условиями. Как и в случае связей II рода, переходом к эквивалентным связям $\tilde{\chi}_k$ и выбором доп. условий всегда можно добиться того, чтобы $\{\tilde{\chi}_k, \tilde{\chi}_{k'}\} = 0$, $\{\tilde{\chi}_k, \eta_{k'}\} = \delta_{kk'}$, $\{\eta_k, \eta_{k'}\} = 0$, т. е. чтобы новые связи и доп. условия отличались по роли от канонич. переменных. Канонич. преобразование в G' от (p', q') к $\{\chi_k, p''; \eta_k, q''\}$ доставляет остальные переменные p'', q'' , служащие наименьшими координатами на физ. фазовом пространстве G^* . Для ф-ций, удовлетворяющих системе ур-ний (6), скобка Пуассона выражается только через p'', q'' : $\{f, g\}_D = \{f, g\}_{p'', q''}$. Т. о., существуют два эквивалентных описания гамильтоновой системы со связями: в полном фазовом пространстве G со скобкой Дирака $\{f, g\}_D$ и ф-цией Гамильтона H^* и в физ. фазовом пространстве G^* со скобкой Пуассона $\{f, g\}_{p'', q''}$ и ф-цией Гамильтона $\tilde{H} = H |_{\chi_j=0}$, $\eta_k=0$.

Первый способ технически проще, поскольку на практике не всегда удаётся явно построить необходимые для второго способа канонич. преобразования. Однако принципиальная возможность второго способа служит обоснованием метода функционального интеграла для систем со связями.

Для теорий с высшими производными, когда $L = L(q, \dot{q}, \ddot{q}, \dots, q^{(n)})$, переход от лагранжiana к Г. ф. осуществляется введением новых координат $Q_k = q^{(k-1)}$, $k=1, \dots, n$, и связей $\dot{Q}_{k-1} - Q_k = 0$:

$$L \rightarrow L_T = L(Q_1, \dots, Q_n, \dot{Q}_n) + \sum_{k=2}^n \xi_k (\dot{Q}_{k-1} - Q_k).$$

При этом возникают $2(n-1)$ гамильтоновых связей II рода: $P_k - \xi_k = 0$, $\pi_k = \partial L_T / \partial \xi_k = 0$. Для ф-ции переноса P, Q скобка Дирака совпадает со скобкой Пуассона, а H^* имеет вид

$$H^* = P_1 Q_2 + P_2 Q_3 + \dots + P_{n-1} Q_n + P_n \dot{Q}_n - L(Q_1, \dots, Q_n, \dot{Q}_n).$$

При $k < n$ урния Гамильтона для Q_k эквивалентны лагранжевым связям, а для P_k — иному определенному импульсу:

$$P_k = \frac{\partial L}{\partial Q_{k+1}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial Q_{k+2}} + \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial L}{\partial Q_{k+3}} - \dots$$

В релятивистской теории осн. проблемой Г. ф. является удовлетворение требованиям релятивистской инвариантности. Как и в лагранжевом формализме, здесь требование инвариантности действия относительно преобразований симметрии позволяет с помощью *Нётер теорем* построить соответствующие сохраняющиеся величины как выше ф-ции канонич. переменных $\psi(x)$ и $\pi(x)$. В частности, инвариантность действия относительно преобразований из группы Пуанкаре приводит к сохранению четырёх компонент энергии-импульса P_μ и шести компонент момента $M_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$), где, напр., $P_0 = H$, $P_i = \int d^3x \pi(x) \partial_i \psi(x)$, $i=1, 2, 3$. Эти величины являются генераторами трансляций и вращений в четырёхмерном пространстве-времени, реализованными как генераторы соответствующих канонич. преобразований в фазовом пространстве системы. Напр., для любой ф-ции $\psi = \psi(\varphi(x), \pi(x))$ имеем

$$\{H, \psi\} = \partial_0 \psi, \quad \{P_i, \psi\} = \partial_i \psi$$

(где $\partial_\mu = \partial / \partial x^\mu$).

Неносредств. проверка инвариантности действия в Г. ф. затруднительна ввиду явной нековариантности определений π и H . Однако, поскольку преобразования Пуанкаре образуют группу Ли (см. *Группы*), генераторы должны удовлетворить соотношениям её алгебры:

$$\{P_\mu, P_\nu\} = 0, \quad \{P_\mu, M_{\nu\lambda}\} = g_{\mu\nu} P_\lambda - g_{\mu\lambda} P_\nu,$$

($M_{\mu\nu}$, $M_{\lambda\kappa}\} = g_{\mu\lambda} M_{\nu\kappa} + g_{\nu\kappa} M_{\mu\lambda} - g_{\mu\kappa} M_{\nu\lambda} - g_{\nu\lambda} M_{\mu\kappa}$ ($g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор), представляющими собой условия релятивистской ковариантности Г. ф. Часть этих соотношений удовлетворяется автоматически, а остальные налагают существен. ограничения на вид H и др. генераторов группы Пуанкаре.

Г. ф. играет принципиальную роль в процедуре квантования, стандартным рецептом к-рой является замена скобок Пуассона $\{f, g\}$ коммутатором $(i/\hbar) \times [f, g]$ операторов, отвечающих наблюдаемым f и g . При этом приходится решать две проблемы. Первая состоит в выборе порядка операторов \hat{p}, \hat{q} , отвечающих канонич. переменным, в выражениях $\hat{f} = \hat{f}(p, q)$. Квантовый аналог классич. системы уже поэтому неоднозначен. Вторая связана с выбором канонических переменных, для к-рых постулируются канонич. *перестановочные соотношения* $[\hat{p}_i, \hat{q}_j] = -i\hbar \delta_{ij}$. В классич. теории равноправны любые наборы (p, q) , связываемые каноническим преобразованием. В квантовой теории разные выборы канонически квантуемых переменных приводят, вообще говоря, к разным результатам. Иногда критерии выбора существуют. На-

пример, для системы, прообразом которой служит система материальных точек, преимущественными являются декартовы координаты и соответствующие импульсы. Для полевых систем «справедливый» выбор может привести к противоречиям.

Современный смысл приобретает при квантовании связи I и II рода. Связи II рода налагаются как соотношения для отвечающих им операторов, а связи I рода могут налагаться только как дополнит. условия на *векторы состояния*, выделяющие физ. подпространство таких векторов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1973; и т. же, Механика, 3 изд., М., 1973; Дирак П. А. М., Приципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Фаддеев Л. Д., Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов, «ТМФ», 1969, т. 1, с. 3; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Медведев В. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, М., 1978; Копельман Н. П., Погодин В. Н., Калибровочные поля, М., 1980. *Э. В. Мейснер, В. П. Павлов.*

ГАМИЛЬТОНОВА СИСТЕМА — частный случай динамической системы, описывающей физ. процессы без диссипации; соответствующие дифферен. ур-ния можно представить в след. симметричной форме (Гамильтона уравнения):

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad i=1, \dots, n, \quad (*)$$

где $H(p, q, t)$, наз. *Гамильтоном функцией*, имеет обычный смысл энергии системы, а q_i и p_i — обобщенные координаты и импульсы, n — число степеней свободы системы. Ниже рассматриваются автономные Г. с., в к-рых ф-ция H не зависит явно от времени t . В каждой точке (p, q) фазового пространства вектор $(-\partial H / \partial q_i, \partial H / \partial p_i)$ задает поле фазовой скорости, касательное к фазовым траекториям. Возникает наглядный образ движения Г. с. как фазового потока. Фазовый поток сохраняет элемент объема в фазовом пространстве, т. е. при движении по траекториям системы (*) фазовый объем не меняется (*Лиувилля теорема*). Отсюда следует, что Г. с. в фазовом пространстве не может иметь множеств, к к-рым все траектории из целой области притягиваются асимптотически. Более того, почти все траектории, совершающие финитное движение, являются небулжающими, т. е. почти всякая движущаяся точка многократно возвращается в окрестность своего исходного положения (*Пуанкаре теорема* о возвращении).

Производная ф-ции $F(p, q)$ по направлению вектора фазовой скорости в данной точке (p, q) определяет изменение F вдоль траектории и равно $F' = -\frac{\partial F}{\partial t} \frac{\partial H}{\partial q} + \frac{\partial F}{\partial q} \frac{\partial H}{\partial p} = \{F, H\}$, где $\{F, H\}$ наз. скобкой Пуассона ф-ции F и H . Если $F' = 0$, т. е. $\{F, H\} = 0$, то F не меняется вдоль траекторий и является первым интегралом (интегралом движения) системы (*). В частности, интегралом системы (*) является ф-ция H , поэтому фазовое пространство Г. с. расщепляется на гиперповерхности $H = h = \text{const}$; траектория, начинающаяся на данной гиперповерхности, никогда её не покидает. Дополнит. интегралы Г. с. часто получаются как следствие инвариантности H относительно нек-рой группы преобразований (см. *Нётер теорема*). Напр., пусть ф-ция H инвариантна относительно сдвигов s вдоль оси q_1 , т. е.

$$H(p_1, \dots, p_n, q_1 + s, q_2, \dots, q_n) = H(p_1, \dots, p_n, q_1, \dots, q_n)$$

для любого s . Тогда H не зависит от q_1 , поэтому $p_1 = -\partial H / \partial q_1 = 0$ и $F(p, q) = p_1$ — интеграл движения; координата q_1 наз. в этом случае циклической.

Интегрируемые системы являются простейшим типом Г. с. Они имеют, кроме ф-ции $H = H(p, q)$, ещё $n-1$ интегралов H_2, \dots, H_{n-1} , причём попарные скобки Пуассона

сона $\{H_i, H_j\} = 0$. Интегрируемость приводит к след. картине движения Г. с. Пусть градиенты ф-ций H_i линейно независимы в изучаемой области фазового пространства, а движение финитно и происходит внутри области. Любая траектория остана в пересечении гиперповерхностей H_i (p, q) = h_i с фиксирон. h_i . Компонента этого пересечения топологически эквивалентна n -мерному тору T^n (T^1 — обшая окружность, T^2 — произведение двух окружностей, поверхность «бублика», стандартный тор T^n — это множество в $R^{2n} = R^2 \times \dots \times R^2$, k -рое при проеции на каждое R^2 даёт окружность). Можно так задать циклич. координаты $(\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ на торе T^n , что движение по тору определяется ур-ниями $\dot{\varphi}_i = \omega_i$, $i=1, \dots, n$, где $(\omega_1, \dots, \omega_n)$ — вектор частот, т. с. движение условно-периодично. Вся область, где градиенты H_i линейно независимы, расложена на такие торы, можно ввести спец. координаты (I, φ) (п е р е м е н н ы е д е н ь е и в о г о л ь), в к-рых $H = H(I)$.

Движение на самом торе зависит от частот ω (к-рые, вообще говоря, меняются от тора к тору). Если между частотами $\omega_1, \dots, \omega_n$ нет линейных зависимостей вида $n_i \omega_i = 0$ с целыми коэф., то траектория подходит сколь угодно близко к любой точке тора. Если же существуют соотношения $\sum n_i \omega_i = 0$ (т. п. резонанс частот), то n -мерный тор T^n расслаивается на торы меньшей размерности T^k , $n - k$ равно числу независимых линейных соотношений.

Строение множества $\{H_i = h_i\}$, $i=1, \dots, n$, содержащего точки, где градиенты ф-ций H_i независимы, может быть различным. В частности, оно может содержать вырожденные торы (размерности меньшей n), к к-рым асимптотически приближаются др. траектории, образуя т. н. «усатые», или седловый, тор. Вырожденным случаем седлового тора является седловое периодич. движение Г, к-рое изображено на рис. 1

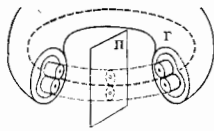


Рис. 1. Часть трёхмерного уровня энергии.

Понятие интегрируемые системы. Обычно интегрируемые Г. с. получаются при нек-рых спец. значениях параметров, входящих в H . Пусть, для простоты, имеется один малый параметр ε и при $\varepsilon=0$ система интегрируема. Тогда в области, где введены нерезонансные действия — углы (I, φ) , с ф-цией Гамильтона можно записать в виде $H = H_0(I) + \varepsilon H_1(I, \varphi, \varepsilon)$. А Пуанкаре (H. Poincaré) считал изучение такой Г. с. «осн. задачей динамики». Движение в такой Г. с. для большинства значений условий описывается К А М - т е о р и е й [А. Н. Колмогоров, В. И. Арнольд, Ю. Мозер (J. Moser)]. При малых ε осн. часть торов интегрируемой Г. с. сохраняется, лишь слегка деформируясь; движение на каждом таком торе остаётся условно-периодическим.

По разрушению структуры интегрируемой Г. с. всё же происходит, одной из его причин является расщепление ранее совпадавших устойчивых и неустойчивых многообразий седловых периодич. движений (см. периодич. траекторию Г на рис. 1). В окрестности этого множества образуется т. н. стохастич. слой, движение внутри к-рого крайне нерегулярно и практически неотличимо от случайного. Нек-рое представление о нём даёт рис. 2, где представлено поведение следов устойчивого и неустойчивого многообразий седловой траектории Г на секущей площадке Π (см. рис. 1). Кроме стохастич. слоёв, возникающих в окрестности седловых периодич. движений, образуются также стохастич. слои (гораздо более узкие) вза-раз разрушения нек-рой малой части торов, в первую очередь тех, движение на к-рых было чисто перио-

дическим ($\omega_i = n_i \nu$, n_i — целые, $i=1, \dots, n$). При разрушении такого тора образуется «гирлянда» из седловых и устойчивых периодич. движений (см. рис. 3). Устойчивые многообразия седловых периодич. движений пересекаются, и образуется стохастич. слой. Т. о., фазовое пространство Г. с., близкой к интегрируемой, характеризуется свойством разделимости: в б. ч. его движение похоже на поведение интегрируемой Г. с., траектории лежат на торах, заполняющих условно-периодич. траектории. В то же время в нек-рой части движение приобретает свойства случайного процесса (квазиислучайно).

Следует отметить, что в случае двух степеней свободы сохраняющиеся при малых ε двумерные торы переторживают трёхмерный уровень энергии $H = \text{const}$, поэтому имеется нек-рая устойчивость (по перемешиванию действия): стохастич. слой между собой не перекрываются. Однако при $n \geq 3$ возникает неустойчивость, к-рая при сколь угодно малом $\varepsilon > 0$ позволяет траектории из одного стохастич. слоя переходить в другой и тем самым уходит далеко по I (д и ф ф у з и я). А при о л ь д а). Скорость такой диффузии экспоненциально мала (по ε), но всё же на больших временах устойчивость она нарушает. Нек-рые численные эксперименты на ЭВМ показывают, что с ростом ε всё большее число торов разрушается и в конце концов стохастич.



Рис. 2. Стохастический слой.

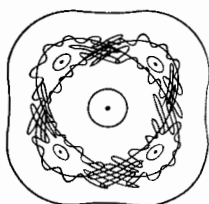


Рис. 3. Разрушенный тор.

дич. движение системы происходит по всему трёхмерному уровню энергии $H = \text{const}$. При такой «равнотной» стохастичности движение обладает свойством эргодичности, т. е. для любой ф-ции $F(p, q)$ среднее по времени равно среднему по пространству (по объёму на уровне энергии, к-рый также сохраняется; см. Эргодическая теория).

Обобщения. В общем случае для заданной Г. с. на определённом пространстве размерности $2n$ нужно определить совокупность Пуассона любых двух ф-ций f, g , удовлетворяющую обычным свойствам билинейности, антисимметричности и невырожденности, а также тождеству Якоби. В локальных координатах x_i эта операция имеет вид $\{f, g\} = \sum_{i, k=1}^{2n} w^{ik}(x) (\partial f / \partial x_i) (\partial g / \partial x_k)$, причём матрица $w^{ik}(x)$ невырождена, $w^{jk} = -w^{kj}$ и выполняется тождество

$$\frac{\partial w_{jk}}{\partial x_l} + \frac{\partial w_{jl}}{\partial x_k} + \frac{\partial w_{kl}}{\partial x_i} = 0,$$

где $W = w^{-1}$ — обратная матрица. Выбирая теперь произвольную ф-цию $H(x)$, можно определить для каждой ф-ции $f(x)$ сё траекторию $F(x, t)$, $F(x, 0) = f(x)$, из ур-ния $\partial F / \partial t = \{F, H\}$. Это линейное однородное ур-ние с частными производными 1-го порядка, характеристиками к-рого являются ур-ния Гамильтона $dx_i/dt = \sum_k w^{ik} \partial H / \partial x_k$. Около каждой точки можно так ввести координаты, что в них матрица $w^{ik}(x)$ примет стандартный вид $\begin{pmatrix} 0 & -E \\ E & 0 \end{pmatrix}$, где E — n -мерная единичная матри-

на. Обозначая $x_k = p_k$, $x_{k+h} = q_k$, получим канонические сопряжённые переменные, в к-рых Г. с. запишется в виде (6).

Следя этой схеме, можно перенести понятие Г. с. на распределённые системы, описывающие классич. поля. Примером может служить Кортвега — де Фриса уравнение $v_t + 6vv_x + v_{xxx} = 0$. В качестве фазового пространства выбирают убывающие на бесконечности функции $v(x)$, для к-рых существует функционал

$$H[v] = \int_{-\infty}^{\infty} \{-v_x^2/2 + v^3\} dx,$$

играющий роль функции Гамильтона. Скобку Пуассона функционалов $S[v]$, $H[v]$ определяют равенством

$$\{S, R\} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\delta S}{\delta v} \frac{\partial \delta R}{\partial x} - \frac{\partial \delta S}{\partial x} \frac{\delta R}{\delta v} \right) dx,$$

где $\delta/\delta v$ означает функциональную производную. Тогда уравне Кортвега — де Фриса переписывается в виде $v_t = -\{H, v\}$, т. е. представляет собой Г. с., имеющую к тому же бесконечный набор интегралов. Распределёнными (и даже интегрируемыми) Г. с. являются также Шрёдингера уравнение нелинейное, синус-Гордона уравнение и описывающая намагнитченность одноосного ферромагнетика Ландау — Лифшица уравнения.

Лит.: Мозер Ю., Лещин о гамма-квантовых системах, пер. с англ., М., 1973; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Теория солитонов, М., 1980; Дикштейн Б. А., Дибержан М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984. Л. М. Лерман.

ГАММА (γ) — 1) единица напряжённости магн. поля, равная одной стотысячной эрстеда: $1\gamma = 10^{-5}$ Эрст = $7,95775 \cdot 10^{-4}$ А/м. 2) Редко применяемая доляная единица массы: $1\gamma = 10^{-9}$ кг = 10^{-6} г.

ГАММА-АСТРОНОМИЯ — раздел астрономии, изучающий разл. космич. объекты по их эл.-магн. излучению в гамма-диапазоне (длины волн $\lambda < 10^{-12}$ м, что соответствует энергии фотона $\epsilon \approx 10^5$ эВ). Со стороны низких энергий Г.-а. граничит с рентгеновской астрономией, со стороны высоких энергий наблюдения ограничены макс. энергиями фотонов, достижимыми измерениями ($\epsilon \sim 10^{16} - 10^{17}$ эВ). Т. к. космич. γ -излучение полностью поглощается земной атмосферой, гамма-астрономич. наблюдения проводят в верх. слоях атмосферы и за её пределами (используя аэростаты, геофиз. ракеты и космич. аппараты (КА) или с поверхности Земли, исследуя реакции фотонов γ -излучения с атомами атм. газов).

Гамма-излучение (ГИ) возникает при взаимодействии частиц высоких энергий (космических лучей) с веществом и эл.-магн. полями в космич. пространстве, а также в процессе аннигиляции частиц с античастицами (рис. 1). Поскольку эл.-магн. сечения генерации ГИ хорошо известны, измерения интенсивности ГИ дают сведения о космических лучах, полях излучения, плотности и составе космических мишеней (компактные объекты, межзвёздная и межгалактическая среда).

Ввиду слабого рассеяния ГИ межзвёздной и межгалактич. средами источники ГИ могут быть видны на расстояниях до космологич. красного смещения $z \sim 100$, что при создании γ -телескопов с высоким разрешением и высокой чувствительностью позволяет получить достаточно полную и чёткую карту неба в γ -излучении.

По особенностям генерации и методам регистрации разделяют след. энергетич. интервалы ГИ: мягкое ($\epsilon \approx 10^5 - 10^6$ эВ), среднее ($10^6 - 10^7$ эВ), высокоэнергичное (или жесткое, $10^7 - 10^{11}$ эВ), сверхвысоких энергий ($10^{11} - 10^{14}$ эВ) и ультравысоких энергий ($10^{14} - 10^{17}$ эВ). Мягкое ГИ, возникающее при высве-

чивании возбуждённых ядер и в ядерных реакциях, состоит из отд. спектральных линий (линейчатое ГИ), уширенных в результате теплового движения атомов. Наложение отд. линий может создавать непрерывный спектр. В этот же интервал попадает аннигиляц. излучение, возникающее при аннигиляции позитронов

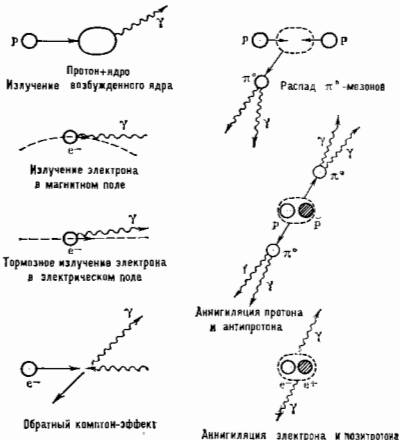


Рис. 1. Схематическое изображение элементарных процессов генерации γ -излучения.

(e^+ с электронами (e^-)). В результате двухфотонной e^+e^- -аннигиляции образуется спектральная линия 511 кэВ. Кроме линейчатого излучения, в этот и последующие энергетич. интервалы дают вклад процессы, приводящие к непрерывному спектру γ -излучения: тормозное, магнитотормозное (синхротронное), изгибное излучения электронов и обратное комптоновское рассеяние электронов на малоэнергичных фотонах, в т. ч. на фотонах реликтового излучения. Испускание фотонов средних и высоких энергий (гамма-диапазона) обусловлено в основном радиоакт. распадами элементарных частиц, образующихся при взаимодействии протонов и ядер космич. лучей с веществом, а также в процессе рр-аннигиляции. Гл. вклад даёт распад нейтральных пионов: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Энергетич. спектр сплошн. фотонов характеризуется максимумом интенсивности, приходящимся на энергию $\epsilon = \pi m_e c^2 / 2 \approx 67,5$ МэВ. ГИ сверхвысоких и ультравысоких энергий генерируют электроны и протоны соответствующих высоких энергий, спектр — непрерывный.

