

для др. конфигураций электродов (1913). Для коаксиальных цилиндрич. электродов, из к-рых эмитирует электроны внутренняя, Л. ф. имеет вид

$$j = \frac{2}{9} \left( \frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{r\beta^3}$$

Здесь  $j$  — ток на единицу длины цилиндров,  $\beta$  — табулятор. Ф-ция отношения радиусов внешнего  $r$  и внутреннего  $r_0$  цилиндров.

Для концентрич. сфер с радиусами  $r$  (внешняя) и  $r_0$  (внутренняя) Л. ф. принимает вид

$$I = \frac{4}{9} \left( \frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{\rho^2}$$

где  $\rho$  — табулятор. Ф-ция отношений  $r/r_0$ , а  $I$  — полный ток на сферу. В связи с общей для всех выражений Л. ф. зависимость тока (или плотности тока) от разности потенциалов между электродами Л. ф. часто наз. «законом трёх вторых».

Учёт нач. скоростей электронов эмиссии объясняет образование между катодом и анодом минимума потенциала (см. *Виртуальный катод*). Л. ф. играет важную роль при расчёте и конструировании вакуумных электронных приборов (прежде всего, лампы с накалённым катодом).

Лит.: Гапонов В. И., *Электроника*, ч. 1, М., 1960; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., *Эмиссионная электроника*, М., 1966.

**ЛЕНГМОР — САХА УРАВНЕНИЕ** — уравнение, устанавливающее зависимость степени *поверхностной ионизации*  $\alpha$  от темп-ры поверхности металла  $T$ , его работы выхода  $\phi$  и потенциала ионизации  $U_i$  конструирующихся атомов. Введено Н. Ленгмором (H. Langmuir) в 1924 на основании ф-лы, полученной ранее М. Сахой (M. Saha) для термич. ионизации атомов в газовой фазе (см. *Саха формула*). Если на единицу поверхности металла в единицу времени падает  $n_0$  атомов пара, а  $n$  и  $n_+$  — число нейтральных атомов и положительных ионов, испаряющихся за то же время с той же поверхности, то под степенью *поверхностной ионизации*  $\alpha$  понимается отношение  $n_+/n$ . Л.—С. у. выражает  $\alpha$  в след. виде:

$$\alpha = \frac{g_+}{g_0} \exp \frac{e(\phi - U_i)}{kT}$$

где  $g_+$  и  $g_0$  — статистич. веса ионного и атомного состояний,  $e$  — элементарный заряд. Учёт отражения ионов и атомов от поверхности металла несколько видоизменяет Л.—С. у., вводя в него правую часть множитель  $(1-r_+)/ (1-r_0)$ , где  $r_+$  и  $r_0$  — коэф. отражения ионов и атомов. Л.—С. у. было выведено как статистическим и термодинамическим, так и квантовомеханич. методами.

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., *Эмиссионная электроника*, М., 1966; Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., *Поверхностная ионизация*, М., 1969.

**ЛЕНГМОРОВСКИЕ ВОЛНЫ** — продольные колебания плазмы с плазменной частотой  $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$  ( $e$  — заряд,  $m$  — масса электрона,  $n$  — плотность плазмы). Изучались И. Ленгмором (H. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks) в 1929. Для плазмы характерно дальное действие кулоновских сил, благодаря чему она может рассматриваться как упругая среда. Если группу электронов в плазме сдвинуть из их равновесного положения (тяжёлые ионы считаем неподвижными), то на них будет действовать электростатическая возвращающая сила, что и приводит к колебаниям. В появившейся холодной плазме (темп-ра электронов  $T_e \rightarrow 0$ ) могут существовать нераспространяющиеся колебания (стоячие волны) с плазменной частотой  $\omega_p$  в горячей плазме эти колебания распространяются с малой групповой скоростью (см. также *Плазма и Волны в плазме*).

**ЛЕНЦА ПРАВИЛО** (Ленца закон) — установлено Э. Х. Ленцем в 1834 в уточнение закона эл.-магн. индукции, открытого М. Фарадеем (M. Faraday) в

1831. Л. н. определяет направление индукц. тока в замкнутом контуре при его движении по внеш. магн. полю, а также при деформации контура и (или) изменении магн. поля во времени (последние обобщения не принадлежат Ленцу и введены позже). Направление индукц. тока всегда таково, что испытываемые им со стороны магн. поля силы противодействуют движению и деформации контура, а создаваемый этим током магн. ток  $\Phi_i$  стремится компенсировать изменения внеш. магн. потока  $\Phi_e$ . Л. п. называли Ф. Нейману (F. Neumann) в 1846 дат матем. формулировку закона эл.-магн. индукции:

$$\oint_{\gamma} E dl = - \frac{d}{dt} \int_S B ds = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$$

где  $\Phi = \Phi_e + \Phi_i$  — магн. поток через поверхность  $S$ , охватывающую на проводящий контур  $\gamma$ . Л. п. определяет знак правой части.