Регистрация фотонов ГИ основана на процессах их взаимодействия с веществом: фотоэффекте, комптоновском рассеянии и образовании e^+e^- -пар (см. Гамма-излучение).

В телескопах, регистрирующих космич. ГИ, используются сцинтилляторы на NaI, CsI, в состав к-рых входят ядра с большим зарядом Z (сечение фотоэффекта пропорционально Z^4), полупроводниковые детекторы на основе кристаллов германия, обладающие лучшим энергетич. разрешением ($\sigma_e \sim 1$ кэВ при энергии $\epsilon = 1$ МэВ), жидкостные и газовые ксеноновые счётчики. Направлением телескопов создается за счёт внешнего активного или пассивного коллиматора, ограничивающего апертуру прибора несколькими градусами. Более высоким угл. разрешением обладают телескопы двойного комптоновского рассеяния (рис. 2),

дополнит. преимуществом к-рых служит сильное подавление фона. В таком телескопе, состоящем из двух рядов сцинтилляц. счётчиков, измеряются координаты и энергия двух последовательных комптоновских аддитронов и энергия γ -кванта (γ -фотона). Совокупность зарегистрированных событий позволяет определить местоположение дискретного источника с точностью до неск. градусов.

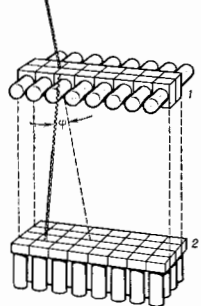


Рис. 2. Схема телескопа двойного комптоновского рассеяния для регистрации γ -излучения с энергией фотонов $\epsilon = (0,1 - 10)$ МэВ: 1, 2 — гомологические ряды сцинтилляционных счётчиков; ϕ — угол первого комптоновского рассеяния γ -фотона.

его угл. точность $\sigma_{\theta} \approx 1^{\circ}$ (для энергии $\epsilon \approx 100$ МэВ). Космич. ГИ регистрируется на фоне зарядк. частиц космич. лучей, потоки к-рых, как правило, на много порядков превышают искомым поток γ -фотонов. Поэтому γ -телескопы содержат системы сцинтилляц.

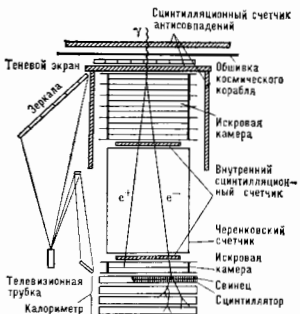


Рис. 3. Схема телескопа для регистрации космического γ -излучения с $\epsilon \geq 50$ МэВ: γ -фотоны образуют в конвертерах искровых камер пары (e^{-} , e^{+}); заряженные частицы проходят через сцинтилляционный и газовой черенковский счётчики, которые дают команду на запуск искровых камер; изображение испр. регистрируется телевизионной трубкой при помощи системы зеркал; энергия фотонов измеряется цилиндрическим калориметром. Сцинтилляционные счётчики, установленные на антисовпадении, отсекают фон заряженных частиц.

счётчиков, обеспечивающие исключение входящих зарядк. частиц.

Улучшение угл. разрешения γ -телескопов связано с использованием метода кодирования апертуры (аналогичные устройства есть и в рентг. астрономии). В поле зрения телескопа устанавливается экран с овреда. распределением поглощающих и иррадирующих элементов, в среднем поглощающий 50% падающего потока ГИ. Пройдя через экран, γ -фотоны регистри-

руются позиционно-чувствит. детектором (одоскоп счётчиков, искровая или пропорциональная камера, камера Ангера и др.), в плоскости к-рого образуется «тень» от экрана. Угл. разрешение определяется выражением: $\sigma_{\theta} \sim \lambda/L$, где λ — размер (по ширине) элемента экрана, сравнимый с координатным разрешением детектора, L — расстояние от экрана до детектирующей плоскости. Метод кодирования апертуры применим для любых энергий γ -фотонов и позволяет получить угл. точность порядка 1° .

Космич. γ -фотон энергией $\epsilon \geq 10^{11}$ эВ создаёт в атмосфере посредством электрошо-фотонного каскада широкий атмосферный ливень (ШАЛ) (см. *Космические лучи*), композиты к-рого достигают поверхности Земли.

Г.-а. сверхвысоких энергий ($10^{11} - 10^{14}$ эВ) основана на регистрации с помощью параболы зеркал опти. вспышки черенковского излучения, порождаемого расходящимся ливнем, составляем доли градуса. Г.-а. ультравысоких энергий ($\epsilon \geq 10^{14}$ эВ) использует наземные установки для регистрации зарядк. частиц ШАЛ, покрывающих большую площадь. Патривание γ -фотона, измеримое по временим запаздыванию импульсов от различных в пространств детекторов установок, определяется с точностью до неск. градусов. Осн. экстрем. трудностью наземной Г.-а. является выделение полесных событий на большом фоне ливней, созданных протонами и ядрами космич. лучей. До сих пор нет метода, к-рый позволил бы однозначно отличать ШАЛ, создаваемые γ -фотонами, в связи с чем наземная регистрация космич. ГИ основана на статистич. методах его выделения (возраст ливня, доля мюонов, зависимость от небесных координат и т. д.).

Теоретич. основы Г.-а. начали закладываться в 50-х гг. 20 в., наблюдения проводятся с 60-х гг., наиб. эффективны наблюдения с КА. Принято выделять ГИ Галактики, дискретные источники γ -фотонов, метagalактики, ГИ, кратковременные вспышки ГИ.

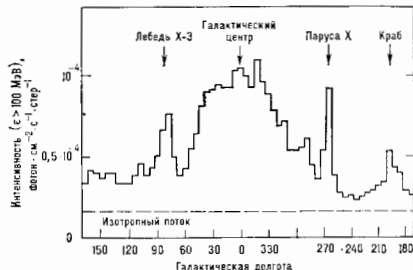


Рис. 4. Долготное распределение галактического γ -излучения ($\epsilon \geq 70$ МэВ) в полосе широт $|\delta| < 10^{\circ}$; дугитер — уровень изотропного метagalктического γ -излучения; стрелками показаны отдельные дискретные источники.

Галактич. диффузное ГИ с $\epsilon \geq 30$ МэВ обусловлено гл. обр. взаимодействием космич. лучей с межзвёздным газом, магн. полями и полем излучения. Наблюдается оно от всех участков неба, но наиб. ярко в полосе Млечного Пути, ограниченной галактич. широтой $|\delta| \leq 10^{\circ}$. Долготная зависимость ГИ (рис. 4) отражает структуру Галактики, в частности наличие спиральных рукавов (ГИ от них более интенсивно).

К известным галактич. дискретным источникам ГИ относятся: Солнце (во время солнечных вспышек), молодые пульсары PSR 0531-121 и PSR 0833-45, находящиеся в остатках вспышек сверхновых звёзд

(Крбовидной туманности и туманности Паруса X), газовые облака в Орионе и Эриониде, *галактический центр*, источник Лебедь X-3. ГИ спокойного Солнца очень мало и пока находится за пределами чувствительности детекторов. В мягкой области спектра поток солнечных γ -фотонов меньше 10^{-5} фотон/(см²·с). Однако во время солнечных вспышек интенсивность ГИ возрастает. Хорошо изучено мягкое всплывшее ГИ со сплюснутым спектром и в виде отдельных спектральных линий с $\epsilon = 0,5; 2,2; 4,4; 6,1$ МэВ и др., к-рые образуются в результате взаимодействия ускоренных во вспышке протонов и электронов с веществом хромосферы.

Существование аннигиляц. линии 0,5 МэВ указывает на возникновение позитронов, а линия 2,2 МэВ, образуемая в реакции $p + n \rightarrow D + \gamma$, — на большой поток свободных нейтронов (D — ядро дейтерия). Интенсивности этих линий на Земле при мощных вспышках на Солнце составляют $\sim 0,1$ фотон/(см²·с). Примерно на порядок меньше потоки линейчатого излучения с энергией 4,4 и 6,1 МэВ, к-рые, как считается, представляют излучение ядер ¹²C и ¹⁶O, возбужденных при неупругих столкновениях с ускоренными протонами.

ГИ молодых пульсаров объясняется *синхротронным излучением* релятивистских электронов, испускаемых вдоль магн. оси нейтронной звезды-пульсара.

Мощным галактич. источником ГИ является Лебедь X-3, наблюдаемый также в радио-, ИК- и рентг. диапазонах. Он представляет собой тесную двойную систему с орбитальным периодом 4,8 ч, одна из компонентов к-рой — молодая нейтронная звезда (или черная дыра). Объект расположен в 12 кил от Солнца,

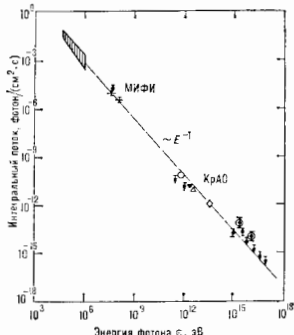


Рис. 5. Интегральный энергетический спектр рентгеновского и γ -излучения источника Лебедь X-3. МФИ — данные Московского инженерно-физического института, КРАО — данные Крымской астрофизической обсерватории.

обладает высокой γ -светимостью ($\sim 10^{38}$ эрг/с), иетким энергетич. спектром (рис. 5) и служит примером (пока единственным) естеств. ускорителя протонов и ядер вплоть до энергий 10^{17} эВ.

Галактич. центр проявляет себя в γ -диапазоне линией 0,5 МэВ, возникающей в результате e^+e^- -аннигиляции и характеризующейся сильной временной переменностью (в течение месяца поток изменяется в нек. раз).

Б. ч. галактич. дискретных источников не отождествлена. Из их расположения вблизи галактич. экватора (ср. широта $b \approx 2^\circ$) следует, что они принадлежат Галактике, находится на расстояниях 2—7 кил от Солнца и представляют собой новый тип объектов, харак-

теризуемых высокой светимостью в γ -диапазоне ($\sim 10^{38}$ эрг/с для $\epsilon \geq 100$ МэВ). Самый яркий неотождествленный источник — Гемита (координаты $l = 195^\circ, b = 4^\circ$) является скорее всего близко расположенной периферийной звездой (~ 10 кил от Солнца), периодически испускающей ГИ (период 59 с).

Среди внегалактич. источников — близкие активные (сейфертовские) галактики NGC 4151, MCG 8—41—11, радиогалактика Кейтлар-А (все в радиусе ≈ 20 Мпк), а также находящаяся на расстоянии ≈ 200 Мпк квазар 3С 273. Гамма-светимость внегалактич. источников, составляющая $\sim 10^{44}$ эрг/с у близких активных галактик и $\sim 10^{47}$ эрг/с у квазара, указывает на то, что ГИ доминирует над излучением в др. диапазонах эл.-магн. спектра и большую роль в них играют частицы, ускоренные до высоких энергий.

Метагалактич. изотропное γ -излучение (МИГИ) выделяется на фоне диффузного излучения Галактики как компонент, не зависящий от галактич. координат и распределения межзвездного газа. Энергетич. спектр МИГИ имеет важную особенность — изменение спектрального индекса при $\epsilon \approx 3$ МэВ. Этот факт может свидетельствовать о наличии в составе МИГИ космология. (роликтового) ГИ, оставшегося от эпохи, определяемой параметром красного смещения $z \sim 100$.

Кратковременные всплески ГИ (см. *Гамма-телескопы*) представляют собой потоки рентг. и мягкого ГИ длительностью меньше 100 с с плотностью энергии $10^{-7} - 10^{-9}$ эрг/см², регистрируемые спутниками и КА. Хотя до сих пор не получено надежного отождествления источников γ -всплесков с известными астрофиз. объектами, но по совокупности наблюдательных данных ими скорее всего являются старые нейтронные звезды, находящиеся на заключит. этапе звездной эволюции.

Лит.: Гальпер А. М., Киврилово У. В., Урманов В. Г., Лучков Б. И., Наблюдательная гамма-астрономия, «УФН», 1974, т. 112, с. 491; Гальпер А. М., Лучков В. И., Прилучий В. Ф., Гамма-лучи и структура Галактики, там же, 1979, т. 128, с. 313; Левитан Л. М., Мак-Каллум К. Дж., Космическая гамма-спектрология, пер. с англ., там же, 1981, т. 135, с. 693; Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, М., 1984.

ГАММА-ВСПЛЕСКИ — интенсивные импульсные потоки гамма-квантов с энергией от десятка до тысяч кэВ, распространяющиеся в межзвездном пространстве Галактики. Обнаружены в 1973 в результате длительного слежения за уровнем интенсивности космич. γ -излучения одновременно с неск. спутников. Наблюдались не чаще 5—8 раз в год и поэтому считались редким явлением. Чувствительные детекторы Г.-в., установленные на сов. межпланетных станциях «Веенера 11—14», позволили наблюдать эти события каждые 2—3 дн. Осн. характеристики Г.-в.: частота появления, интенсивность и временная структура, энергетич. спектр излучения, эволюция спектра в ходе всплеска, суммарный поток энергии, направление распространения излучения.

По интенсивности излучения Г.-в. существенно превосходит уровень диффузного фона γ -излучения от всего неба и на неск. порядков величины превышает потоки от известных дискретных источников (см. *Гамма-астрономия*). Временная структура всплесков очень сложна и разнообразна. Полная длительность событий меняется от сотых долей секунды до сотен секунд. Нек-рые характерные примеры временных профилей Г.-в., своего рода «кривые блесков», представлены на рис. 1. Специфич. группу образуют очень короткие Г.-в. длительностью $\Delta t \sim 10 - 100$ мс (рис. 1, e). Отдельные столь же короткие импульсы встречаются и во временных профилях более протяженных Г.-в. Эти особенности указывают на то, что источники Г.-в. очень компактны; размеры излучающей области не должны превышать величин $c \cdot \Delta t \approx 3000$ км.

Индивидуальные различия в энергетич. спектрах Г.-в. выражены менее ярко. В большинстве случаев непрерывные спектры (число фотонов, приходящихся

на единичный интервал энергии) удовлетворительно описываются соотношением $dN/d\epsilon \sim \epsilon^{-\alpha} \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$, где $\alpha \approx 0,5-1,5$ (рис. 2, а). Характеристическая энергия ϵ_0 может рассматриваться как мера темп-

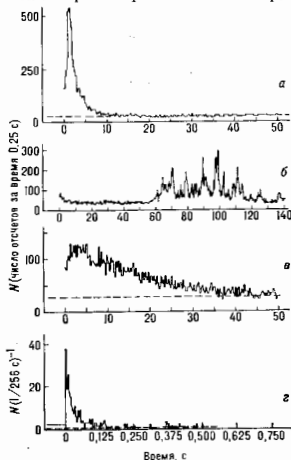


Рис. 1. Типы наблюдаемых гамма-всплесков (по оси ординат отложена интенсивность всплеска, определенная по скорости счета фотонов, по оси абсцисс — время, отсчитываемое от начала всплеска).

излучения, $\epsilon_0 = kT$. Типичная черта Г.-в. — сильная спектральная переменность. Величина kT быстро меняется во времени, часто в значит. пределах (от 100 до 1000 кэВ). Из ряда наблюдений следует, что именно

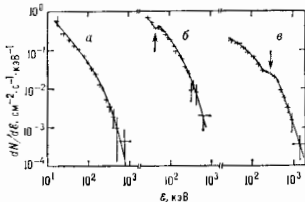


Рис. 2. Энергетические спектры гамма-всплесков: а — гладкий спектр без особенностей; б — спектр с линией поглощения (†); в — спектр с широкой эмиссионной линией (‡).

спектральная переменность излучения определяет видимую временную структуру всплесков.

Во мн. случаях плавный характер спектрального распределения нарушается, в энергетич. спектрах появляются спектральные особенности двух типов: 1) широкие линии поглощения в области энергии 30—100 кэВ (рис. 2, б); 2) широкие эмиссионные линии с максимумом в области энергий 350—450 кэВ (рис. 2, в). Предполагается, что линии поглощения могут возникнуть при наличии сильного магн. поля в источниках вследствие избират. поглощения выходящего излучения внешними, более холодными областями плазмы на электронной циклотронной частоте. Наблюдаемым частотам соответствуют величины магн. поля $B \approx (3-10) \times$

$\times 10^{12}$ Гс. Расположение максимумов эмиссионных линий вблизи 400 кэВ с небольшим разбросом лучше всего объясняется тем, что это — излучение аннигиляции электрон-позитронный пар, испытывающее сильное красное смещение в гравитац. поле источника с потенциалом $\approx 0,3 c^2$.

Компактность излучающих объектов, огромный гравитац. потенциал и сверхсильное магн. поле говорят о том, что Г.-в. генерируются нейтронными звездами. Пока не выяснено, являются ли эти звезды одиночными или они входят в состав двойных систем. Даже по наиб. точным (лучше $0,01''$) измерениям небесных координат источников нек-рых мощных Г.-в. не уда-

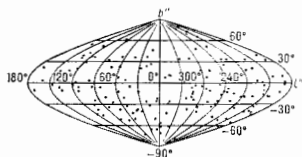


Рис. 3. Распределение источников гамма-всплесков на небесной сфере (b'' и l'' — галактические широта и долгота).

лось надежно отождествить их с астрофиз. объектами, видимыми или известными по излучению в др. областях спектра. По всей вероятности, это не случайно, и уровень излучения этих объектов в период между Г.-в., к-рый оценивается интервалом времени $\geq 10-100$ лет, крайне низок. Незвестны поэтому и расстояния до источников Г.-в. По небесной сфере источники разбросаны хаотически, сколько-нибудь значит. концентрация их к плоскости Млечного Пути или в направлении на центр Галактики отсутствует (рис. 3). Это означает, что чувствительность применявшихся детекторов Г.-в. ещё недостаточна для наблюдений источников настолько далеких, чтобы неоднородность их распределения в Галактике и асимметрия относительно положения Солнечной системы могли проявиться в угл. распределении источников по небесной сфере.

По совокупности данных предполагается, что источники Г.-в. заложились в Галактике область в виде толстого диска с высотой ср. границы под галактич. плоскостью $\approx 1-2$ кпк. Соответственно полная энергия всплеска составляет $10^{39}-10^{40}$ эрг.

Однозначного объяснения происхождения Г.-в. нет. С наблюдениями наиб. явно согласуется предположение о том, что Г.-в. вызываются термоядерными взрывами вещества, накапливающегося на поверхности нейтронной звезды в результате длительной слабой аккреции. Как возможные причины Г.-в. рассматриваются также мощная нестационарная аккреция, сопровождающаяся его ядерным распадом, процессы аннигиляции магн. поля, падение астероидов на нейтронную звезду, освобождение энергии при «звездотрясениях».

Лит.: Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В., Мощные всплески космического гамма-излучения, «УФН», 1975, т. 118, с. 517; Маасц Е. П., Голеницкий Я. С. В., Исследования космических γ -всплесков, в кн.: Астрофизика и космическая физика, М., 1982; Розенталь И. Л., Усов В. В., Зестулин И. В., Всплески космического гамма-излучения, «УФН», 1983, т. 140, с. 87.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ — коротковолновое эл.-магн. излучение (длина волны $\lambda \leq 2 \cdot 10^{-10}$ м). При столь коротких волнах волновые свойства Г.-л. проявляются слабо. На первый план выступают корпускулярные свойства. Г.-л. представляет собой поток гамма-квантов, к-рые взаимодействуют, как и р. фотоны, энергией $E_\gamma = \hbar\omega$ ($\omega = 2\pi c/\lambda$), импульсом $p = \hbar k$ ($k = 2\pi/\lambda$) и спином I (в единицах \hbar).

Первоначально термином γ -и. обозначалась та компонента излучения радиоакт. ядер, к-рая не отклонялась при прохождении через маг. поле, в отличие от α - и β -излучений. После установления эл-магн. природы γ -и. этот термин стал употребляться вообще для обозначения ийсткого эл-магн. излучения с энергией квантов $\hbar\omega \gg 10$ кэВ, возникающего в разл. процессах, напр. при аннигиляции частицы и античастицы, в ядерных реакциях, при торможении быстрых заряд. частиц в среде, при распаде мезонов, в космич. излучении и др. Однако существует тенденция к использованию спец. терминов, фиксирующих именно характер источника γ -и.: аннигиляционное излучение, мезорентгеновое, *термоионное излучение*, космич. γ -и. (см. *Космические лучи, Гамма-астрономия*), *синхротронное излучение* и т. п. Ниже рассматриваются γ -и. возбужденных атомных ядер.

Спектр γ -и. Возникает γ -и. в результате спонтанного распада, перехода ядра из нач. состояния с энергией ϵ_n в конечное состояние с энергией ϵ_f ($\epsilon_n > \epsilon_f$). Т. к. ядро обладает дискретным набором энергетич. состояний, то спектр γ -и. линейчатый. В отличие от оптич. дйшавтона, его представляют в виде распределения γ -квантов по энергиям.

В действительности энергетич. спектр ядра делится на дискретную и непрерывную области. В области дискретного спектра расстояния между уровнями ядра существенно больше энергетич. ширины Γ уровня, определяемой временем жизни ядра τ в этом состоянии: $\Gamma = \hbar/\tau$; τ фиксирует скорость γ -распада возбужденного ядра: $N(t) = N_0 \exp \times (-t/\tau)$. Эта область γ -переходов простирается от осн. уровня до энергии возбуждения, при к-рой становится энергетически возможным испускание ядром нуклонов или α -частицы (либо др. ядерный процесс распада, например *деление ядер*). Выше этого порога

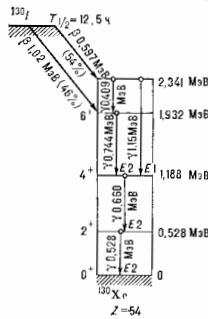


Рис. 1. Схема распада $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$: наклонные стрелки — β -переходы, прямые — γ -переходы; квадраты — спин и четность уровней (Γ^π).

начинается область непрерывного энергетич. спектра ядерных состояний. Величина порога варьируется от ядра к ядру (например, энергия отрицат. нейтрона для ^{23}Ne , 1,065 МэВ, для ^{12}C 18,724 МэВ), но она < 20 МэВ даже в случае лёгких ядр (рис. 1).

В результате конкуренции ядерных процессов распада, напр. испускания нуклонов, α -частиц, спектр γ -и. ядер ограничен областью $\hbar\omega \leq 20$ МэВ. Т. о., реализуется ситуация, когда радиус ядра $R(10^{-12} - 10^{-12}$ см) не превосходит длину волны $\lambda > 10^{-12}$ см испускаемого ядром γ -кванта: $R/\lambda \leq 1$ (условие длинноволновости γ -и.). В этом случае вероятность γ -перехода и характеристики γ -и. существенно зависят от квантовых характеристик начального и конечного ядерных состояний — энергии, спина ядра I и пространственной *чётности* π его волновых ф-ций. В случае ядер с чётным числом A нуклонов спин $I = 0, 1, 2, 3, \dots$; для ядер с нечётным A спин $I = 1/2, 3/2, 5/2$ (спин нуклона $1/2$).

Законы сохранения при γ -и. ядер. В силу закона сохранения энергии $\hbar\omega = \epsilon_n - \epsilon_f$ с точностью до эффекта отдачи, к-рую испытывает ядро при испускании кванта импульсом $\hbar k$. Учёт эффекта отдачи необходим в случае процессов резонансного рассеяния или по-

глощения γ -квантов ядрами (см. *Миссбауэра эффект*), здесь отдачи пренебрегаем.

Для изолированной системы момент кол-ва движения (угл. момент) — сохраняющаяся величина (интеграл движения). При переходе ядра из состояния ϵ_n со спином I_n в состояние ϵ_f со спином I_f излучаемый квант уносит угл. момент (в единицах \hbar), равный векторной разности $L = I_n - I_f$. Абс. величина L ограничена неравенствами («правило треугольника»):

$$|I_n + I_f| \geq L \geq |I_n - I_f|. \quad (1)$$

Согласно правилам квантования, L может принимать допустимые этими неравенствами значения, отличающиеся друг от друга на 1. Для фотона L — целое число, причём значение $L=0$ строго запрещено (следствие поперечности эл-магн. волн). При фиксированном L волновая ф-ция фотона может иметь разную чётность π_f . Если $\pi_f = (-1)^L$, то говорят об излучении элктрич. типа (EL); если же $\pi_f = (-1)^{L+1}$, то излучению наз. магнитным (ML). Число $2L$ наз. мультипольностью γ -и. Наименьшие мультиполи имеют следств. наименования: $E1, M1$ — элктрич. и магн. диполи; $E2, M2$ — элктрич. и магн. квадруполь; $E3, M3$ — элктрич. и магн. октоуполи (см. *Мультипольное излучение*; рис. 1). Чётность ядерной волновой ф-ции при эл-магн. переходе с испусканием γ -кванта меняется в соответствии с равенством, выражающим закон сохранения чётности:

$$\pi_f = \pi_n \pi_\gamma, \quad (2)$$

где π_n — чётность начального состояния, π_f — конечного. Состояние ядра принято обозначать символом I^π .

Вероятность γ -и. W зависит от начального и конечного ядерных состояний — от разности энергии и мультипольности γ -перехода. В большинстве случаев γ -и. ядер имеет малые L ($E1, M1, E2$). Оно происходит за время $\sim 10^{-8} - 10^{-15}$ с в зависимости от $\hbar\omega$. В общем случае при $R/\lambda \ll 1$:

$$W \sim (R/\lambda)^{2L+1} \quad (3)$$

и, как правило, сравнимы вероятности $EL+1$ и ML . Правила отбора по угл. моменту и пространственной чётности допускают γ -и. смешанной мультипольности. Напр., при $I_n^\pi = 2^+, I_f^\pi = 1^+$ возможна суперпозиция ($M1 + E2 + M3$).

Вероятность $2L$ -квантового перехода в единицу времени можно записать в виде

$$W(\Lambda L) = 8\pi \frac{I_n + 1}{I_f(2L + 1)!} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(\Lambda L). \quad (4)$$

Здесь Λ указывает тип излучения ($\Lambda = E, M$), $B(\Lambda L)$ для элктрич. переходов пропорц. R^{2L} , для магнитных — $R^{2L}(v/c)^2$, где v — ср. скорость нуклонов в ядре. При этом, однако, W может существенно различаться для переходов одной и той же мультипольности вследствие структурных особенностей начальных и конечных состояний ядра. Чтобы выявить структурное подавление или усиление вероятности γ -перехода, удобно вместо $B(\Lambda L)$ рассматривать отношение $F(\Lambda L) = B(\Lambda L)/B_0(\Lambda L)$, где B_0 — масштабный фактор, определяемый выражением

$$B_0 = (2L + 1) \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R^{2L} \times \begin{cases} 1 & \text{для } EL; \\ 10 \left(\frac{\hbar}{mck}\right) & \text{для } ML. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь m — масса нуклона; радиус ядра R обычно принимается равным $1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $A \gg 1$ (рис. 2).

Если $F > 1$, то говорят об усилении (ускорении) перехода, если $F < 1$ — о подавлении (замедлении, торможении) перехода. Усиление или подавление γ -переходов может быть большим (напр., усиление

~10-10⁸ переходов E2 для ядер с 150 < A < 190 и A > 220). Иногда это обусловлено несферичной формой ядра (см. *Деформированные ядра*) и коллективным характером уровней (см. *Коллективные возбуждения ядер*).

Сильная зависимость вероятности γ -перехода ядра от $\hbar\omega$ и L обуславливает явление изомерии, состоя-

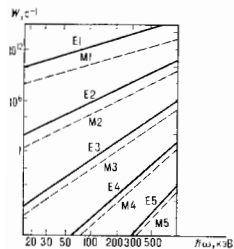


Рис. 2. Зависимость вероятности W гамма-излучения от энергии $\hbar\omega$ и мультиплициности L перехода.

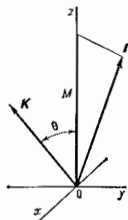


Рис. 3. Схема квантования вектора углового момента ядра на выделенную в пространстве ось oz , в направлении k -рой ориентирован спин ядра I .

щее в том, что возбуждённое атомное ядро может иметь сравнительно большое время жизни $\tau \sim 10^{-8}$ с (см. *Изомерия ядер*). Явление изомерии ядер, как правило, возникает, когда $L \geq 3$, а энергия перехода мала ($\hbar\omega \leq 1$ МэВ).

В случае низкоэнергетических переходов высокой мультиплициности возрастает вероятность передачи энергии возбуждению ядра электрона (см. *Конверсия электронов*). Для таких переходов коэф. внутр. конверсии (отношение вероятностей внутр. конверсии и испускания γ -кванта) может быть $\gg 1$.

Г.-и. ориентированных ядер. Измерение угла распределения γ -квантов, испускаемых поляризованными и выстроенными ядрами, позволяет получить данные о мультиплициности переходов, а также о спинах и чётностях ядерных состояний. В силу квантования углового момента проекция M спина ядра I на выделенную в пространстве ось квантования oz приобретает значения от $M = -I$ до $M = +I$ с шагом $\Delta M = 1$ (рис. 3). Если спины ядер ориентированы хаотично, то M распределены равномерно. Воздействуя на возбуждённое ядро внеш. магн. или электрич. полями (k -рые фиксируют ось oz), можно создать неравномерное распределение ядер по проекциям M спинов (см. *Ориентированные ядра*). Это распределение $a_M(I)$ в случае осевой симметрии можно характеризовать т. н. ориент. параметрами $f_Q(I)$:

$$\begin{aligned} f_0(I) &= \frac{M=+I}{M=-I} \sum_{M=-I}^{M=+I} a_M(I) = 1, \\ f_1(I) &= \frac{1}{I} \sum_{M=-I}^{M=+I} M a_M(I), \\ f_2(I) &= \frac{1}{I^2} \sum_{M=-I}^{M=+I} M^2 a_M(I) \end{aligned} \quad (6)$$

и т. д., где $Q \leq 2I$. Нечётные Q (1, 3, 5, ...) характеризуют поляризацию ядер, чётные (2, 4, 6, ...) определяют степень выстроенности спинов ядра. Если начальное и конечное состояния системы имеют одинаковые чётности (т. е. если чётность в ядерных взаимодействиях сохраняется), то получаемые ориентиро-

ванным ядрами относительно оси oz γ -кванты имеют угл. распределение, в k -рое входят только чётные Q :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{Q=2, 4, \dots} b_Q f_Q(I) P_Q(\cos \theta). \quad (7)$$

Здесь θ — угол относительно оси oz , $P_Q(\cos \theta)$ — полином Лежандра ранга Q , величины b_Q зависят от спинов начального (I_1) и конечного (I_2) состояний и мультиплициности перехода L . Циркулярно поляризов. Г.-и. возникает, если в исходном ядерном состоянии отличен от 0, по крайней мере, один из параметров f_Q с нечётным Q (I_1, I_2, \dots), т. е. если есть поляризация.

Эффект несохранения пространственной чётности в ядерных взаимодействиях вносит поправку в эту картину: даже в случае неполяризов. ядер (все нечётные параметры f_1, f_3, \dots равны 0) Г.-и. оказывается циркулярно поляризованным. В угловое же распределение входит также нечётные f_Q . Напр., если только $f_1 \neq 0$, то $W(\theta) = 1 + \alpha_1 \cos \theta$. Этот факт используется при исследовании эффектов несохранения чётности в ядерных силах (примес. слабых взаимодействий).

Прохождение Г.-и. через вещество. Наблюдение γ -квантов происходит в волновой зоне, т. е. в расстоянии r от излучающего ядра, существенно превышающего длину волны λ : $r/\lambda \ll 1$, поэтому проходящее в малый телесный угол Г.-и. можно рассматривать как плоскую волну с частотой ω , волновым вектором k и интенсивностью I или как параллельный лучок квантов с энергией $\hbar\omega$, импульсом $\hbar k$, интенсивностью I , задающей число квантов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к импульсу кванта $\hbar k$.

При прохождении Г.-и. через вещество происходит выбывание квантов из потока в результате взаимодействия с электронами и ядрами. Интенсивность лучка I уменьшается с увеличением толщины x по закону:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x). \quad (8)$$

Здесь I_0 — интенсивность падающего на вещество потока фотонов, μ — коэф. поглощения Г.-и. В формировании μ определяющую роль играют 3 процесса: фотоэффект на алектронной оболочке атома; комптоновское рассеяние квантов «свободными» электронами; рождение электрон-позитронной пары в электростатич. поле атомного ядра (при $\hbar\omega \geq 2m_0c^2$, m_0c^2 — масса электрона). Если N — число атомов в 1 см³ среды, σ_i —

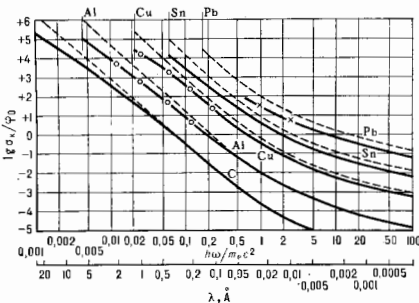


Рис. 4. Сечение фотопоглощения заполоненной K -оболочки атомов (уточн. вклад фотонов электронов) в зависимости от энергии γ -кванта; лунный — сечение, полученное в борновском приближении:

$$\sigma_A = \eta_A \sqrt{2} \frac{Z^5}{(137)^2} \left(\frac{m_0c^2}{\hbar\nu} \right)^{7/2}$$

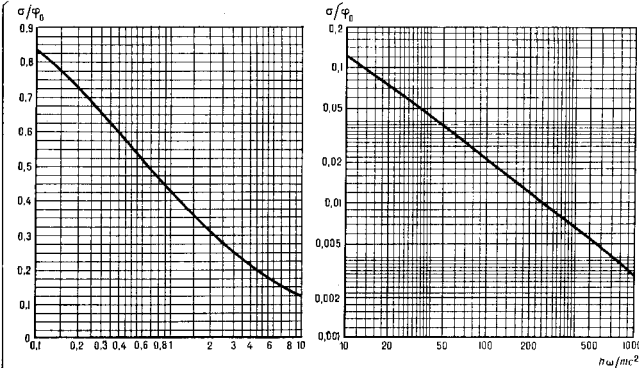


Рис. 5. Полное сечение комptonовского рассеяния кванта на свободном электроне σ/φ_0 как функция энергии γ -кванта.

сечения перечисленных процессов, отнесённые на 1 атом среды, то:

$$\mu = N \sum_{i=1, 2, 3} \sigma_i. \quad (9)$$

В случае фотоэффекта γ -квант поглощается, а его энергия $h\omega$ передаётся электрону, K -рый покидает атом с кинетич. энергией $T = h\omega - \mathcal{E}_{св}$ ($\mathcal{E}_{св}$ — энергия связи электрона в атоме). Вблизи порога фотоионизации ($h\omega \sim \mathcal{E}_{св}$) с ростом $h\omega$ сечение фотоэффекта убывает

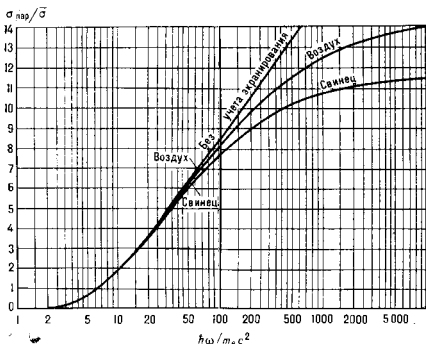


Рис. 6. Полное сечение рождения позитрон-электронной пары в зависимости от энергии γ -кванта.

как $(h\omega)^{-1/2}$. При энергиях γ -квантов, превышающих $\mathcal{E}_{св} K$ -электронов, осн. вклад ($\sim 80\%$) в полное сечение фотоэффекта вносит K -оболочка, тогда как на долю занолненной L -оболочки приходится $\sim 16\%$, а вклад M -оболочки $\sim 4\%$. Сечение фотоионизации σ_K на K -оболочке атома для разных $h\omega$ приведено на рис. 4 в виде зависимости $\lg(\sigma_K/\varphi_0)$ от $(h\omega/mc^2)$, где $\varphi_0 =$

$$410 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,651 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

В отличие от фотоэффекта, в комptonовском рассеянии γ -кванта на слабосвязанных (квазисвободных) электронах происходит преобразование падающего пучка γ -квантов с исходной энергией $h\omega$ в рассеянный поток γ -квантов с энергией $h\omega'$, зависящей от угла рассеяния θ относительно направления первонач. кванта k :

$$h\omega'(\theta) = h\omega \left[1 + \frac{h\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta) \right]^{-1}. \quad (10)$$

Т. о., энергия рассеянного γ -кванта изменяется от $h\omega$ при $\theta = 0^\circ$ до $h\omega' = h\omega / (1 + 2h\omega/m_e c^2)$ при $\theta = \pi$. Зависимость сечения комptonовского рассеяния квантов на свободном покоящемся электроне от энергии кванта приведена на рис. 5.

При энергии $h\omega$, существенно превышающей энергию связи K -электрона, полное сечение комptonовского рассеяния на атоме можно считать пропорц. числу электронов, т. е. заряду Z ядра для нейтральных атомов (см. Комptonов эффект). В процессе образования электрон-позитронной пары (e^-e^+) и кулоновского поля ядра, как и в случае фотоэффекта, γ -квант поглощается, и его энергия распределяется, гл. обр. между позитроном и электром;

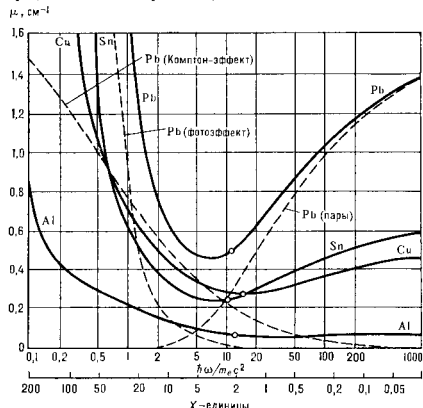


Рис. 7. Коэффициент поглощения гамма-излучения μ в зависимости от энергии кванта $h\omega$. Для Pb приведено также поведение составляющих, обусловленных фотоэффектом, комptonовским рассеянием и эффектом рождения пары.

часть импульса передаётся ядру. Поэтому сечение рождения пары в поле атомного ядра пропорц. Z^2 :

$$\sigma_{\text{пар}}/\sigma \sim h\omega/m_e c^2; \quad \bar{\sigma} = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2. \quad (11)$$

Зависимость полного сечения рождения пары от энергии γ -кванта дана на рис. 6 для воздуха ($Z_{\text{эф}} = 7,2$) и Pb ($Z = 82$).

Относит. роль 3 осн. процессов поглощения γ -кванта в формировании коэф. μ зависит от Z и энергии γ -кванта $\hbar\omega$ (рис. 7). Наряду с осн. процессами, имеются ряд механизмов выбытия γ -квантов из потока: томосонское упругое рассеяние на бесструктурном ядре, дельбриковское упругое рассеяние на кулоновом поле ядра, комptonовское рассеяние на нуклонах ядра и поглощение в ядерных реакциях типа (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) . Последние наиб. существенны, особенно в области дипольного гигантского резонанса ($\hbar\omega \sim 10-20$ МэВ). Для γ -квантов, энергии к-рых лежат в области второго резонанса, фотоядерный процесс может дать вклад порядка неск. % (10-5%) в (см. Фотоядерные реакции).

Лит.: Бета и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Д. Бенедетти С., Ядерные взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Абрамзон А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальной физики ядерной физики, М., 1970; Горбачев В. М., Замятин и Ю. С., Лбов А. А., Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов и деление ядер, Справочник, М., 1978; Русев Н. Г., Димитров П. П., Квантовое излучение радиоактивных нуклидов, Справочник, М., 1977; и др. Радиоактивные источники, Справочник, М., 1978; Атлас спектров гамма-излучения от нейтронного рассеяния быстрых нейтронов реактора, М., 1978. Д. П. Гречесин. ГАММА-КВАНТ (γ) — фотон большой энергии (условно выше 100 кэВ). Г.-к. возникает, напр., при квантовых переходах в атомных ядрах, при нек-рых превращениях элементарных частиц (в частности, при аннигиляции электрон-позитронной пары в фотоны), тормозном и синхротронном излучении электронов высокой энергии.

ГАММА-ЛАЗЕР — источник когерентного эл.-магн. излучения γ -диапазона. Часто также используются сокращения «гравез» или «газар», являющиеся аббревиатурой англ. фразы «Gamma Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation» («усиление γ -излучения с помощью вынужденного излучения»). Пока генерация вынужденного излучения в γ -диапазоне не осуществлена. Получение генерации в рентг. и γ -диапазонах открыло бы новые перспективы в рентгеновском структурном анализе, ядерной физике (воздействие на течение ядерных реакций) и др.

Идея Г.-л. возникла в связи с появлением оптич. лазера и открытием Мессбауэра эффекта. Открытие безотдачного излучения γ -квантов поставило вопрос о реализации вынужденного излучения системы возбужденных ядер. Впервые на эту возможность указал Л. А. Ривлин в 1961. В 1961-65 одновременно и независимо несколько сов. и амер. групп физиков занимались разработкой схем Г.-л. на эффекте Мессбауэра. Для создания активной среды предполагали использовать радиохим. методы выделения долгоживущих ядерных изомеров с последующим введением их в кристалл (кристаллич. матрицу) или выращиванием из этих ядер активных кристаллов.

Для возникновения нарастающей лавины когерентных γ -квантов необходимо, во-первых, чтобы в среде было больше возбужденных ядер, чем невозбужденных, и, во-вторых, чтобы вероятность вынужденного излучения была выше вероятности поглощения или рассеяния γ -квантов ядрами среды. Т. о., возникшее в среде γ -излучение (в результате спонтанного распада отд. ядер) будет усиливаться, если концентрация возбужденных ядер превышает нек-рое пороговое значение N^* , определяющееся из условия равенства коэф. μ резонансного вынужденного излучения (коэф. квантового усиления) и коэф. δ нерезонансных потерь энергии:

$$\mu = \delta. \quad (1)$$

Коэф. усиления μ определяется ф.-лой:

$$\mu = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\hbar}{\Gamma} \frac{\beta}{1 + \alpha}. \quad (2)$$

Здесь λ — длина волны γ -излучения, Γ — спектральная ширина резонансного перехода ядра в кристалле,

τ — время жизни ядра в изомерном состоянии, α — коэф. конверсии *внутренней*, β — т. н. коэф. в е т в л е н и я, учитывающий возможность перехода ядра на др. уровни, лежащие выше нижнего рабочего, если генерация идет с более высоких уровней, чем первый возбужденный ($\beta=1$, если генерация идет с первого возбужденного уровня ядра). Нерезонансные потери в области энергий γ -квантов, при к-рых вероятность эффекта Мессбауэра велика, определяются в осн. фотоэффектом, т. е. процессом, при к-ром атом поглощает γ -квант и испускает электрон. Для легких матриц $\delta \approx 10$ см⁻¹. Полагая в (2) $\lambda=1 \text{ \AA}$, $\alpha \approx \beta=1$, получим для N^* след. выражение:

$$N^* (\text{см}^{-3}) = 1.3 \cdot 10^{17} \Gamma. \quad (3)$$

Т. о., при естеств. ширине линии $\Gamma \sim 1$ критич. плотность возбужденных изомерных ядер составляет незначит. часть плотности атомов в твердом теле ($\sim 10^{23}$ атом/см³). На (3) видно, что немессбауэровский вариант γ -лазера практически невозможен. Действительно, для ядер со ср. ат. номерами Z доплеровское уширение линии $\Gamma \approx 10^{13}$ с⁻¹. Следовательно, согласно (3), пороговая плотность изомерных ядер выходит за пределы плотности твердого тела уже при $\tau=10^{-7}$ с.

С ростом энергии γ -квантов вероятность безотдачного излучения резко падает. Вероятность эффекта Мессбауэра близка к 1 только при значениях энергии переходов $\hbar\omega \approx 150$ кэВ. Это ограничивает верх. значение величины энергии γ -квантов, достижимое в γ -лазере на ядерных переходах. Ниж. значение энергии радиач. переходов ядер, пригодных для генерации γ -излучения, определяется быстрым ростом сечения фотоэффекта с уменьшением энергии γ -квантов. Поэтому область пригодных ядер радиач. переходов ядер определяется неравенствами: $10 \text{ кэВ} < \hbar\omega < 150 \text{ кэВ}$.

Предложенные модели γ -лазера на ядерных переходах можно разделить на две группы: Г.-л. на короткоживущих ($\tau \leq 10^{-5}$ с) и долгоживущих ($\tau \geq 10^{-5} - 10^{-6}$ с) изомерах. Граничное значение $\tau=10^{-5}$ с обусловлено тем, что при $\tau \leq 10^{-5}$ с ширина мессбауэровской линии γ -перехода близка к естеств. ширине, когда $\Gamma \approx 1$. При $\tau \geq 10^{-5}$ с ширина линии не зависит от времени жизни и равна приблизительно 10^6 Гц, следовательно, $\Gamma \gg 1$ (рис. 1). Последнее обстоя-



Рис. 1. Зависимость ширины Г-линии мессбауэровского излучения от времени жизни изомера τ ; нижняя кривая соответствует естественной ширине линии, сплошная линия — результат экспериментов.

тельство и определило осн. трудности первых моделей γ -лазера на долгоживущих изомерах.

Неизбежные нарушения правильности (идеальности) кристаллич. решетки, хим. и квадруальные сдвиги приводят к уширению линий γ -резонанса. Кроме того, причиной уширения линии, неустраняемой даже в идеальных кристаллах, является магн. дипольно-дипольное взаимодействие ядер, т. е. спины возбужденных и невозбужденных ядер различны, а координаты ядер, высветившихся в процессе генерации, случайны.

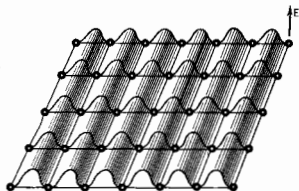
Значит. прогресс в разработке схем Г.-л. на долгоживущих изомерах был достигнут благодаря работам Р. В. Хохлова с сотрудниками, к-рые предложили применить методы ЯМР-спектроскопии (см. Ядерный магнитный резонанс) твердых тел для сужения линии γ -резонанса. Использование специально подобранных последовательностей радиочастотных импульсов с частотой, соответствующей переходам между магн. подуровнями рабочих уровней ядра, позволяет подвигать

эти механизмы упрощения линии. (Быстрая переро- ориентация ядер радиочастотным полем ослабляет диполь- дипольное взаимодействие, усредняя его величину, имеющую разл. знак при разл. ориентации спинов. Одновременно ослабляется магн. взаимодействие ядер с соседними атомами и взаимодействие электр. квад- рупольных моментов ядер с внутрикристаллич. электр. полями.) Аналогично подавляется т. и. хим. сдвиг. Т. о., искусство сужения линии у резонанса позволяет приближаться к созданию Г.-л. на долгоживущих изотопах.

В схемах на короткоживущих изотопах (В. И. Голд- данский, Ю. М. Карац) осн. проблема — механизм возбуждения (накачка) ядер. Накачка должна быть интенсивной и селективной. Эффективно возбуждая рабочие ядра, она должна минимально возмущать состояние решетки кристалла. Наиб. близки к выпол- нению указанных требований след. виды возбуждения ядер: захват тепловых нейтронов (см. *Радиационный захват*), радиоак. возбуждение (*синхротронное излучение, характеристическое излучение, рентгенов- ское излучение* и др.), а также возбуждение пуч- ком заряд. частиц.

Исследовалась также возможность совмещения преиму- ществ двух схем: искривленности параметрон накачки в схеме на долгоживущих изотопах и малости про- изведения Гг в схеме на короткоживущих изотопах. Это можно, напр., осуществить при наличии двух близко лежащих ядерных уровней в разл. временах жизни и энергии, разницей соответствующей энергии кванта оптич. или УФ-лазера, к-рый может стимули- ровать переход с долгоживущего ядерного подуровня на короткоживущий. Т. о., накачка осуществляется на долгоживущем переходе, а генерация — на корот- коживущем. Такая схема аналогична традиц. лазерной трехуровневой схеме с той разницей, что в по- следней накачивается широкий короткоживущий уро- вень, а генерация идет на более долгоживущем узком переходе.

Рис. 2. Волновая картина в кристалле, характери- зующая направление в в электрического поля E в точках рас- положения атомов для Брэггов- ского связанных мод.



Из-за низкой отражательной способности мате- риалов в удлиненом традиц. схема *оптические резо- наторов* нестрога. Однако возможно использование атомально низкого поглощения γ -излучения по оп- ределяемым направлениям в кристалле, для к-рых выполняется *Брэгга — Вуавье условие* (э ф ф е к т Б о р м а н а). В этих направлениях происходит силь- ное отражение от атомных плоскостей кристалла. В результате в кристалле распространяются 2 плос- кие волны под углом друг к другу и напряжён- ности интерференц. электр. поля в узлах решетки равна 0 (рис. 2). Поэтому γ -кванты не терпят энергию на выривание электронов и резко понижается веро- ятность поглощения γ -квантов. Однако одновременно с этим увеличивается и величина коэф. усиления (подав- ления внеуровневых каналов ядерных реакций). Тем не менее использование ядерных переходов мультиполь- ности выше, чем $E1$, даёт результирующий выигрыш. Играет роль и форма кристалла. В углообразном кри- сталле возникает мода с устойчивой поперечной кон- фигурацией, для которых поглощение мало, как и для плоских волн в условиях эффекта Бормана. Из-

лучение с боковых границ очень мало (рис. 3), т. к. интенсивность поля для слабозатухающей моды у границ кристалла незначительна.

Генерация когерентного γ -излучения возможна так- же при вынужденной аннигиляции электронно-позит- ронных пар, при взаимодействии высокоэнергетич. встречных пучков заряд. частиц с пространственно периодич. структурами (напр., распространение релятивистских пучков в кристаллах).

Выше в качестве механизма генерации когерентного γ -излучения рассматривался процесс вынужденного излучения. Известен и др. механизм, а именно т. п. сверхизлучение, когда когерентность испущенных фото- нов является следствием корреляции состояний отдельных ядер — излучателей. Было показано, что при радиоак. распаде системы возбуждённых ядер режим сверхизлучения более вероятен. Поскольку пороговое значение плотности возбуждённых ядер для режимов сверхизлучения и вынужденного излучения определяется одним и тем же условием, то осн. про- блемы и пути их решения одинаковы для обоих по- ходов.

Лит.: Ильинский Ю. А., Проблема гамма-лазера, «Природа», 1978, № 9; Baldwin G. C., Sotem J. C., Goldanski V. I., Approaches to the development of gamma-ray lasers, «Rev. Mod. Phys.», 1981, v. 53, № 4, pt. 1, p. 847.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТР, прибор для измерения энер- гии γ -квантов и интенсивности γ -излучения. Регист- рация и измерение энергии γ -квантов в большинстве случаев связаны с наблюдением электронов или электр- он-позитронных пар, возникающих при взаимодей- ствии *гамма-излучения* с веществом в процессах ком- понентного распада, фотоэлектрич. поглощения и образования пар. Различия в зависимостях эффек- тивных сечений этих процессов от энергии γ -квантов, а также от ат. номеров Z элементов, входящих в состав вещества детектора, обуславливают выбор наиб. эф- фективного для данной области энергии γ -квантов метода их регистрации и определения энергии. Осн. частью Г.-с. является детектор γ -квантов. В нек-рых детекторах ф-ция регистрации фотонов совмещена со спектрометрич. ф-цией, т. е. они сами могут служить Г.-с. Сюда относятся сцинтилляц. и полупроводни- ковые детекторы, пропор. счётчики, ионизат. камеры. В других, более сложных Г.-с. эти ф-ции разделены. К таким приборам относятся кристалл-дифракц. Г.-с., магн. спектрометры, а также применяемые для спектрометрии γ -квантов высокой энергии ионизи- рованные камеры.

Основные характеристики Г.-с. — разрешающая с- ность и эффективность. Под разрешающей способностью обычно понимается вели- чина $\Delta E/E$, где E — энергия регистрируемых мо- ноэнергетичных γ -квантов, а ΔE — ширина из- меренного данным Г.-с. у-линии на половине её высоты. Иногда в литературе в качестве меры разрешающей способности указывают просто абс. величину ΔE . Эффективностью Г.-с. наз. выраженный в % доля, к-рую составляют зарегистрированные прибором γ - кванты данной энергии от общего числа γ -квантов, попадающих в детектор Г.-с. Для одного и того же Г.-с. эффективность обычно сильно зависит от энергии γ -квантов. Иногда Г.-с. характеризуют с в е т о с т о й, под которой понимается отношение числа за- регистрированных за определённое время γ -квантов к общему числу, испущенному источником за то же время.

После порога рождения пар (1,022 МэВ) регистрация γ -квантов ведётся по компонентным и фотоэлектрич. нам. В области совсем малых энергий (десятки кэВ) осн. роль играет фотоэффект. При высоких энергиях



Рис. 3. Волновая картина поля в видеобразном кристалле в условиях эффекта Бормана; излучение с боковых границ мало.

гл. процессом взаимодействия γ -лучей с рабочим веществом детектора является образование пар.

Сцинтилляционный Г.-с. представляет собой комбинацию фотоселективного умножителя (ФЭУ) и сцинтиллятора, в к-ром под действием электронов, создаваемых γ -лучами, образуется кратковрем. вспышка света — сцинтилляция, преобразуемая в ФЭУ в электрич. сигнал: амплитуда сигнала пропорциональна энергии электрона (см. Сцинтилляционный детектор). Амплитудный анализатор позволяет получить амплитудный спектр импульсов. Для спектрометрии γ -квантов с энергией до неск. МэВ чаще всего применяются сцинтилляторы из NaI, активированного Tl. Это вещество отличается достаточно большой плотностью (3,67 г/см³) и сравнительно высоким ср. ат. номером, что обеспечивает высокую эффективность ат.

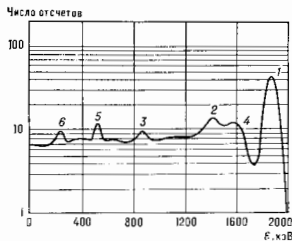


Рис. 1. Амплитудный спектр импульсов от сцинтилляционного γ -сцинтиллятора с кристаллом NaI(Tl) диаметром и высотой ~76 мм, облучаемого γ -пучками с энергией 1,92 МэВ.

регистрации γ -квантов. Разрешающая способность сцинтилляч. Г.-с. $\Delta E/E \sim 4-5\%$ при $E \approx 1,3$ МэВ и изменится с энергией приблизительно как $E^{-1/2}$.

В спектре, полученном с помощью сцинтилляч. Г.-с., можно видеть т. н. пик полного поглощения (рис. 1). В него дают вклады все процессы, в результате к-рых энергия γ -кванта целиком поглощается в кристалле: фотоэлектрич. поглощение, к-рому сопутствует поглощение испущенных рентг. квантов (см. Фотоэффект); образование пар, сопровождающееся поглощением обоих γ -квантов, возникающих при аннигиляции пары позитрон-электрон; комптоновское рассеяние с поглощением рассеянного кванта (см. Комптона эффект). Во всех этих случаях должны поглощаться также все рентг. кванты, связанные со всеми процессами фотоэлектрич. поглощения. Энергия, соответствующая пику полного поглощения, и есть энергия γ -кванта.

В спектре видны также пики, соответствующие процессам образования пар в сцинтилляторе, сопровождающимся вылетом из него одного (2) или двух (3) аннигиляч. γ -квантов. Комптоновское рассеяние γ -лучей в сцинтилляторе приводит к возникновению сплошного спектра, заканчивающегося со стороны высоких энергий характерным уступом (4), соответствующим верх. границе энергетич. распределения комптоновских электронов. Пики 5 и 6 связаны с аннигиляч. квантами и излучением, рассеянным окружающими предметами. Иногда в сцинтилляч. Г.-с. можно увидеть т. н. пик и влета, соответствующие фотоэлектронам и одному вылету из кристалла рентг. квантов К-серии, следующих за фотопоглощением γ -квантов. Соотношение интенсивностей всех перечисленных пиков зависит от энергии γ -квантов, а также от размеров и формы сцинтиллятора.

Полупроводниковый Г.-с. Веё скажانه выше о форме спектра импульсов сцинтилляч. Г.-с. относится и к др. видам Г.-с., среди к-рых важную роль играют полупроводниковые Г.-с. В монокристалле полупроводника создается область, обедненная осн. носителями заряда. Под действием электронов, образуемых γ -квантами, в этой области возникают электроно-

дырочные пары. С помощью приложенного электрич. поля электроны и дырки выводятся из обедненной области. Возникающий в результате этого электрич. импульс усиливается и регистрируется амплитудным анализатором. При этом амплитуда импульса, пропорциональная энергии электрона и энергии γ -кванта, определяется по пику полного поглощения (см. Полупроводниковый детектор).

Поскольку на образование одной пары носителей заряда требуется, по крайней мере, и 100 раз меньше энергии (2,8 эВ в кристалле Ge), чем затрачивается в сцинтилляч. счётчике на получение одного фотоэлектрона с фотокатода ФЭУ, то разрешающая способность полупроводникового Г.-с. оказывается гораздо более высокой, чем у сцинтилляч. Г.-с. Для спектрометрии γ -квантов с энергией порядка неск. МэВ в осн. применяются работающие при темп-ре жидкого азота германиевые детекторы двух типов: детекторы в к-рых обедненная область создана внедрением ионов Li в кристалл Ge с проводимостью p -типа, и детекторы из сверхчистого Ge. Полупроводниковые Г.-с. дают возможность получить $\Delta E \approx 1,7-2$ кэВ при $E = -1,33$ МэВ. В области малых энергий γ -квантов применяются небольшие по объёму детекторы из сверхчистого Ge и Ge, в к-ром обедненная область создана предварительным интенсивным γ -облучением (т. н. радиач. детекторы), а также детекторы из Si с внедрённым Li. При энергиях γ -квантов ~6 кэВ в таких Г.-с. достигнуты ширины линий $\Delta E \sim 150-200$ эВ, а при $E \sim 60$ кэВ $\Delta E \sim 350-400$ эВ.

По эффективности полупроводниковые Г.-с. значительно уступают сцинтилляционным с кристаллами NaI(Tl). Германиевые детекторы объёмом ~30 см³ имеют эффективность регистрации γ -квантов с энергией 1,33 МэВ, определяемую по площади пика полного поглощения, порядка 2-3% (рис. 2). Большой

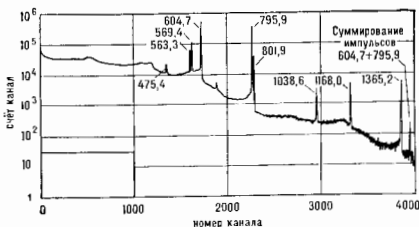


Рис. 2. Амплитудный спектр импульсов от полупроводникового γ -спектрометра с коаксиальным Ge(Li)-детектором (рабочий объём 38 см³), облучаемого γ -квантами радионуклида ¹³⁷Cs. По оси абсцисс — число отсчетов от канала анализатора; цифры над пиками указывают энергии γ -квантов в кэВ.

объём кристалла даёт большую эффективность (существуют германиевые детекторы с рабочим объёмом 100-120 см³ и более).

Другие Г.-с. для малых энергий γ -квантов. В области энергий γ -квантов $E \sim 100$ кэВ иногда применяются газовые пропорциональные счётчики, наполненные Ar или Kr. По разрешающей способности они уступают полупроводниковым Г.-с., но существенно превосходят сцинтилляч. Г.-с.

Магн. Г.-с., основанные на измерении энергии комптоновских электронов или электронно-позитронных пар, создаваемых γ -квантами в тонком радиаторе, играют важную роль в явлении, применяются редко, и вытесняют полупроводниковые Г.-с., но уступающие им по разрешающей способности, но значительно превосходящие их по эффективности. Однако магнитные спектрометры сохранили своё значение в качестве спектрометров электронов внутр. коллереи

ведения *квadrupольного электрического момента ядра* на градиент напряжённости электрич. поля. Аналогичные эффекты могут наблюдаться и при исследовании возмущённых угл. распределений резонансно рассеянных γ -квантов и γ -квантов, испускаемых ядрами после кулоновского возбуждения.

Если время жизни ядер в промежуточном возбуждённом состоянии больше разрешающего времени схемы совпадений, то может быть измерена дифференц. по времени угл. γ - γ -корреляция. Соответствующий эксперимент состоит в измерении числа γ - γ -совпадений при фиксированном угле разлёта γ -квантов в зависимости от промежутка времени между регистрацией первого и второго квантов [1].

Хотя исследование несовмещённых угл. γ - γ -корреляций даёт возможность измерять параметры смешивания мультипольей в ядерных переходах, однако чаще для изучения мультипольности γ -переходов используют процесс внутр. конверсии гамма-лучей (см. *Конверсия внутренняя*). Измеряя абс. величину коэф. внутренней конверсии или (что в ряде случаев может быть проще) отношения коэф. внутренней конверсии γ -лучей на разных электронных оболочках и подоболочках атомов, можно определить мультипольности соответствующих переходов, сравнивая измеренные величины с теоретически вычисленными табулированными значениями [2].

Чётности состояний ядер определяют по зависимости степеней линейной поляризации γ -лучей от угла ϕ между направлениями их вылета [1]. Для измерения линейной поляризации можно использовать зависимость дифференц. сечения комptonовского рассеяния γ -квантов от угла между плоскостью рассеяния и плоскостью поляризации первичного луча γ -квантов [3]. Комptonовские поляризаторы обычно состоят из двух детекторов, в первом из к-рых происходит акт комptonовского рассеяния, а во втором (исключённом в схему совпадений с первым) регистрируется рассеянный γ -квант. Азимутальная анизотропия рассеянного γ -излучения определяется поляризацией исходного излучения.

Простейший комptonовский поляриметр [4] представляет собой *полупроводниковый детектор* в виде

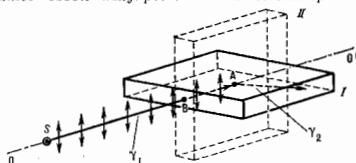


Схема простейшего полупроводникового γ -поляриметра: S — источник азимутально поляризованных γ -лучей; OO' — ось ядра γ -излучения. Стрелками обозначена плоскость поляризации (E). Первичный γ -квант γ_0 попадает в детектор вблизи точки B и испытывает комptonовское рассеяние в точке A. Наиболее вероятный положение плоскости рассеяния, в которой движется рассеянный квант γ , перпендикулярно плоскости поляризации первичных фотонов. Поглощение рассеянного кванта в детекторе наиболее вероятно, когда пластина находится в положении I, и наименее вероятно в положении II.

тойкой плоскопараллельной пластинки (рис.). Пучок исследуемых γ -лучей направляется на узкую грань пластинки. Если плоскость пластинки перпендикулярна плоскости поляризации γ -лучей (в плоскости поляризации лежит электрич. вектор E электромагн. волны), то число отсчётов в направлении полного поглощения будет максимально возможным, т. к. сечение комptonовского рассеяния максимально для направления, перпендикулярного плоскости поляризации первичных γ -лучей, и при данном расположении пластинки вероятность поглощения рассеянного кванта в веществе детектора гораздо больше, чем в случае, когда пластина попер-

пута на 90° относительно рассматриваемого положения. В последнем случае комptonовский рассеянные γ -кванты будут с большой вероятностью вылетать из детектора через широкую грань. Такой детектор особенно удобен для качественных опытов по определению положения плоскости поляризации.

Для измерения циркулярной поляризации γ -лучей в большинстве случаев применяются два метода: исследуемое γ -излучение пропускается сквозь намагниченный ферромагнитный фильтр и измеряется зависимость интенсивности прошедшего излучения от направления намагниченности фильтра; изучается зависимость интенсивности комptonовского рассеяния γ -лучей намагниченным ферромагнитным веществом от направления намагниченности рассеивателя [5]. С помощью измерений угл. γ - γ -корреляций при одновременном определении циркулярной поляризации γ -лучей выполнено большое число работ по изучению несохранения пространственной чётности в *слабых взаимодействиях* [5]. Опыты по измерению циркулярной поляризации γ -лучей, испускаемых возбуждёнными неполяризованными ядрами [6], подтвердили полученные ранее др. методами выводы о существовании малой примеси несохраняющего пространственную чётность потенциала в ядерных взаимодействиях.

Ширинь I ядерных уровней связаны со ср. временами T жизни ядер в возбуждённых состояниях. Наиб. распространёнными способами определения ширины являются измерение полных сечений процессов кулоновского возбуждения ядер ускоренными протонами, He⁺ или многозарядными ионами более тяжёлых элементов [7], а также измерение полных сечений резонансного поглощения и резонансного рассеяния γ -лучей [8]. С этими сечениями ширинь уровней связаны сравнительно простыми соотношениями. Ср. время жизни ядер в возбуждённом состоянии можно определить, непосредственно измерив временной ход высвечивания возбуждённых ядер. Для этого применяются два включённых в схему совпадений детектора, один из к-рых регистрирует излучение, предшествующее образованию исследуемого возбуждённого состояния (а, β - или γ -излучение или электрон внутр. конверсии γ -лучей), а второй — γ -квант (или конверсионный электрон), посредством испускания к-рого происходит распад возбуждённого состояния. Измеряется зависимость числа совпадений от времени задержки между приходом сигналов от первого и второго детекторов. Эта зависимость даётся экспоненциальным законом:

$$I(t) = I_0 e^{-t/T} \quad (3)$$

(I_0 — число совпадений в единицу времени при нулевой задержке). Сравнение ф-лы (3) с экспериментом позволяет найти T, а значит, и Γ .

Лит.: 1) Фруэнфельд Е. Г., Стеффен Р., Угловые коррелиции, в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3, М., 1969; 2) Слив Л. А., Ван Д. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ -излучения на K- и L-оболочках, в кн.: Гамма-лучи, М.—Л., 1961; 3) То же на M-оболочке, там же, с. 464; 4) Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, сост. ред. Л.-Н.-Л. Юн, Ву Цань-сюн, пер. с англ., М., 1965, с. 165—70; 5) Оуэн С. Е., Ли С. К., Gamma ray polarimeters with Ge-Li-crystals, «Nucl. T. Instr. and Meth.», 1974, т. 118, с. 141; 6) Шоррер Н., Measurement of circular polarization of γ -rays, «Nucl. Instr.», 1958, в. 3, р. 158; 6) Бов Ю. Г., Кручинкин И. П. А., Нарушение пространственной чётности в ядерных взаимодействиях, «Физика», 1976, т. 118, с. 141; 7) Изучение структуры ядра при кулоновском возбуждении ионами, в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958; 8) Дженелов Б. С., Резонансное рассеяние γ -лучей на ядрах «Физика», 1957, т. 62, в. 3, стр. 1 и 2, в. 11, стр. 173; 9) Шоррер Н., Числовая поляризация γ -квантов, испускаемых атомами ядрами после β -распада, там же, 1964, т. 82, с. 253.

ГАННА ДИОД (по имени Дж. Б. Ганна, J. V. Gunn) — двухэлектродный полупроводниковый прибор без p-n-перехода, в к-ром для генерации или усиления ал.-магн. колебаний используется *Ганна эффект*. Наиб.

применение получили генераторы Ганна. Осн. элемент генератора, как правило, представляет собой диск (толщиной $l \sim 1,5-10$ мкм и диаметром $d \sim 20-150$ мкм), вырезанный из монокристаллов GaAs или InP. На противоположные стороны диска наносится металл. контакты. Г. д. служит активным элементом цепи СВЧ. Чаще всего такой цепью служит *объемный резонатор*. В зависимости от амплитуды и частоты колебаний поля в резонаторе генератор Ганна может работать в пяти режимах: пролетном, гашения, запаздывания, гибридном и в т. н. ОНОЗ-режиме (ограниченного накопления объемного заряда). В первых трёх режимах период колебаний поля в резонаторе сравним с временем пролёта домена Ганна от катода до анода. В гибридном режиме период колебаний поля сравним с периодом формирования домена и, как правило, значительно меньше, чем пролетное время. В ОНОЗ-режиме период колебаний значительно меньше времени формирования домена Ганна.

Рабочие частоты генераторов Ганна $\sim 10-120$ ГГц, кид $\sim 2-10\%$. Мощность, генерируемая в непрерывном режиме, ~ 200 мВт, в импульсном режиме порядка 200 Вт на частоте ~ 10 ГГц и ~ 5 Вт на частоте ~ 60 ГГц. Уровень шума выше, чем у генераторов на *полевых транзисторах*, но существенно ниже, чем у генераторов на лавинно-пролетных диодах.

Осн. применение генераторов за Г. д. — гетеродины радиолокац. приёмников, генераторы маломощных радиолокац. передатчиков, задающие генераторы в схемах умножения частоты. Логич. приборы на основе Г. д. перспективны вследствие малого времени срабатывания (~ 10 пс на ячейку), их применение ограничено относительно высоким уровнем потребляемой мощности.

Часто к Г. д. относят более широкий класс приборов, к-рые правильно было бы называть приборами на междоменном электронном переходе (см. *Многодоленные полупроводники*). В них используются свойства не домена Ганна, а др. неустойчивостей, возникающих в полупроводниках в условиях *объёмного отрицательного дифференциального сопротивления*, напр., обогащённого слоя. С использованием таких неустойчивостей также созданы эффективные усилители СВЧ-диапазона, генераторы с частотой генерации до 200 ГГц, быстродействующие логич. ячейки.

Лит.: Левинштейн М. Е., Пожелая Ю. К., Шур М. С., Эффект Ганна, М., 1975; Виллан Р. J., Ноблсон G. S., Таулоу В. С., Transferred electron devices, L., N. Y., 1972; Shaw M. P., Гринин H. L., Солмон Р. Н., The Gunn-Hilsum effect, N. Y., [a.o.], 1979, М. Е. Левинштейн.

ГАННА ЭФФЕКТ — генерация высокочастотных колебаний электрич. тока в полупроводниках с N-образной объёмной вольтамперной характеристикой (рис. 1).



Рис. 1. N-образная вольтамперная характеристика $J(E)$. Пунктир изображена ветвь, к-рая не наблюдается в типичных полупроводниках, где возникает эффект Ганна.

Обнаружен в 1963 Дж. Б. Ганном (J. B. Gunn) в GaAs и InP с электронной проводимостью. Генерация возникает, если пост. напряжение U , приложенное к образцу длиной l , таково, что ср. электрич. поле в образце $E = U/l$ соответствует падающему участку вольтамперной характеристики (зависимости плотности тока j от напряжённости электрич. поля E), на к-ром дифференц. сопротивление dE/dj отрицательно (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Колебания тока имеют вид периодич. последовательности импульсов (рис. 2), их частота увеличивается с уменьшением l (в достаточно длинных образцах как l^{-1} , см. ниже).

Г. э. наблюдается гл. обр. в т. н. *многодоленные полупроводники*, зоя проводимости к-рых состоит из одной ниж. долины и одной или неск. верх. долин. Подвижность электронов в верх. долине значительно меньше, чем в ниж. долине. В сильных электрич. полях происходит разогер электронов (см. *Горячие электроны*) и часть электронов переходит из ниж. долины в верхние, вследствие чего ср. подвижность носителей заряда и электропроводность падают. Это приводит к падению плотности тока с ростом E в полях, превышающих нек-рое критич. поле $E_{кр}$.

Рис. 2. Форма колебаний тока $i(t)$ в случае эффекта Ганна.

Г. э. вызван тем, что в образце в режиме пост. напряжения периодически возникает, перемещается по нему и исчезает область сильного электрич. поля, наз. *электрич. доменом* или *доменом Ганна*. Домен возникает потому, что однородное распределение электрич. поля вдоль образца неустойчиво в том случае, когда объёмное дифференц. сопротивление отрицательно. Действительно, пусть в полупроводнике случайно возникло неоднородное распределение концентрации электронов в виде дипольного слоя:

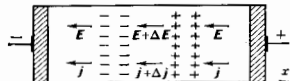


Рис. 3. Разделение зарядов при развитии неустойчивости в образовании домена. Электроны движутся против поля E .

в одной области концентрация увеличилась, а в другой — ниже по течению электронов — уменьшилась (рис. 3). Между этими заряженными областями возникает доволит. электрич. поле ΔE (как между обкладками конденсатора), к-рое добавляется к внешнему, так что поле внутри дипольного слоя больше, чем вне его. Если дифференц. сопротивление положительно, т. е. ток растёт с ростом поля, то и ток внутри слоя больше, чем вне его. Поэтому, напр., из области с повышенной плотностью электронов они вытекают в большем кол-ве, чем втекают, в результате чего возникающая случайно неоднородность рассасывается. Если же дифференц. сопротивление отрицательное (ток падает с ростом поля), то плотность тока меньше там, где поле больше, т. е. внутри слоя. Первоначально возникшая неоднородность не рассасывается, а, на-

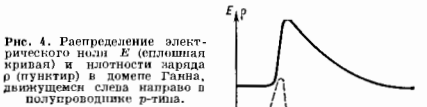


Рис. 4. Распределение электрического поля E (сплошная кривая) и плотности заряда ρ (пунктир) в домене Ганна, движущемся слева направо в полупроводнике p-типа.

против, нарастает. Растёт и падение напряжения на дипольном слое, а вне его падает (т. к. полное напряжение на образце задано). В конце концов образцу стационарный электрич. домен, движущийся с пост. скоростью. Т. к. домен образован электронами проводимости, он движется в направлении их дрейфа со скоростью v , близкой к дрейфовой скорости носителей вне домена. На переднем фронте домена — обеднённый (электронами) слой, на заднем — обогащённый слой (рис. 4). Вне домена электрич. поле меньше критич. поля $E_{кр}$, благодаря чему новые домены не образуются. Устойчивое состояние образца — состояние с одним доменом.

Обычно домен возникает вблизи катода и, дойдя до анода, исчезает. По мере его исчезновения падение напряжения на домене уменьшается, а на остальной части образца соответственно растёт. Вместе с увеличением поля вне домена растёт и ток в образце. По мере приближения этого поля к $E_{кр}$ плотность тока I приближается к $I_{кр}$ (рис. 1). Когда поле вне домена становится больше $E_{кр}$, у катода начинает формироваться новый домен, ток падает и процесс повторяется. Частота колебаний тока в длинных образцах, когда временем формирования домена можно пренебречь, $f=v/l$, в отличие от генерации колебаний в др. приборах с N -образной вольтамперной характеристикой, например в цепи с *туннельным диодом*, где генерация не связана с образованием и движением доменов, а частота колебаний определяется ёмкостью и индуктивностью цепи (см. *Генератор электромагнитных колебаний*).

Характерное время нарастания возмущений, приводящих к образованию домена, равно т. н. малейшему времени $t_M = e/4\pi\sigma_d$, где ϵ — диэлектрич. проницаемость кристалла, дифференциальная проводимость $\sigma_d = en\mu_d$, n — концентрация носителей заряда, дифференц. подвижность носителей $\mu_d < 0$, e — заряд электрона. В коротком образце стационарный домен может вообще не сформироваться. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, росту домена препятствует диффузия электронов: домен образуется, если $l \geq (D\tau_M)^{1/2}$, где D — коэф. диффузии электронов. Во-вторых, домен при нарастании «сносится» в направлении потока осп. носителей заряда. Поэтому стационарный домен успеет сформироваться, если $l \geq \tau_M$. Это условие обычно жёстче предыдущего. Его можно переписать в виде т. н. критерия Крёмера: $nl \geq e/4\pi|\mu_d|$. Т. о., движение стационарных доменов может наблюдаться в достаточно длинных образцах с достаточно высокой концентрацией носителей заряда. В более коротких образцах, длина которых меньше размера домена, тоже возникают колебания тока, вызываемые колебаниями плотности объёмного заряда, которые можно рассматривать как движение неполностью сформировавшихся доменов Ганна.

В GaAs n -типа поле $E_{кр} \sim 3 \cdot 10^5$ В/см, скорость $v \sim 10^7$ см/с, размер домена неск. мкм, поле в пём 40–200 кВ/см, наименьшая величина произведения nl (она соответствует макс. величине $|\mu_d|$ при нек-ром поле $E > E_{кр}$) равна $\sim 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². При $l = 1$ мм — 5 мкм частота колебаний тока $f = 0.1$ –20 ГГц.

Г. э. наблюдается помимо GaAs и InP также в др. полупроводниках с электронной проводимостью: InSb, CdTe, Ge, In_{0.5}Ga_{0.5}As, GaSb_{1-x}, Ga_{0.5}In_{0.5}Sb, GaAs_{1-x}P_x и др., а также в одноосно-деформированном Ge с дырочной проводимостью. Г. э. используется для создания генераторов и усилителей СВЧ (см. *Ганна диод*).

Лит.: Ганн Дж. К., Эффект Ганна, Пер. с англ., «УФН», 1966, т. 89, с. 147; Волков А. Ф., Коган Ш. М., Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, там же, 1968, т. 96, с. 653; Диттлс В. и Ш. М. Е., Пожалева В. К., Шур М. С., Эффект Ганна, М., 1975. А. Ф. Волков, Ш. М. Коган.

ГАНТМАХЕРА ЭФФЕКТ (радиочастотный размерный эффект) — аномальная зависимость (появление пиков) поверхностного импеданса металлич. пластин от величины пост. магн. поля. Г. э. наблюдается при тех значениях напряжённости поля, когда один из характерных размеров электронных траекторий внутри металла становится сравнимым с толщиной пластины. Этот эффект, открытый В. Ф. Гантмахером (1962), нашёл применение как метод исследования ферми-поверхности и процессов рассеяния электронов в металлах.

Для наблюдения Г. э. металлич. пластину помещают в пост. магн. поле H и в эл.-магн. поле радиочастот-

ного диапазона (частоты $\omega/2\pi = 10^6$ – 10^8 Гц). Регистрируют зависимость поглощаемой в образце мощности, пропорц. действительной части $R(H)$ поверхностного импеданса пластины $R(H) + iX(H)$, или зависимость глубины проникновения эл.-магн. поля, пропорц. мнимой части импеданса $X(H)$, от величины постоянного внеш. магн. поля H . С целью увеличения чув-

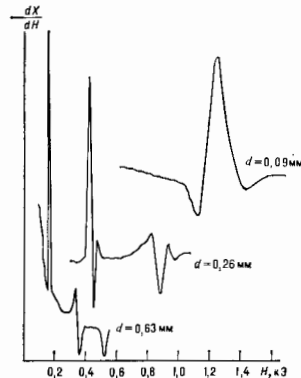


Рис. 1. Экспериментальные кривые, иллюстрирующие эффект Гантмахера для К при трёх толщинах образцов: $H \perp n$, n — нормаль к поверхности, $T = 1,3$ К, $\omega/2\pi = 7$ МГц.

ствительности часто используют регистрацию производных $\partial R/\partial H$ и dX/dH (рис. 1).

Г. э. наблюдается в условиях аномального скин-эффекта, когда длина свободного пробега $l_{ср}$ электронов в металле сравнима с толщиной d металлич. пластины, а глубина скин-слоя δ существенно меньше d (рис. 2, а). Для удовлетворения этих требований при $d = 0,2$ – 2 мм

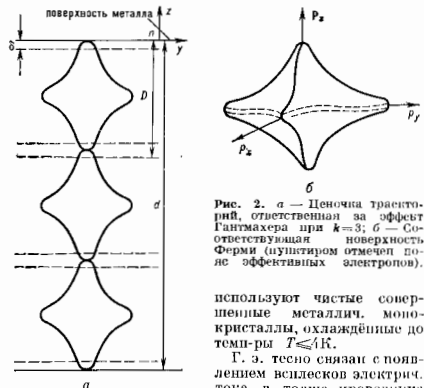


Рис. 2. а — Сечение траекторий, ответственная за эффект Гантмахера при $k=3$; б — Соответствующая поверхность Ферми (аутикатром отмечен допуск эффективных электронов).

используют чистые совершенные металлы, монокристаллы, охлаждённые до темп-ры $T \ll \theta_K$.

Г. э. тесно связан с появлением вешского элестрич. тока в толще проводника (см. *Размерные эффекты*). Электроны проводимости движутся в квазистатическом ($\omega t \ll 1$, где t — время релаксации электронов), простом однородном электромагнитном поле. Основной вклад в высокочастотную проводимость вносит т. н. «эффектив-

ные» электроны, траектории к-рых в пределах скин-слоя δ имеют точку с нулевой проекцией скорости на нормаль n к поверхности пластины ($v_x=0$; рис. 2, а). При наличии постоянного магн. поля H в результате аномального проникновения эл.-магн. поля в металл в толще пластины возникает система волн с частотой радиочастотного поля и тока. Расстояние между ними определяется расстоянием D между точками с $v_x=0$ на траекториях выделенной группы эффективных электронов. Электроны, формирующие всплеск радиочастотного тока при фиксированном H , выделены условно $D=D_{ext}$. Это могут быть электроны, обладающие открытыми траекториями, электроны экстремальных сечений поверхности Ферми либо её опорных точек (для др. траекторий происходит усреднение). Размер D зависит от H : $D \sim H^{-1}$.

При тех значениях H , когда один из всплесков радиочастотного тока выходит из противоположную сторону металлическ. пластины, пластина излучает в пространство эл.-магн. поле, т. е. становится прозрачной для падающей на неё эл.-магн. волны. Это проявляется как особенность поверхности импеданса.

В простейшем случае есть только один выделенный размер D_{ext} (у замкнутой поверхности Ферми есть 1 экстремальное сечение) и величина магн. поля H_k , в к-ром наблюдается (рис. 2, б), связана с размером $2p$ поверхности Ферми (г. э., 2, 6) в направлении $[nH]$ соотношением: $2pk = (e/d)Hk$, где e — заряд электрона, $k = d/D_{ext}$ — целое число. Если траектории электронов замкнуты, то при $k=1$ и $H > H_1$ электроны, двигаясь по траектории с размером D_{ext} , способны неоднократно возвращаться в скин-слой, а при $H < H_1$ они будут рассеиваться противоположной стороной пластины. Следовательно, кроме выхода всплеска высокочастотного тока на противоположную сторону пластины к г. э. при $k=1$ приводит также отсечка части электронных траекторий.

В общем случае сложной многолистной поверхности Ферми при фиксированном направлении магн. поля может существовать неск. выделенных групп электронов, формирующих всплески высокочастотного тока, а условие наблюдения г. э. имеет вид:

$$\sum_i k_i D_i^{ext}(H) = a,$$

где индекс i отмечает одну из выделенных групп эффективных электронов.

Для изучения процессов рассеяния электронов в металлах используют г. э., обусловленный электронными, непосредственно долетающими от одной стороны пластины до другой. При этом амплитуда пика, соответствующая г. э., пропорц. вероятности электрону из выделенной группы эффективных пройти путь внутри металла без рассеяния, т. е. пропорц. $\exp(-A/l_{fp})$. Здесь A — длина пути электрона, а l_{fp} — длина свободного пробега электрона.

С помощью г. э. определены зависимость частоты электрон-фононного рассеяния от положения электрона на поверхности Ферми (Су, Аг), сечение рассеяния электронов на *дислокациях* (Су), исследована вероятность электрон-электронного рассеяния (Мо, У).

Лит.: Гантмахер В. Ф., Метод измерения импульса электронов в металле, «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 1416; Канер Э. А., Гантмахер В. Ф., Аномальное проникновение электромагнитного поля в металл и радиочастотные резонансные эффекты, «УФН», 1968, т. 94, с. 193; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Gan t m a k h e r V. F., The experimental study of electron-phonon scattering in metals, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 317.

В. Т. Дыбополов.

ГАРМОНИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ — функция, परिवर्तन со своими вторыми производными в области G и удовлетворяющая в G Лапласа уравнению $\Delta u=0$. Г. ф. возникает при решении задач электростатики, теории течения, гидродинамики несжимаемой жидкости, теории упругости и др. Г. ф. являются, напр., потенциалы сил в точках вне источников их поля, потенциалы скоростей несжимаемой жидкости. Про-

стейшим примером Г. ф. служат фундамент. решение урнания Лапласа, описывающее потенциал точечного источника. Любую Г. ф. можно представить в виде суммы потенциалов простого и двойного слоёв, выражающихся через значения Г. ф. u и её нормальной производной $\partial u/\partial n$: если r — расстояние от любой точки P_0 внутри G до перпендикулярной точки P на границе S , то в случае трёх измерений

$$u(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial r^{-1}}{\partial n} \right] dS.$$

Для Г. ф. справедливы принцип экстремума: Ф-ция, гармоническая внутри G и непрерывная в замкнутой области $G+S$, достигает своего наибольшего и наименьшего значения только на S , кроме того случая, когда эта Ф-ция постоянна. Этот принцип позволяет устанавливать общие свойства физ. величин, не прибегая к вычислениям. Напр., в электростатике из него следует теорема Ирншоу. Удобный метод решения задач для Г. ф. на плоскости даёт теория Ф-ций комплексного переменного $z=x+iy$. Если $w=u+iv$ — аналитическая Ф-ция от z в G , то $u(x, y)$ и $v(x, y)$ являются Г. ф. в G . Поэтому мн. задач удаётся решить с помощью конформного отображения области G в нек-рую стандартную область (круг, полуокружность). Граничные условия для Г. ф. определяют соответствующие краевые задачи, из к-рых чаще встречается первая краевая задача, или Дирихле задача, когда на границе S Г. ф. принимает заданные значения, и вторая краевая задача, или Неймана задача, когда в каждой точке S задана нормальная производная Г. ф.

Лит.: Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 2, 21 изд., М., 1974; Соболев С. Г., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1968.

ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, при к-рых физ. (или любая другая) величина изменяется во времени по синусоидальному закону $x=A \sin(\omega t + \varphi)$, где x — значение колеблющейся величины в момент времени t (для механич. Г. к., напр., смещение и скорость, для электр., — напряжение и сила тока), A , ω , φ — пост. величины: A — амплитуда, ω — круговая частота, $(\omega t + \varphi)$ — полная фаза колебаний, φ — нач. фаза колебаний.

Г. к. занимают среди всех колебаний особое место, т. к. это единств. тип колебаний, форма к-рых не искажается при прохождении через любую линейную систему. Кроме того, любое негармонич. колебание может быть представлено в виде суммы (интеграла) различных Г. к., т. е. в виде спектра Г. к.

ГАРТМАНА ГЕНЕРАТОР — газоструйный излучатель

звука, работа к-рого основана на возникновении не-

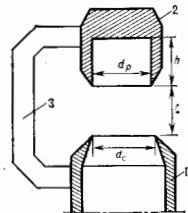


Схема генератора Гартмана: 1 — сопло, 2 — резонатор, 3 — сопло.

устойчивого режима течения сверхзвуковой недоразширенной струи при её торможении полым резонатором. Назван по имени изобретателя Ю. Гартмана (J. Hartmann). Г. г. представляет собой круглое, слабо сужающееся сопло, перед к-рым соосно с ним расположен цилиндрич. резонатор (рис.), своим открытым концом направленный павестручок газовой струе. Для возбуждения в струе автоколебаний, сопровождаемых колебаниями скачков уплотнения и излучением мощных акустич. волн, среза резонатора должен находиться в зоне неустойчивости, т. е. в области с положительным продольным градиентом статич. давления первой (реже второй) точки струи. При работе Г. г. на сжатом воздухе, находящемся под дав-

лением P , расстояние a от начала зоны неустойчивости равно

$$a \approx d_c [1 + 0,043 (\bar{P} - 1,89)^2]$$

(где d_c — диаметр сопла, $\bar{P} = P/P_a$, P_a — давление окружающей атмосферы), а расстояние Δ до конца её, совпадающего с концом точки струи, $\Delta = 1,14 d_c (\bar{P} - 1,89)^{0,5}$. Для излучения наиб. благоприятны условия, когда $d_c = d_p = h$ (где d_p — диаметр резонатора, h — его глубина), а расстояние l между соплом и резонатором отвечает соотношению: $\Delta > l > 0,66(\Delta - a)$. При этом частота f генерации определяется в осн. размерами резонатора и скоростью звука c_0 в продуваемом газе: $f = 0,25 c_0 / (h + 0,3 d_p)$. Г. г. работают обычно на сжатом воздухе в диапазоне частот 1—40 кГц. Излучаемая мощность Г. г. при использовании сжатого под давлением 2—15 кгс/см² воздуха равна

$$W_a = 300 d_c^2 (\bar{P} - 1,89)^{0,5} Vt \quad (d_c \text{ — в см}).$$

Акустич. мощность Г. г. с повышением частоты резко падает и на частотах 50—60 кГц (реально достижимых при использовании воздуха) не превышает 1 Вт. На низких звуковых частотах возможно получение мощностей в неск. сотен Вт. Мощность излучения на высоких частотах может быть повышена в стержневом варианте Г. г., имеющем кольцевое сопло (см. *Газоструйные излучатели*). При использовании газов с высокой скоростью звука достигаются частоты до 180 кГц. Кпд Г. г. невелик и составляет в ср. 4—5%. Он повышается до 7—9% при увеличении диаметра резонатора ($d_p/d_c = 1,6$) и применении сопел с большим углом конусности (60—75°). Г. г. используются для интенсификации процессов тепло- и массообмена в УЗ-поле, для коагуляции аэрозолей, пеногашения, распыления жидкостей и др.

Лит.: Источники мощного ультразвука, М., 1987; В о р и с о в Ю. Я., Конструктивные особенности газоструйных излучателей, «Акуст. ж.», 1980, т. 26, № 1. Ю. Я. Борисов, **ГАРТМАНА ЧИСЛО** — безразмерная величина Ha , определяющая характер течения в магнитной гидродинамике. Названо в честь Ю. Гартмана (J. Hartmann). Г. ч. выражает соотношение между магнитной $F_M \sim \sigma H^2 d^2$ и вязкой $F_v \sim \eta v d^{-2}$ силами (H — напряженность магн. поля, σ — электропроводность, η — коэф. вязкости, v — скорость жидкости, d — характерный размер):

$$Ha = (F_M/F_v)^{1/2} = Hdc^{-1} (\sigma/\eta)^{1/2}.$$

При $Ha \ll 1$ влияние магн. поля мало и сохраняется обычное Пуазейля течение.

ГАУСС (Гс, Gs) — единица магн. индукции *СГС* системы единиц (симметричной, или Гауссовой) и *СГСМ* системы единиц. Названа в честь К. Ф. Гаусса (К. F. Gauß). 1 Гс = 10⁻⁴ Тл (см. Тесла).

ГАУССА ПРИНЦИП (принцип наименьшего принуждения) — вариационный принцип механики, устанавливающий одно из общих свойств движения механич. системы с любыми (голономными и неголономными) идеальными связями (см. *Связи механических систем*). Сформулирован К. Ф. Гауссом в 1829. Выражаемое Г. п. свойство движения связано с понятием о т. п. «принужденной» системы, вводимом след. образом. Если рассмотреть свободную материальную точку массой m , то она под действием заданной силы F совершит за промежуток времени Δt из положения A перемещение, определяемое с точностью до малых 3-го порядка вектором:

$$\vec{AB} = v \Delta t + \frac{1}{2} \frac{F}{m} (\Delta t)^2,$$

где v — скорость точки в положении A , F/m — ускорение, сообщаемое силой F .

При наличии связей та же точка под действием той же силы F и реакции связи N получит какое-то др. ускорение w (часть ускорения), равная $F/m - w$,

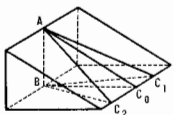
будет точкой «потеряна» и совершит за время Δt из того же положения A и при той же нач. скорости v др. перемещение:

$$\vec{AC} = v \Delta t + \frac{1}{2} w (\Delta t)^2.$$

Разность $\vec{CB} = \vec{AB} - \vec{AC} = \frac{1}{2} \frac{F}{m} (\Delta t)^2 - w (\Delta t)^2$ определяет вызванное действием связи отклонение точки от направленного свободным движением, пропорциональное потере ускорения $(F/m - w)$. Величина Z , равная сумме произведений масс всех точек системы на квадраты их потерных ускорений, и назв., по Гауссу, «принуждением» системы:

$$Z = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n m_i \left(\frac{F_i}{m_i} - w_i \right)^2. \quad (1)$$

Г. п. устанавливает, что при идеальных удерживающих связях из всех кинематически возможных (допускаемых связями) движений, к-рые система может иметь, начная перемещение из данной конфигурации с данными нач. скоростями, истинным будет то движение,



для к-рого Z в каждый момент времени минимально. Напр., для частицы, движущейся вдоль наклонной плоскости под действием силы тяжести из положения A при $v_0 = 0$ (рис.), свободным будет перемещение AB по вертикали, а кинематически возможным при данной связи — любое из перемещений AC_n , AC_1 , AC_2 , ... вдоль наклонной плоскости. Следовательно, «принуждение» Z для частицы пропорционально квадрату величины BC_i , к-рая, очевидно, будет наименьшей для истинного перемещения AC_0 (по линии наименьшего скачка), что и утверждает Г. п.

Математически Г. п. выражается равенством $\delta Z = 0$, в к-ром варьируются только ускорения точек системы; при этом предполагается, что силы от ускорения не зависят. Тогда из (1) можно получить др. выражение Г. п.: истинное движение механич. системы отличается от всех др. кинематически возможных движений, называющихся из той же конфигурации и с теми же нач. скоростями, тем, что только для истинного движения в каждый данный момент времени справедливо равенство:

$$\sum (F_i - m_i w_i) dw_i = 0. \quad (2)$$

С помощью Г. п. можно получить дифференц. ур-ния движения любой механич. системы с идеальными связями. В частности, из него следует, что при отсутствии заданных сил точка будет двигаться вдоль данной гладкой поверхности но кривой, имеющей наименьшую кривизну. Это указывает на связь Г. п. с принципом наименьшего пути (см. *Герца принцип*).

Лит.: Б у х о л о в Г. И., Основной курс теоретической механики, ч. 2, 6 изд., М., 1972; Л о в и - Ч и в а т а Т., А м а л ь д и У., Курс теоретической механики, пер. с итал., т. 2, ч. 2, М., 1951; Н е в з г л я д о в В. Г., Теоретическая механика, М., 1958. С. М. Тарг.

ГАУССА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (нормальное распределение) — плотность распределения вероятностей случайного параметра ξ , $-\infty \leq \xi \leq \infty$, равная

$$P(\xi) = (2\sigma^2)^{-1/2} \exp \left[-(\xi - a)^2 / 2\sigma^2 \right],$$

где $a = \langle \xi \rangle$ — ср. значение, а $\sigma^2 = \langle \xi^2 \rangle - \langle \xi \rangle^2$ — дисперсия ξ . Введено в работах К. Ф. Гаусса (1809) и П. С. Лапласа (P. S. Laplace, 1842). Является предельным распределением для суммы большого числа статистически независимых или слабо коррелированных друг с другом слагаемых (*центральная предельная теорема*). Г. р. часто встречается в физ. приложениях: Г. р. описывает малые флуктуации термодинамич. величин вблизи положения равновесия, распределение молекул по скоростям (см. *Максвелла распределение*), распре-

деление ошибок наблюдения и др. Для набора случайных величин $(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N)$ Г. р. имеет вид

$$P(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N) = \frac{1}{(2\pi)^N \det \|\sigma_{ij}\|} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \xi_i \bar{\xi}_j A_{ij} \right\},$$

где $A_{ij} = \sigma_{ij}^{-1}$, $\sigma_{ij} = \langle \xi_i \bar{\xi}_j \rangle$ — корреляционная матрица, $\det \|\sigma_{ij}\|$ — об. определитель, $\bar{\xi}_i = \xi_i - \langle \xi_i \rangle$ — флуктуация ξ_i .

Лит.: Гандау Л. Д., Лишвиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

ГАУССОВА СИСТЕМА ЕДИНИЦ — система единиц электрич. и магн. величин с осн. единицами: сантиметр, грамм, секунда, в к-рой диэлектрич. (ε) и магн. (μ) проницаемости являются безразмерными величинами, причём для вакуума ε=1 и μ=1. Единицы электрич. величин в Г. с. е. равны единицам абс. элекстростатич. системы СГСЭ, а единицы магн. величин — единицам эл.-магн. системы СГСМ. Эти системы построены по одному типу, поэтому Г. с. е. часто наз. симметричной системой СГС (с. с. *СГС система единиц*). Эта симметрия делает Г. с. е. удобной для задач, в к-рых подчёркивается взаимная адекватность магнитных и электрич. величин, описывающих эл.-магн. поле. Г. с. е. названа в честь К. Ф. Гаусса, впервые в 1832 предложившего абс. систему единиц с осн. единицами: миллиметр, миллиграмм и секунда и применившего эту систему для измерений магн. величин.

Лит.: Сева Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Камыев Д. А., Кремев К. В., Физические основы единиц измерения, пер. с нем., М., 1985.

ГАУССА ТЕОРЕМА в электродинамике — теорема, утверждающая, что поток вектора электрич. индукции **D** через замкнутую поверхность *S* пропорционален полному свободному заряду *Q*, заключённому внутри объёма *V*, охватываемого *S*. В Гаусса системе единиц:

$$\oint_S \mathbf{D} \, d\mathbf{S} = 4\pi Q = 4\pi \int_V \rho \, dV \quad (1)$$

(ρ — объёмная плотность свободного заряда); в СИ множитель 4π отсутствует. Это соотношение получено К. Ф. Гауссом в 1830 для чист эл.-статич. полей. Оно связано, но существует, с установленным ранее (1785) законом взаимодействия неподвижных электрич. зарядов — Кулоном законом. Согласно (1), поле E_1 на расстоянии r_1 от точечного заряда q_1 в среде с пост. скалярной диэлектрич. проницаемостью ε равно $E_1 = -q_1 \epsilon r_1^{-2}$, что и приводит к кулоновской ф-ле для силы взаимодействия F_{12} двух точечных зарядов q_1 и q_2 : $F_{12} = q_2 E_1 = -q_1 q_2 \epsilon r_{12}^{-2}$. С помощью Гаусса — Остроградского формул Г. т. можно записать в дифференц. форме:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = (\nabla \cdot \mathbf{D}) = 4\pi \rho. \quad (2)$$

В случае потенциального (напр., эл.-статич.) поля $\mathbf{E} = -\nabla \phi$ из ур-ния (2) в среде с постоянной ε получается Пуассона уравнение $\Delta \phi = -4\pi \rho$. В 1864 Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell) постулировал (1) в качестве одного из фунда. ур-ний электродинамики [в традиц. нумерации, идущей от Г. Герца (H. Hertz) и О. Хевисайда (O. Heaviside), это четвёртое Максвелла уравнение], распространив тем самым Г. т. на случай переменных во времени полей.

Лит.: Там м И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Джексон Д. К., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., Г. 31 — Электростатика, М., 1983.

ГАУССА—ОСТРОГРАДСКОГО ФОРМУЛА — одна из основных интегральных теорем векторного анализа,

связывающая объёмный интеграл с поверхностным:

$$\oint_{\partial V} a_n \, dS = \int_V \operatorname{div} a \, dV.$$

Здесь ∂V — замкнутая поверхность, ограничивающая 3-мерную область *V*, a_n — проекция вектора $a = a(r)$ на внеш. нормаль к поверхности. Получена Дж. Герцом (G. Green) и М. В. Остроградским в 1828, в частном случае К. Ф. Гауссом в 1813. Г. — О. ф. утверждает, что поток векторного поля через замкнутую поверхность (левая часть равенства) равен полной силе источников этого поля, заключённых внутри поверхности (правая часть). Из Г. — О. ф. следует, что поток поля, свободного от источников (т. е. такого, что $\operatorname{div} a = 0$), через любую замкнутую поверхность равен нулю. Г. — О. ф. и Стокса формула являются частными случаями теоремы Стокса, к-рая связывает между собой интегралы от дифференциальной форм разных размерности.

ГАУССОВА СЛУЧАЙНАЯ ФУНКЦИЯ (нормальная случайная функция) — случайная ф-ция, для к-рой все многомерные ф-ции распределения гауссовы. Г. с. ф. $f = f(x)$ полностью определяется заданием первого $\langle f(x) \rangle = \bar{f}(x)$ и второго $\langle f(x) f(x_2) \rangle = \langle x_1 x_2 \rangle$ статистич. моментов f , позволяющих выразить характеристической функционал Г. с. ф. в виде

$$\Psi \{x\} = \langle \exp \{ i \int g(x) f(x) \, dx \} \rangle = \exp \{ i \int g(x) \bar{f}(x) \, dx - \frac{1}{2} \int g(x) g(x') \bar{f}(x') \bar{f}(x) \, dx' \, dx \},$$

где $g = g(x)$ — влсомогат. ф-ция, $\bar{f} = \bar{f}(x)$ — флуктуация f , а $\bar{f}(x') \bar{f}(x) = \langle \bar{f}(x') \bar{f}(x) \rangle = \langle x_1 x_2 \rangle$ — корреляц. ф-ция. Комплекснозначную Г. с. ф. $f = f_1 + i f_2$ можно рассматривать как сумм. представление двухкомпонентной вещественной Г. с. ф. $f = (f_1, f_2)$. Большинство свойств Г. с. ф. сохраняются для гауссово (нормального) случайного поля, т. е. Г. с. ф., зависящей от нек. аргументов $f = f(x_1, x_2, \dots, x_N)$. Г. с. ф. описывает, напр., сложное многомерное колебание, если анализом мод отвечают Гаусса распределение или если число мод $N \rightarrow \infty$.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

ГАФНИЙ (от подзолет. Gafnia — Копенгаген; лат. Hafnium), Hf, — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 72, ат. масса 178,49. Природный Г. состоит из 6 стаб. изотопов с массовыми числами 174, 176—180, из них ¹⁷⁴Hf обладает слабой α-радиоактивностью ($T_{1/2} = 2 \cdot 10^{15}$ лет), остальные стабильны. В качестве радиоактивного индикатора обычно используют β-радиоактивный ¹⁸¹Hf ($T_{1/2} = 62,4$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек 5s²4p⁶4d²5f². Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 7,5, 15,0, 23,3 и 33,3 эВ. Металлич. радиус 0,159 нм, радиус иона Hf⁴⁺ 0,082 нм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде — серебристо-серый металл, существует в двух модификациях. Параметры решётки гексагональной α-модификации $a = 0,31946$ нм, $c = 0,50514$ нм, при 1740 °С Г. переходит в кубич. β-модификацию. Плотность 13,331 кг/дм³, $t_{пл} = 2230$ °С, $t_{кип} = 5225$ °С. Уд. теплотворность 143 Дж/(кг·К) (при 298 К), уд. опротивление 32,4 · 10⁻² мкОм·м (0 °С). Г. обладает высокой эмиссионной способностью, работа выхода электрона для α-модификации 3,20 эВ. Чистый Г. пластичен, поддается прокатке, ковке, штамповке.

По хим. свойствам — полный аналог циркония. В соединениях проявляет степени окисления +4 (наиб. характерна), +3, +2 и +1. Находит приме-

нские в ядерной энергетике (регулирующие стержни ядерных реакторов), т. к. имеет высокое сечение захвата тепловых нейтронов ($1,15 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$). Металлоподобные очень твердые соединения Г. с бором, углеродом, азотом, кремнием и т. п. обладают высокими $\epsilon_{\text{пл}}$ (св. 3000 °С; для твердого раствора карбида Г. и талла $\epsilon_{\text{пл}} > 4000 \text{ °С}$). С. С. Верзилов. **ГЕЙГЕРА СЧЕТЧИК** (Гейгера — Мюллера счётчик) — детектор частиц, действие которого основано на возникновении самостоят. электрич. разряда в газе при попадании частицы в его объём. Изобретён Х. Гейгером и Э. Резерфордом [1] в 1908, позднее был усовершенствован Гейгером и В. Мюллером [2]. Г. с. предназначен для регистрации заряд. частиц. Он пригоден также для детектирования нейтронов, рентг.- и γ -квантов по вторичным заряд. частицам, генерируемым ими (см., напр., *Нейтронные детекторы*).

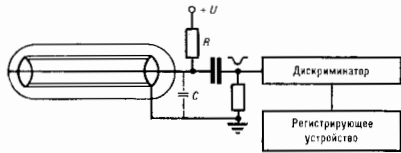


Рис. 1. Схема включения счётчика.

Г. с. обычно состоит из металлич. цилиндра — катода — и тонкой проволоочки, наткнутой вдоль его осн., — анода, — заключённых в герметичный объём, к-рый заполнен газовой смесью под давлением, как правило, 100—200 гПа (100—200 мм рт. ст., рис. 1). Между катодом и анодом прикладывается напряжение U порядка 200—1000 В. Заряд. частица, являя в объём счётчика, образует нек-рое кол-во электрон-ионных пар; электроны и ионы начинают двигаться к соответствующим электродам. Если напряжённость электр. поля достаточно велика, электроны на длине свободного пробега (между соударениями с молекулами газа) приобретают энергию, превосходящую их энергию ионизации, и ионизуют молекулы. В результате в газе размножаются электрон-ионные пары, к-рые являются основой т. н. газового усилеия, обеспечивающего достаточно высокий уровень электр. сигнала на аноде, к-рый регистрируется.

Ток в цепи Г. с. нарастает экспоненциально до тех пор, пока пространств. заряд положит. ионов не поглотит электр. поле и не прекратит развитие лавин [3, 4]. Амплитуда импульса на выходе Г. с. не зависит от энергии детектируемой частицы. Это отличает его от др. газовых детекторов *пропорциональных счётчиков* и *позиционных камер*.

Различают с с а м о г а с я щ и е с я и с а м о г а с я щ и е с я Г. с. (предложены Тростом в 1937). Они отличаются составом газовой смеси и быстротой срабатывания. Носамогасящиеся Г. с. требуют ионизирующ. напряжений между катодом и анодом для того, чтобы надёжно поглотить разряд и подготовить детектор к регистрации след. частицы. Это достигается снеч. схемой или введением высокоомного сопротивления R в цепь питания счётчика ($R \sim 10^9 \text{ Ом}$). На иониз. скапливаются отрицат. заряд, разность потенциалов между катодом и анодом уменьшается, и разряд обрывается. После этого чувствительность Г. с. восстанавливается через 10^{-2} с (время разряда ёмкости C счётчика через сопротивление R). Самогасящиеся счётчики заполняются чистыми газами, напр. Ar , с добавкой (10%) многоатомного газа, в частности смурта. Многоатомные молекулы эффективно поглощают фотоны и блокируют меланж *фотоэффекта* — генерация электронов с поверхности катода, что обеспечивает само-

произвольное гашение разряда. Время печувствительности самогасящегося Г. с. $\sim 10^{-4}$ с. Оба типа Г. с. способны выдерживать нагрузки до 10^4 — 10^5 импульс/с. Самогасящийся Г. с. из-за диссоциации многоатомных молекул выдерживают лишь 10^3 — 10^4 срабатываний. Если вместо многоатомной добавки использовать Cl , Br или I (0,1%), а в качестве осн. газа Ne или He с примесью Ar , то срок службы Г. с. становится практически неограниченным. Рабочее напряжение для этих счётчиков в пределах 200—400 В, но быстротейшие существуют ниже и определяются временем дрейфа ионизованных молекул каталенов к катоду. Зависимость числа N регистрируемых импульсов на выходе *амплитудного дискриминатора* от приложенного к Г. с. напряжения U при фиксиров. нагрузке на с ч ё т ч и й характеристикой и имеет вид, показанный на рис. 2. В области AB напряжённость недостаточна для развития лавин. В интервале BC только часть сигналов на выходе счётчика превышает порог регистрации. В рабочей области CD регистрируются все частицы, к-рые дали хотя бы одну электрон-ионную пару в объём Г. с. При напряжениях больше U_D начинаются самопроизвольные пробои. Эффективность Г. с. при регистрации частиц малых энергий обычно несколько меньше 100%. Это связано с тем, что такие частицы могут с заметной вероятностью не создать ни одной электрон-ионной пары в рабочем объёме счётчика. Г. с. — сравнительно медленно действующие приборы, поэтому они были частично вытеснены *цилиндральными детекторами* и *пропор. счётчиками*. Однако простота конструкции и дешёвиза обеспечили им применение в *дозиметрии*, а также в таких областях, где регистрируются редкие события и надо перекрестить детекторами десятки и даже сотни м^2 . В последнем случае Г. с. работают, как правило, с ограниченным стримером резкиме при давлении газовой смеси, близком к атмосферному. Если нужно работать в условиях иониз. паразитов ($\sim 10^3$ импульсов в 1 с), то в объём Г. с. вводят изолирующие перегородки, к-рые ограничивают развитие разряда вдоль трубки. Г. с. продолжают использоваться. В эксперименте по исследованию свойств нейтрона применено 19 968 Г. с. в виде алюминийных трубок длиной 4 м, изолированных друг от друга. Установка для поиска распада протона, к-рая размещается в туннеле под Монбланом, содержит 43 000 Г. с.

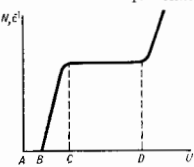


Рис. 2. Счётная характеристика счётчика.

Лит.: 1) Гейгер Н., Рутгерфорд Ф., Photographic registration of a particles, «L. Edin. a. Dublin Phil. Mag.», 1912, т. 24, р. 618; 2) Гейгер Н., Мюллер В., Elektronenanzahlrohr, «Phys. Zsv.», 1928, Jg. 29, S. 839; 3) Флюи Фер Э., Нейерт Г., Счётчик излучений, пер. нем., М., 1961; 4) Вернер В., Гроринев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, 2-изд., М., 1950. Ю. А. Семенов.

ГЕЙГЕРА — НЕТТОЛЛА ЗАКОН — устанавливает связь между *периодом полураспада* α -радиоактивных ядер и энергией вылетающих α -частиц:

$$\lg T_{1/2} = A/\sqrt{\epsilon_{\alpha}} + B. \quad (8)$$

Здесь ϵ_{α} — энергия α -частиц в Мэв, $T_{1/2}$ — период полураспада, A и B — постоянные. Г. — Н. з. установлен экспериментально Х. Гейгером и Дж. М. Неттолом (J. M. Nuttall) в 1914—12. Позднее (1928) ф-ла (8) была получена теоретически Г. А. Гамовым (G. A. Gamow), а также Р. Ферми (R. Gurney) и Э. Кондоном (E. Condon). С помощью Г. — Н. з. могут быть определены периоды полураспада таких ядер, для к-рых непосредственные измерения $T_{1/2}$ затруднены.

Лит. см. при ст. *Альфа-распад*.

ГЕЙЗЕНБЕРГА МОДЕЛЬ — матем. модель магнитоупорядоченных кристаллич. веществ (гл. обр. ферромагнетиков), основанная на применении гамильтониана обменного взаимодействия

$$\mathcal{E} = -2 \sum_{i > j} J_{ij} S_i S_j. \quad (1)$$

В (1) суммирование ведётся по всем парам различных $\{i, j\}$ узлов кристалла, в k -рых находится ионы со спинами S_i и S_j ; J_{ij} — константы, характеризующие обменное взаимодействие между этими ионами.

После того как В. Гайтлер и Ф. Лондон (W. Heitler, F. London, 1927) на примере молекулы водорода продемонстрировали зависимость энергии взаимодействия от взаимной ориентации спинов электронов, В. Гейзенберг (W. Heisenberg, 1927) применил их результаты для описания ферромагнетизма модельного непроводящего кристалла, состоящего из атомов с одним s -электроном вне замкнутых электронных оболочек. Зависимость энергии двухэлектронной системы от ориентации спинов является по своей природе квантовомеханич. эффектом, к-рый заключается в следующем. *Паули принцип* не допускает состояний, в k -рых в данный момент времени в данном месте могут находиться два электрона с одинаково направленными спинами, но допускает такие состояния с антипараллельными спинами. Поэтому распределение заряда, а значит, и эл.-статич. энергия системы зависит от взаимной ориентации спинов. Разность энергий, отвечающих этим состояниям, определяет о б м е и ю з е и р г и ю. П. Дирак (P. Dirac, 1929) показал, что эл.-статическое но природе обменное взаимодействие можно описать гамильтонианом, содержащим скалярные произведения спинов взаимодействующих электронов, т. е. — $2J(S_i S_j)$, как если бы между спинами существовало взаимодействие. Дж. Ван Флек (J. P. Van Vleck, 1932) обобщил дираковскую форму записи обменного гамильтониана на случай многоэлектронных атомов в молекулах и кристаллах, в осн. состоянии k -рых орбитальный момент $L=0$. Поэтому гамильтониан (1) иногда наз. гамильтонианом Гейзенберга — Дирака — Ван Флека. Хотя достаточно строго обосновать выражение (1) удастся лишь для нек-рых частных случаев и имеются определённые теоретические ограничения на его применимость, практически оно «работает» хорошо: с его помощью удалось проинтегрировать в решении мн. проблем магнетизма, напр. рассчитать температурную зависимость теплоёмкости и самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков, объяснить высокие значения темп-р Кюри (см. *Кюри точка*), спектр *спиновых волн* и др.

В совр. теории магнетизма обменный гамильтониан — это спиновый гамильтониан, дающий приближённое описание той части энергетич. спектра магнитоупорядоченного кристалла, к-рая непосредственно примыкает к осн. состоянию. Важно, что обменный гамильтониан (1) позволяет работать с *волновыми функциями* в виде произведений одночастичных спиновых ф-ций, отсидящихся к разл. узлам кристалла, вместо антисимметричных волновых ф-ций в виде детерминантов Слетера. При этом обеспечивается равенство матричных элементов оператора межэлектронного взаимодействия на волновых ф-циях (детерминантов Слетера) и матричных элементов оператора (1) на спиновых волновых ф-циях.

Различают прямое и не прямое обменные взаимодействия. В случае прямого обмена константы J_{ij} определяются посредством перекрывания волновых ф-ций взаимодействующих ионов. Непрямой обмен реализуется за счёт k -л. промежуточной подсистемы (напр., электронов проводимости) и проявляется в более высоких порядках теории возмущений по сравнению с прямым обменом. Непрямой обмен между локализованными спинами через электроны проводимости наз. *косвенным обменным взаимодействием* или РККИ-

взаимодействием (взаимодействием Рудермана — Киттеля — Касуи — Носиды). Осн. формой обменного взаимодействия в непроводящих кристаллах является взаимодействие между магн. ионами через промежуточные немагн. ионы (т. н. сверхобменное взаимодействие).

Значения обменных констант в (1) быстро уменьшаются с увеличением расстояния между взаимодействующими ионами. Поэтому в (1) часто ограничиваются учётом взаимодействия только ближайших соседей. Знак обменной константы в этом случае определяет тип магн. упорядочения в кристалле: при $J > 0$ реализуется ферромагн. упорядочение, при $J < 0$ — антиферромагн. При учёте обменного взаимодействия с ионами, следующими за ближайшими, знаки обменных констант могут чередоваться при переходе от ближайших соседей к следующим и т. д. В этом случае в кристалле могут существовать более сложные типы магнитного упорядочения: неколлинеарное, геликоидальное и т. д. (см. *Магнитная атомная структура*).

Гамильтониан обменного взаимодействия (1) изотропен, поэтому он не определяет направление намагниченности в ферромагнетике. Направление определяется *магнитной анизотропией*, к-рая обусловлена более сложными релятивистскими взаимодействиями (спин-орбитальным и диньло-диольным). Аналогично обстоит дело в антиферромагнетике с ориентацией вектора антиферромагнетизма, в ферромагнетике — с ориентацией намагниченности подрёзков и т. д.

Обменные константы J_{ij} определяют темп-ру T_C , при к-рой возникает магн. упорядочение кристалла. Для ферромагнетика при учёте в гамильтониане (1) взаимодействия только ближайших соседних ионов и в приближении молекулярного поля темп-ра T_C и обменная константа J связаны соотношением

$$J = 3kT_C / 2S(S+1), \quad (2)$$

где z — число ближайших соседей, S — спин иона. Согласно расчёту по Фле (2), для железа ($S=1$) при темп-ре $T_C = 1043\text{ К}$, $J = 1,19 \cdot 10^{-2}$ эВ. Более точные теории дают несколько большие значения обменных констант (на 30—40%).

Поскольку Г. м. приближённо описывает энергетич. спектр магнетика, паряду с этой моделью изучают модели с другой формой обмена (анизотропная Г. м., *Нинга модель*, ХУ-модель и др.). Принципиальное значение имеет антисимметричное обменное *Дзюлошского взаимодействие*, к-рое в простейшем случае описывается выражением $(D(S_i S_j))$. Все анизотропные и антисимметричные поправки к гамильтониану (1) обусловлены *спин-орбитальным взаимодействием*. Для ионов, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент $L \neq 0$, используют обменный гамильтониан в форме (1), но параметры J_{ij} в нём заменяются ф-циями от операторов орбитальных моментов взаимодействующих ионов (Дж. Ван Флек, 1962). В случае многоэлектронных ионов учитывают также дополнительные негейзенберговские слагаемые в (1) вида $A(S_i S_j)^2$, $B(S_i S_j)^3$, ... , описывающие одноврем. участие в обмене трёх, четырёх и т. д. электронов.

Лит.: Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967; Вансовский В. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985. А. К. Зельдин.

ГЕЙЗЕНБЕРГА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ в квантовой механике — один из осн. способов описания квантовомеханич. явлений, заключающийся в том, что вместо изменения во времени вектора состояния физ. системы (как в *Шрёдингера представлении*) рассматривается эволюция операторов, отвечающих физ. величинам.

Если $|\Psi_0\rangle$ — вектор состояния системы в данный момент времени (t_0), то, согласно осн. постулату квантовой механики, вектор состояния этой системы в

произвольный момент времени t , $|\Psi(t)\rangle$. В представлении Шрёдингера может быть записан в виде:

$$|\Psi_S(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0) |\Psi_0\rangle, \quad (1)$$

где $\hat{U}(t, t_0)$ — унитарный оператор эволюции системы, $\hat{U}^+(t, t_0) = \hat{U}^{-1}(t, t_0)$ (знак + означает эрмитово сопряжение). Если гамильтониан системы (\hat{H}) не зависит от времени (напр., в замкнутой системе), то

$$\hat{U}(t, t_0) = e^{-i(\hat{H})(t-t_0)}. \quad (2)$$

Учитывая, что $\langle \Psi_S(t) | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | \hat{U}^+(t, t_0) | \Psi_0 \rangle$, с р. а. значение $\langle F \rangle$ в момент времени t любой физ. величины F (к-рой отвечает в представлении Шрёдингера оператор \hat{F}_S) можно представить в виде ср. значения пек-рого оператора \hat{F}_H , взятого по нач. вектору состояния $|\Psi_0\rangle$:

$$\begin{aligned} \langle F \rangle &= \langle \Psi_S(t) | \hat{F}_S | \Psi_S(t) \rangle = \\ &= \langle \Psi_0 | \hat{U}^+(t, t_0) \hat{F}_S \hat{U}(t, t_0) | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | \hat{F}_H | \Psi_0 \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Оператор

$$\hat{F}_H = \hat{U}^+(t, t_0) \hat{F}_S \hat{U}(t, t_0) \quad (4)$$

наз. оператором физ. величины F в Г. п. Для любой физ. величины G , оператор к-рой коммутирует с гамильтонианом, $[\hat{G}, \hat{H}] = 0$ (в частности, для самого гамильтониана), $\hat{G}_H = \hat{G}_S$. Используя ур-ния для оператора эволюции

$$i\hbar \frac{\partial \hat{U}}{\partial t} = \hat{H} \hat{U}, \quad -i\hbar \frac{\partial \hat{U}^+}{\partial t} = \hat{U}^+ \hat{H},$$

можно найти производную по времени от оператора \hat{F}_H :

$$\frac{\partial \hat{F}_H}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{F}_H] + \frac{\partial F_H}{\partial t}. \quad (5)$$

Ур-ние (5) вместе с правилами коммутации для операторов физ. величин служат основой квантовомеханич. описания динамич. систем в Г. п. Эквивалентность Г. п. и представления Шрёдингера вытекает из того, что векторы состояния и операторы физ. величин в обоих представлениях связаны унитарными преобразованиями (1) и (4) (см. *Представлений теория*). Отсюда, в частности, следует, что операторы \hat{F}_H и \hat{F}_S имеют одинаковые собственные значения (т. е. одинаковые спектры) и подчиняются одинаковым *перестановочным соотношениям*.

Если в качестве векторов состояния выбраны состояния $|n\rangle$ и $|m\rangle$ с опред. энергий (E_n, E_m): $\hat{H}|n\rangle = E_n|n\rangle$, $\hat{H}|m\rangle = E_m|m\rangle$, то между матрицами операторов в представлениях Шрёдингера и Г. п. существует простая связь:

$$\begin{aligned} \langle m | \hat{F}_H | n \rangle &= e^{i\omega_{mn}t} \langle m | \hat{F}_S | n \rangle, \\ \omega_{mn} &= (E_m - E_n)/\hbar, \end{aligned} \quad (6)$$

а матрица для оператора производной dF/dt (в случае, когда физ. величина F не зависит явно от времени) равна:

$$\langle m | \frac{d\hat{F}_H}{dt} | n \rangle = i\omega_{mn} \langle m | \hat{F}_S | n \rangle e^{i\omega_{mn}t}. \quad (7)$$

Для динамич. переменных (напр., координат q_i и импульсов p_i системы частиц) операторные ур-ния (5) при учёте условий коммутаций ($[\hat{p}_i, \hat{q}_j] = i\hbar \delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера) принимают вид, аналогичный ур-ниям классич. механики (*Гамильтона уравнениям*):

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{q}_i] = \frac{\partial \hat{H}}{\partial p_i}; \quad \frac{dp_i}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{p}_i] = -\frac{\partial \hat{H}}{\partial q_i}$$

(см. *Эренфеста теорема*). Аналогично в квантовой

теории поля уравнения для операторов поля в Г. п. совпадают с уравнениями для классич. полей; это обусловливает использование Г. п. в квантовой теории взаимодействующих полей.

Лит. см. при ст. Представлений теория. С. С. Герштейн. ГЕЙ-ЛЮССАКА ЗАКОН и идеальных газов — утверждает, что при пост. давлении объём V идеального газа меняется линейно с темп-рой:

$$V = V_0(1 + \alpha t)$$

(V_0 — нач. объём, t — разность нач. и конечной темп-р). Коэф. теплового расширения газов $\alpha = 1/(273,15\text{K})^{-1}$ одинаков для всех газов. Г.-Л. з. открыт независимо Ж. Л. Гей-Люссаком (J. L. Gay-Lussac) в 1802 и Дж. Дальтоном (J. Dalton) в 1801. Г.-Л. з. — частный случай *Кавендиша уравнения*. См. также *Газы*.

ГЕКТО... (от греч. hekatón — сто; г, h) — приставка для образования наименования кратной единицы, в 100 раз большей исходной. Напр.: 1 гВт = 100 Вт. **ГЕКТОПАСКАЛЬ** (от *гекто...* и *паскаль*) — единица давления и механич. напряжения СИ, обозначается гПа. 1 гПа = 100 Па = 1000 дин/см² = 10,2 кгс/м² = 10⁻³ бар = 0,75 мм рт. ст.

ГЕЛИЕВАЯ ВСПЫШКА в астрофизике — процесс на звёздах, обусловленный выделением за короткое время значит. энергии при термоядерном горении гелия; вызывает изменение хим. состава звёзд, а иногда и их структуры. Г. в. рассматривают в теории эволюции звёзд, в частности эволюции *тесных двойных звёзд*.

Впервые понятие «Г. в.» было введено для описания неустойчивого горения гелия в частично вырожденном гелиевом ядре маломассивных звёзд с массой $M \leq 2,5 M_\odot$ (масс Солнца). Горение гелия в вырожденной веществе звезды (см. *Вырожденный газ*) из-за сильной зависимости давления p от темп-ры T сначала не приводит к перестройке её структуры. Выделяемая ядерная энергия E идёт в о.с. на увеличение теплово. энергии ионов, что в свою очередь ускоряет процесс ядерного горения. С достижением в ядре темп-ры вырождения, т. е. темп-ры, при к-рой давление вырожденного электронного газа становится равным давлению идеального газа, вырождение снимается, давление с ростом темп-ры начинает увеличиваться и ядро звезды под действием нарастающего давления быстро расширяется. Пока лет одной точки зрения на то, как происходит эволюция маломассивной звезды в течение Г. в., т. к. перестройка структуры звезды существенно зависит от характера конвективного переноса энергии во время вспышки. Возможно, что в ходе Г. в. часть массы звезды теряется (сбрасывается оболочка) и с изменением параметров звезды дальнейшее выгорание гелия происходит спокойно (звезда располагается на горизонтальном участке эволюц. кривой, см. *Эволюция звезд*).

Др. тип Г. в. имеет место на стадии роста углероднокислородного ядра (С, О-ядра) у звёзд с массами (1,5–8) M_\odot и водородных и гелиевым словыми источниками энергии.

Слоевые Г. в. являются повторяющимися, и время между вспышками уменьшается с увеличением массы вырожденного С, О-ядра. Время Δt между вспышками можно выразить приближённой ф-лой: $\lg \Delta t$ (лет) = $-3,05 - 4,5(M_C/M_\odot - 1,0)$, где M_C — масса С, О-ядра.

В ходе Г. в. происходит изменение хим. состава звезды. Гелий в о.с. переходит в углерод [реакция $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ малоэффективна]. Азот ^{14}N , к-рый образуется в водородном слоевом источнике (в *углеродно-азотном цикле*), посредством цепочки реакции $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ переходит в неон. Когда масса С, О-ядра достигает (0,9–1,0) M_\odot , становятся эффективными след. реакции: $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{26}\text{Mg} + n$ и $n + ^{56}\text{Fe}$, поставляющая продукты нейтронного захвата

(процесса, см. *Ядерная астрофизика*). По окончании Г. в выпл. конвективная зона, проникающая в зону с изменённым хим. составом, может вывести образовавшиеся элементы на поверхность звезды. Т. к. звезды красные сверхгиганты, имеющие словесные источники энергии, интенсивно теряют массу, то они могут являться гл. поставщиками хим. элементов — продуктом *s*-процесса в *межзвездную среду*.

Г. в. возможна также в *белых карликах*, интенсивно аккрецирующих вещество. При аккреции может образоваться массивный гелиевый карлик ($M_{He} \approx 0,6 M_{\odot}$), в к-ром горение гелия развивается в неустойчивом режиме и приводит к образованию детонационной волны. В конечном итоге происходит вспышка и полный разлёт вещества звезды с выбросом элементов группы железа и энергоделиемом $E \sim 10^{51}$ эрг. Такой карлик может быть предсверхновой I типа (см. *Сверхновые звезды*).

Горение массивного слоя гелия [$M_{He} \sim (0,1 - 0,3) M_{\odot}$], аккрецированного углеродно-кислородным карликом, может привести либо к образованию двойной детонационной волны (внутри по углероду, наружу по гелию) и полному разлёту вещества звезды ($E \sim 10^{51}$ эрг) с выбросом элементов группы железа, либо к образованию одной детонационной волны (по гелию наружу, волна внутри затухает), выбросу части вещества звезды в межзвездную среду и формированию звездного остатка (белого карлика); энергия взрыва $\approx \Delta M_{He} M_{\odot} \approx 3 \cdot 10^{51}$ эрг, где ΔM_{He} — масса гелиевого слоя.

Г. в. могут происходить и в оболочках аккрецирующих *нейтронных звезд* (см. *Барстеры*).

Лит. см. при ст. *Эволюция звезд*.

Э. В. Звезда.

ГЕЛИЙ (от греч. *hēlios* — солнце; лат. *Helium*), He, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный газ, ат. номер 2, ат. масса 4,002602. Электронная конфигурация Г. $1s^2$. Энергия ионизации 24,587 эВ — самая высокая среди всех элементов. Радиус атома Г. по шкале Бюки — Белова 0,122 нм.

Природный Г. состоит из двух стабильных изотопов ^4He (99,999862%) и ^3He . Преобладание ^4He связано со его образованием при *s*-распаде природных радионуклидов Th, U и др. элементов. В 1 т гранита, содержащего 3 г U и 15 г Th, за 7,9 млн. лет образуется 1 мг ^4He , но за время существования Земли в её коре накопились заметные кол-ва Г. (по отношению содержания ^4He к содержанию Th и U определяют возраст минералов). В воздухе содержится ок. $5 \cdot 10^{-4}$ % Г. (по объёму). В природных и нефтяных газах содержание Г. иногда достигает 5—10% по объёму (обычно значительно ниже).

Ядра ^4He (*альфа-частица*) характеризуются очень высокой энергией связи (28,2937 МэВ), образование их из четырёх протонов сопровождается испусканием двух позитронов и двух нейтрино ($4\text{H}^+ = \text{He}^{2+} + 2\beta^+ + 2\nu$) и выделением огромной энергии. Реакция синтеза ^4He , по-видимому, является осн. источником энергии Солнца и др. звезд, а также источником накопления значит. кол-ва Г. во Вселенной.

Г. — лёгкий бесцветный одноатомный газ, плотность (при тем-ре 0°C и давлении $1,013 \cdot 10^5$ Па) 0,178467 кг/м³, в воде плохо растворим (в 1 л воды при 0°C растворяется 9,7 мл Г.). Теплопроводность (0°C) 0,1438 Вт/м·К, вязкость (0°C) 18,60 мкПа·с. Дипольный момент равен 0 (при 0°C и $1,013 \cdot 10^5$ Па) 1,0000074. ^4He слабо диамагнитен, $\chi = -0,78 \cdot 10^{-13}$ м³/кг. Показатель преломления гелия для жёлтой линии $n_D = 1,000034$.

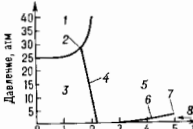
Темп-ра кипения $-4,22$ К — самая низкая среди всех жидкостей, *гелий жидкий* обладает рядом уникальных свойств. Г. — единственный элемент, к-рый не отвердевает при нормальном давлении, переход в твёрдое состояние возможен только при давлениях св. 2,5 МПа (см. *Гелий твёрдый*).

Химически Г. пассивен, устойчивые соединения Г. неизвестны. В атмосфере Г. проводит плавуку, резку и сварку м. металлов и сплавов, выращивание полупроводниковых и др. монокристаллов. Высокая теплопроводность Г. в сочетании с низкой способностью его ядер вступать в реакцию с нейтронами позволяет использовать Г. для охлаждения атомных реакторов.

Лит.: Фастовский В. Г., Ровинский А. К., Петровский Ю. В., *Инертные газы*, 2 изд., М., 1972.

ГЕЛИЙ ЖИДКИЙ. Жидкие ^3He и ^4He (в их растворах) — единственные в природе жидкости, не затвердевающие при абс. нуле темп-ры (при атм. давлении). Благодаря малой массе атомов гелия и характерному для атомов благородных газов слабому притяжению между ними при пониженных темп-рах квантовые эффекты в Г. ж. (спонтанные колебания атомов при $T=0$) препятствуют его кристаллизации. ^3He и ^4He — *квантовые жидкости*: при $T \leq 2$ К квантовые эффекты определяют поведение этих жидкостей и различие их свойств, вызванное различием в квантовой статистике, к-рой подчиняются ансамбли из атомов ^3He и ^4He . Жидкий ^4He — бозе-жидкость, т. к. его атомы — бозоны; их спин равен нулю, они подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Жидкий ^3He , состоящий из фермионов — атомов со спином $1/2$, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике*, является ферми-жидкостью.

С понижением темп-ры T жидкий ^4He при $T = T_\lambda$ (в т. н. λ -точке) испытывает *фазовый переход* 2-го рода, новую фазу называют He II. Темп-ра $T_\lambda = 2,17$ К соответствует давлению насыщенн. паров Г. ж., с ростом давления T_λ уменьшается (рис. 1). He II обладает аномально высокой теплопроводностью и *сверхтекучестью* (П. Л. Капица, 1938). Вязкость He II, измеренная методом колеблющегося диска, тем не менее отлична от нуля и вблизи T_λ мало отличается

от вязкости нормального (несверхтекучего) ^4He . Это противоречие разрешается в *Ландау теории сверхтекучести* (двухжидкостная модель He II, Л. Д. Ландау, 1941), согласно к-рой He II состоит из двух компонентов: нормального и сверхтекучего. 

от вязкости нормального (несверхтекучего) ^4He . Это противоречие разрешается в *Ландау теории сверхтекучести* (двухжидкостная модель He II, Л. Д. Ландау, 1941), согласно к-рой He II состоит из двух компонентов: нормального и сверхтекучего.

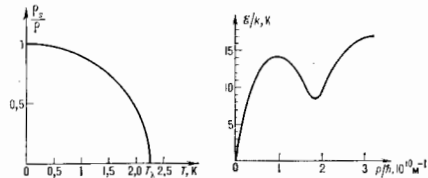


Рис. 2. Температурная зависимость относительного содержания (ρ_n/ρ) сверхтекучего компонента в He II. При критической температуре T_λ значение $\rho_n/\rho = 0$.

Рис. 3. Спектр возбуждений в He II, измеренный в нейтронных экспериментах; E — энергия квазичастицы, ρ — её импульс.

компонент — идеальная жидкость с потенциальным течением — не обладает *энтропией* и не испытывает сопротивления при протекании сквозь узкие капилляры. Её плотность ρ_0 совпадает с полной плотностью жидкости ρ при $T=0$ К и уменьшается с ростом T

до нуля при $T = T_\lambda$ (рис. 2). Нормальный компонент — остальная часть жидкости с плотностью $\rho_n = \rho - \rho_s$ — ведет себя как обычная вязкая жидкость, что приводит к затуханию колеблющегося в He II диска. При темп-рах, близких к абс. нулю, нормальный компонент представляет собой газ возбуждений в идеальной жидкости (газ фононов в ротоном; спектры возбуждений He II, полученный в экспериментах по рассеянию нейтронов в He II, приведен на рис. 3). Аномально высокая теплопроводность He II связана с тем, что теплота в нём может переноситься движением нормального компонента при отсутствии полного потока массы, к-рый компенсируется противотоком сверхтекучего компонента, не несущего теплоты. Благодаря такому механизму переноса теплоты в He II кроме обычного (первого) звука существует второй звук — температурные волны. Двухжидкостная модель объясняет большинство др. эффектов, присутствующих в сверхтекучей жидкости: *мегаджаворический эффект*; *термомеханический эффект*; существование критич. скорости течения, начиная с к-рой сверхтекучий компонент испытывает трение; существование плёнок на стенках сосуда, благодаря к-рой выравниваются уровни He II в сосудах, разделённых стенкой; т.е. и др. (второй звук, четвёртый звук и др. см. Звук в сверхтекучем гелии).

Существование двух видов течений в He II является следствием квантовой статистики Бозе — Эйнштейна [Л. Тиса (L. Tisa), 1938]. Это доказано на модели слабоинтеракционного бозе-газа (Н. Н. Боголюбов, 1947), в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наименьшей энергией макроскопич. числа бозонов.

В результате бозе-конденсации в жидкости возникает сверхтекучий компонент — макроскопич. фракция жидкости, движение частиц к-рой когерентно, т.е. описывается одной квантомеханич. волновой функцией $\Psi \rightarrow \rho_s^{1/2} e^{i\Phi}$ (см. Когерентность, Квантовая жидкость). Течение сверхтекучего компонента потенциально (см. Потенциальные течения), т.е. его скорость v_s связана с фазой волновой ф-ции Φ квантомеханич. соотношением $v_s = (\hbar/m)\nabla\Phi$ (m — масса бозона), справедливым для He II при $m \rightarrow m_4$, где m_4 — масса атома ^4He .

Макроскопич. когерентность приводит также к следствию, отличающему сверхтекучий компонент от просто идеальной жидкости с потенциальным течением. Из-за неперывности конденсатной ф-ции Ψ её фаза Φ при обходе по замкнутому контуру может меняться на $2\pi N$, где N — целое число. Это означает, что циркуляция сверхтекучей скорости $K = \oint v_s dr$ по любому замкнутому контуру принимает дискретные значения $K = N\hbar/m$.

В топологически односвязном сосуде (цилиндрич., сферич. и др.) K может быть отличным от нуля только при обходе вокруг особых линий, на к-рых сверхтекучесть нарушена (т.е. $\rho_s = 0$), — т.н. *квантованных вихрей* [Л. Онсагер (L. Onsager), 1949; Р. Фейнман (R. Feynman), 1955]. Квантованные вихри отличаются от вихрей в нормальной жидкости (см. Вихревое движение) тем, что циркуляция K вокруг них квантована (квант циркуляции равен \hbar/m) и поэтому квантованные вихри устойчивы и не размываются при наличии вязкости. Квантованные вихри не могут оканчиваться внутри сосуда, они либо производят всю толщу жидкости, либо образуют замкнутые вихревые кольца. Вихревые кольца обнаружены в экспериментах с ионами, инжектируемыми в He II. Квантованные вихри с взаимонейными осями обнаружены в экспериментах с вращающимся сосудом, где они образуют двумерную периодич. решётку (за счёт отталкивания вихрей). Вихревое движение сверхтекучего компонента имитирует его вращение вместе

с сосудом, т.е. наличие квантованных вихрей создаёт в ср. картину, аналогичную вращению нормальной жидкости вместе с сосудом.

В топологически неодносвязном сосуде, напр. в замкнутом кольцевом канале, циркуляция K может быть отлична от нуля без нарушения сверхтекучести. Течения в канале с $K \neq 0$ чрезвычайно устойчивы в силу дискретного характера K и могут циркулировать сутками. Ср. скорость течения жидкости в канале не может изменяться непрерывно, поскольку это привело бы к непрерывному изменению циркуляции. Уменьшение K возможно лишь скачками — с изменением N на целое число за счёт рождения квантованных вихрей. Этот процесс требует энергетич. затрат, и его вероятность мала.

Жидкий ^3He — ферми-жидкость, свойства к-рой при $T \leq 0,1$ К хорошо описываются теорией ферми-жидкости Ландау. Согласно этой теории, ферми-жидкость можно представить как систему квазичастиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака и заполняющих квантовые состояния внутри *ферми-поверхности* в импульсном пространстве. Падение ферми-поверхности определяет осев. свойства ферми-жидкости при низких темп-рах: её *теплоёмкость* пропорциональна T , *магнитная восприимчивость* не зависит от T , вязкость с уменьшением темп-ры растёт как $1/T^2$. В ферми-жидкости могут существовать высокочастотные звуки, связанные с колебаниями ферми-поверхности (см. Пулевой звук). В ^3He наблюдаются два пулевых звука: продольный и поперечный.

С понижением темп-ры при $T = T_c$ жидкий ^3He испытывает фазовый переход 2-го рода в сверхтекучее состояние [Д. Осеров (D. Osheroff), Р. Ричардсон (R. Richardson), Д. Ли (D. Lee), 1972]. Критич. темп-ра $T_c = 2,6$ мК (на кривой плавления), она уменьшается

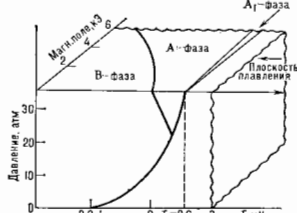


Рис. 4. Фазовая диаграмма (p — T) ^3He сверхтекучих фаз.

с понижением давления p до $T_c = 0,9$ К при $p = 0$. Имеются три сверхтекучие фазы A , B и A_1 : фазы A и B разделены на фазовой диаграмме (рис. 4) кривой фазового перехода 1-го рода, фаза A_1 существует только в магн. поле.

Сверхтекучесть ^3He , как и сверхпроводимость электронов в металле — следствие *Куперов эффекта* (образования пар квазичастиц с противоположными импульсами на ферми-поверхности). Куперовские пары являются бозонами (спин пары равен 0 в сверхпроводниках и 1 в сверхтекучих фазах ^3He) и образуют бозе-конденсат. В отличие от электронных куперовских пар в сверхпроводниках с $L = 0$ (нулевым моментом импульса относительного движения квазичастиц в паре), у куперовских пар во всех сверхтекучих фазах $L = 1$. Куперовские пары различных сверхтекучих фаз ^3He отличаются проскрипциями спина и момента импульса на направлении осей квантования. В силу макроскопич. когерентности все куперовские пары в бозе-конденсате имеют общее направление осей квантования спина и общее направление осей квантования момента импульса. Поэтому сверхтекучие фазы ^3He

обладают пространственной (т. н. орбитальной) и магнитной анизотропией, т. е. являются одновременно жидкими кристаллами и упорядоченными магнетиками. Последнее позволяет применять для исследования сверхтекучих фаз методы ЯМР (магн. момент атомов ^3He сосредоточен в ядрах). Динамика ядерных магн. моментов сверхтекучих фаз в частоте продольного и поперечного ЯМР определяются ур-ниями Лэггетта (А. Leggett, 1974).

Структура куперовских пар в фазах A , B и A_1 разная, потому что сверхтекуче, магн. и жидкокристаллич. свойства этих фаз различны.

A -фаза ^3He обладает осью магн. анизотропии и осью орбитальной жидкокристаллич. анизотропии, характеризуемыми единичными векторами d и l . Векторы d и l являются осью квантования соответственно спинового и орбитального моментов импульса куперовских пар. Проекция спина пары S на ось d равна нулю, т. е. спин пар равномерно ориентированы в плоскости, перпендикулярной к d , так что ср. ядерный магн. момент у пары отсутствует и A -фаза является жидким одноосным антиферромагнетиком. Магн. восприимчивость A -фазы совпадает с магн. восприимчивостью нормального ^3He . Проекция орбитального момента пары L на ось l равна 1, т. е. орбитальные моменты всех пар направлены по l . Куперовские пары частично поворачивают, движущиеся электроны атомов, в результате A -фаза обладает небольшим электронным ферромагн. моментом ($\sim 40^{-11}$ магнетонов Бора на атом), направленным вдоль l , и является жидким ферромагнетиком.

Направления осей d и l произвольны, т. е. состояния A -фазы вырождены по энергии относительно поворотов этих осей. Вырождение снимается внеш. магн. полем, ориентирующим d перпендикулярно полю; граничными условиями ориентирующими l по нормали к границе; сверхтекучим потоком, ориентирующим l вдоль потока; слабым спин-орбитальным взаимодействием, ориентирующим l и d параллельно друг другу. Если ориентирующие взаимодействия конкурируют

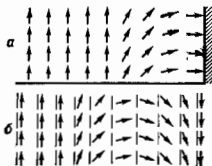


Рис. 5. Текстуры в A -фазе ^3He : а — текстура вблизи границы сосуда (магнитное поле ориентировано по нормали к границе), б — топологически устойчивая текстура — солитон; линии со стрелками — l -вектор, линии без стрелок — d -вектор.

между собой, возникают текстуры: неоднородные в пространстве распределения полей $l(r)$ и $d(r)$ (на рис. 5, а изображена текстура $l(r)$, возникающая в магн. поле, перпендикулярном границе; поле l изображено стрелками). Главное замечание: поле l в текстуре обесценивается макроскопич. когерентностью, стремящейся сделать распределение однородным и приводящей к росту энергии при деформации поля. Текстуры могут существовать и в том случае, если они энергетически невыгодны, но не могут непрерывно исчезать в силу топологии. причина. На рис. 5, б изображена одна из таких текстур — топологический солитон, обнаруженный в A -фазе в экспериментах с ЯМР. В этой текстуре области параллельной и антипараллельной ориентации векторов l и d , соответствующих минимуму энергии спин-орбитального взаимодействия, разделены областью неоднородного распределения l и d (областью солитона), где ориентация l относительно d меняется на противоположную. Солитон приводит к дополнит. резонансному пику поглощения в ЯМР, возникающему из-за возбуждения локализованных на солитоне спиновых волн. Классификация всех возможных топологически устойчивых

структур в сверхтекучих фазах A , B и A_1 и др. упорядоченных средах осуществляется методами гомотопич. топологии.

Текстуры вектора l существенно влияют на сверхтекучие свойства A -фазы. Если поле l однородно, сверхтекучесть A -фазы описывается обобщенной двухжидкостной моделью Ландау, учитывающей орбитальную анизотропию. Сверхтекучие свойства оказываются анизотропными: плотность сверхтекучего компонента является одноосным тензором $\rho_s^{ik} = \rho_s \delta^{ik} - \rho_0 l^i l^k$ ($\rho_0 = \rho_s/2$ при $T \rightarrow T_c$ и $\rho_0 \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$); скорость четвертого звука и затухание первого звука зависят от направления их распространения. Последнее позволяет исследовать текстуры вектора l по данным о затухании ультразвука в A -фазе в зависимости от направления его распространения.

В присутствии текстур сверхтекучие свойства A -фазы резко меняются: сверхтекучее течение перестает быть потенциальным, циркуляция сверхтекучей скорости по замкнутому контуру ($\oint v_r dr$) в текстуре не квантуется и зависит от выбора контура интегрирования [Н. Д. Мермин (N. D. Mermin), Т. Ж. Хо (T. L. Ho), 1977]. Это приводит, во-первых, к существованию вихрей с непрерывно распределенной завихренностью ($\text{rot } v_r$), к-рые тем не менее отличаются от вихрей в нормальной жидкости своей топологией, устойчивостью. Эти вихри были обнаружены методом ЯМР во вращающемся сосуде по дополнит. пику поглощения. Во-вторых, в отличие от He II , макроскопич. поток сверхтекучего компонента при течении по каналу (трубе) может непрерывно изменяться (дисциплинировать за счет трения и перехода кинетич. энергии в теплоту), вызывая пространственно-временные осцилляции поля l (их наблюдали в экспериментах с распространением ультразвука). Этот периодич. процесс является аналогом нестационарного Джозефсона эффекта в сверхпроводниках. На поверхности канала, где вектор l фиксирован, ригидный слой сверхтекучего компонента может испытывать торможение за счет рождения поверхностных квантованных вихрей — б у д ж у м о в (стнцутых в точку вихрей), обладающих



Рис. 6. Текстура вектора l в сферическом сосуде с гелием (лучшая нестационарная сверхтекучая динамика). Точечная особенность в векторном поле l на поверхности сосуда — бужум с $N=2$.

целым числом N квантов $K = h/m$ циркуляции сверхтекучей скорости по контуру, лежащему в плоскости стенки, где $m=2m_3$ — масса бозона (двух атомов ^3He). В-третьих, в сосудах опред. формы, напр. в сферических, всегда, даже в осн. состоянии, имеется циркуляционное сверхтекучее движение, вызываемое образующейся в этом сосуде текучей (рис. 6). Это движение обладает моментом импульса и может быть обнаружено по гироскопич. эффекту.

Уникальность сверхтекучих свойств A -фазы — следствие специфики спонтанного нарушения симметрии. Состояния A -фазы не инвариантны относительно калибровочного преобразования, а также относительно пространственных и спиновых вращений, однако эти инварианты относительно опред. комбинации этих преобразований: калибровочное преобразование + поворот вокруг оси l . В результате сверхтекучей симметрии, являющейся следствием нарушения калибровочной симметрии, оказываются связанными с жидкокристаллич. свойствами, возникающими из-за нарушения симметрии относительно пространственных поворотов. Комбинированная инвариантность приводит также к возможности существования в A -фазе вихрей с полувещным числом квантов циркуляции. В B -фазе

квазичастицы образуют изотропные пары, орбитальные состояния к-рых характеризуются тремя равновероятными проекциями ± 1 и 0 момента импульса $L=1$ на направление оси квазитоннеля, а силовое состояние — равновероятными проекциями $\pm 1, 0$ спина пары $S=1$ на направление оси квазитоннеля спина. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия взаимная ориентация осей квазитоннеля произвольна и состояния B -фазы вырождены относительно трёхмерных поворотов силовых осей по отношению к направлениям орбитальных. Трёхмерные повороты задают матрицы трёхмерных вращений H_k , к-рая выражается через компоненты единичного вектора \mathbf{n} оси поворота и угол поворота θ . Состояние куперовских пар в B -фазе обладает «полным моментом импульса» $I=0$, где I — собств. значение оператора $\hat{I} = \hat{L}_z + H_k \hat{S}_z$ (\hat{L} и \hat{S} — операторы орбитального момента и спина). Вырождение снимается спин-орбитальным взаимодействием, энергия к-рого минимальна при $\theta = \arccos(-1/4) \approx 104^\circ$ (т. н. магический угол, наблюдаемый в ЯМР-экспериментах), а также стенками сосуда, магн. полем и сверхтекучим потоком, ориентирующим вектор \mathbf{n} . Частота ЯМР чувствительна к ориентации \mathbf{n} относительно внеш. магн. поля, что позволяет измерять слабые ориентирующие воздействия на вектор \mathbf{n} .

Сверхтекучие свойства B -фазы во многом аналогичны свойствам He II. Плотность сверхтекучего компонента изотропна, но становится анизотропной в магн. поле. В B -фазе сверхтекучее течение потенциально и имеет квантов. вихри с квантом циркуляции h/m .

Система вихрей во вращающемся сосуде обнаружена методом ЯМР, благодаря ориентирующему влиянию вихрей на вектор \mathbf{n} . Вихри в He II и в $^3\text{He-B}$ отличаются структурой их ядра: на оси вихря в He II сверхтекучесть нарушается ($\rho_2=0$), ядро вихря в B -фазе может содержать др. сверхтекучую фазу. Экспериментально обнаружены фазовый переход 1-го рода от одной структуры ядра вихря в другую при $T=0,67^\circ\text{C}$ ($\rho=29,4$ атм, или $29,7 \cdot 10^5$ Па) и магн. момент вихря, сосредоточенный в ядре и направленный по вектору $H_{ik} \Omega$ (Ω — направление оси вихря). Магн. момент вихря — следствие специфики спонтанного нарушения симметрии в B -фазе, связывающего жидкокристаллич. и магн. свойства: состояния B -фазы псевдариантны относительно опред. комбинации пространственных и силовых вращений. В результате, если в жидкости имеется орбитальный момент кол-ва движения L , напр. за счёт сверхтекучего движения вокруг вихря, то обязательно имеется и спиновый момент $S_L \sim H_{ik} L_k$, и наоборот, магн. поле создаёт орбитальное движение.

Существование фазы A_1 связано с тем, что в магн. поле ферми-поверхности частиц со спином в верх и со спином в низ расщеплены, поэтому при понижении темп-ры происходит сначала переход из нормального состояния в A_1 -фазу с образованием куперовских пар в состоянии только со спином вверх. При дальнейшем понижении темп-ры она переходит в A -фазу (фазовый переход 2-го рода), где образуются также и пары со спином вниз.

В A_1 -фазе сверхтекучие свойства связаны не только с жидкокристаллическими, но и с магн. свойствами. Это, в частности, приводит к тому, что второй звук в A_1 -фазе взаимодействует со силовыми волнами и скорость его гораздо больше, чем в фазах A и B . Благодаря этому второй звук в A_1 -фазе экспериментально наблюдать гораздо легче, чем в др. фазах.

Лит.: Халаатник и И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Иагтерман и С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Водовин Г. Е., Мишинев В. П., Физика и томология, М., 1980; Мишинев В. П., Сверхтекучий ^3He . Введение в предмет, «УФН», 1983, т. 139, с. 363; Водовин Г. Е., Сверхтекучие свойства A -фазы ^3He , там же, 1984, т. 143, с. 73; Г. Е. Волович.

ГЕЛИИ ТВЕРДЫЙ — газ в кристаллич. состоянии, существует только при достаточно высоких давлениях.

Известны три устойчивые кристаллич. модификации ^4He : гексагональная плотноупакованная при давлениях выше 25 атм ($2,5$ МПа); кубическая объёмноцентрированная в узкой области давлений; и гексагональная при давлении в узкой области даграммы состояния ^4He , применяющей к кривой давления в интервале темп-р $1,46$ — $1,77$ К (см. рис. 1 к ст. *Гелий жидкий*); кубическая гранцентрированная при темп-рах $T > 14,9$ К и давлениях > 105 МПа (1050 атм). Для Г. т. характерны низкая плотность (до $0,19$ г/см 3) и высокая сжимаемость (до $3,5 \cdot 10^{-8}$ Па $^{-1}$). При исследовании механич. свойств Г. т. обнаруживают высокую пластичность, предел текучести при единичных деформациях порядка 10^9 Па. По оптич. свойствам Г. т., как и жидкий гелий, — прозрачная бесцветная среда, показывает преломления в-рой близок к 1 ($1,038$ при $2,5$ МПа), гексагональная плотноупакованная фаза обладает слабым двойным лучепреломлением ($n_{\parallel} - n_{\perp} \approx 2,8 \cdot 10^{-9}$). Г. т. — диэлектрик, электрич. прочность его достигает 10^7 В/см. К сближению Г. т. следует отнести низкие значения Дебая темп-ратуры (до $\Theta_D = 25$ К) и сравнительно большую роль ангармонизма тепловых колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Кроме того, в Г. т., как и в жидком, прастически нерастворимы примеси, за исключением лёгкого изотопа гелия ^3He .

Большая амплитуда колебаний атомов Г. т. при $T = 0$ К (нулевых колебаний) приводит к неустойчивости его кристаллич. состояния при давлениях ниже $2,5$ МПа. Это обусловливает и др. необычные свойства Г. т., что заставляет отнести его к особому классу твёрдых тел — к т. н. *квантовым кристаллам*, к-рые отличаются прежде всего необычным характером движения точечных дефектов (напр., *вакансий*). В обычных классич. кристаллах при достаточно низких темп-рах такие дефекты оказываются «замороженными» в опред. положениях в кристаллич. решётке. В Г. т. из-за большой амплитуды нулевых колебаний атомов отлчая от 0 вероятность достаточно велика (как это имеет место в случае вакансий и примесных атомов ^3He), то дефект дelokализуется, т. е. движется как квазичастица, обладая опред. энергией и квазиимпульсом (см. *Вакансии, Дефекты*). Процессы диффузии таких дефектов подчиняются другим закономерностям, чем обычная классическая диффузия (см. *Квантовая диффузия*).

Квантовые эффекты существ. образом влияют также на поверхностные процессы в кристаллах He. В частности, при $T < 4$ К движение межфазной границы между жидким и твёрдым гелием (т. е. рост и плавление кристалла) может происходить практически бездиссипативным образом. Это обеспечивает возможность существования слабо затухающих колебаний поверхности Г. т., обусловленных периодич. плавлением и кристаллизацией. Эти т. н. *кристаллизационные волны* во многом аналогичны капиллярным волнам на поверхности жидкости.

Твёрдый ^3He также известен в трёх кристаллич. модификациях: объёмноцентрированной кубической при давлениях $2,9$ — $13,5$ МПа и темп-рах $T < 3,1$ К, гексагональной плотноупакованной при более высоких давлениях и темп-рах и гранцентрированной кубической при давлении выше 161 МПа и $T \approx 18$ К. Физ. свойства твёрдого ^3He аналогичны свойствам твёрдого ^4He . Отличия обусловлены гл. обр. наличием спина $I = 1/2$ у ядра ^3He . При не слишком низких темп-рах твёрдый ^3He — ядерный парамагнетик с восприимчивостью, подчиняющейся *Кюри-Вейса закону* (см. *Ядерный парамагнетизм*). При $T < 1$ мК твёрдый ^3He — антиферромагнетик. Антиферромагнетизм ^3He обусловлен обменным взаимодействием между ядерными спинами (значительно более слабым по сравнению с взаимодействием в жидком ^3He). Ультропия твёрдого ^3He при $T > 1$ мК практически постоянна и равна: $A \ln 2$ (где R — газовая постоянная). Это приводит к наличию глубокого

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

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

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

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

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

Спектр Г. квадратичный:

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

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

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

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

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

Если $kv_F \gg \omega$, то:

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

где ω_n — плазменная частота электронов.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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