Лит.: Там м И. Е., *Основы теории электростатика*, 9 изд., М., 1976; Ли и Ч. Э. Х., *Избр. труды*, М., 1950.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

**ЛЕОНТОВИЧА ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ** — приближённое соотношение, связывающее на поверхности хорошо проводящего тела (среда 2) тангенциальные составляющие электрич.,  $E(r) \exp(i\omega t)$ , и магн.,  $H(r) \exp(i\omega t)$ , векторов эл.-магн. поля в диэлектрике (среда 1). Если для комплексного показателя преломления  $n_2$  проводящего тела выполняется условие  $|n_2| \gg n_1$ , так что глубина проникновения поля в проводник  $\delta$  (толщина скин-слоя) мала по сравнению с нам. пространств. масштабом  $L$ , характеризующим поле в диэлектрике (длина волны, радиус кривизны границы, расстояние от источника поля, толщина проводника и т. д.), то с точностью до членов  $\sim \delta/L$  поле в проводнике имеет структуру плоской волны, распространяющейся в направлении нормали  $\nu$  к границе. В этой волне векторы  $E_2$ ,  $H_2$  и  $\nu$  образуют правую тройку, и  $E_2 = (\mu_2/\epsilon_2)^{1/2} (H_2 \nu)$ ,  $\epsilon_2$  и  $\mu_2$  — диэлектрич. и магн. проницаемости. В силу условий непрерывности на границе двух сред поле вне проводника подчиняется Л. г. у.

$$E_{\text{tan}} = Z [H \nu], \quad (1)$$

Здесь принята гауссова система единиц, в к-рой величина  $Z = (\mu_2/\epsilon_2)^{1/2}$  безразмерна, соответственно в СИ она имеет размерность импеданса, поэтому её обычно наз. *поверхностным импедансом*. В данном случае  $Z$  совпадает с характеристическим импедансом среды 2.

Для сред с большой электропроводностью  $\sigma$  при не очень высоких частотах  $\omega$  ( $\omega \ll \sigma$ ) получим

$$Z = (1+i)(\mu\omega/8\pi\sigma)^{1/2}$$

Именно для этого случая соотношение (1) было впервые предложено М. А. Леонтовичем в качестве граничного условия, позволяющего заменить задачу о нахождении полей в двух средах задачей для одной среды с однородным условием (1) на границе. Л. г. у. было сформулировано им ещё в 30-х гг., но опубликовано в 1948. Им же получено и более точное выражение для поверхностного импеданса, к-рое в случае однородного проводящего тела имеет вид

$$Z_{\pm} = (\mu_2/\epsilon_2)^{1/2} [1 \pm (1+i)(\rho_1^{-1} - \rho_2^{-1}) \delta/2], \quad (2)$$

а здесь  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — гл. радиусы кривизны поверхности тела,  $Z_{\pm}$  связывает компоненты  $E_x$  и  $H_y$ , а  $Z_-$  — компоненты  $E_y$  и  $-H_x$  ( $x, y$  — координаты в касат. плоскости, ориентированные по гл. сечениям). Из (2) следует, что для плоской и сферич. границ проводника обычно Л. г. у. справедливо с точностью до членов  $\sim \delta^2/L^2$ .

Л. г. у. оказалось первым из импедансных условий прикладной электродинамики, общей чертой к-рых

является фиксированной (заранее известная) структура поля во «внутр.» среде 2 (металлич. слой, слой с большим вещественным показателем преломления на металлах, подложке и т. п.).

Лит.: Леонтовичи М. А., О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел, в кн.: Исследования по распространению радиоволн, сб. 2, М., 1948; Лангвау Л. Д., Ли Фичи и Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Никольский Я. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978; Левин М. Л., Ротштейн С. М., Шафранов В. Д., О работах М. А. Леонтовича в области электродинамики, «УФН», 1983, т. 139, с. 667, М. Л. Левин, М. А. Мильке.

**ЛЕОНТОВИЧА ПАРАБОЛИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ** — линейное однородное дифференц. уравнение (аналогичное уравнению Шрёдингера) для комплексной амплитуды поперечного поля. Л. п. у. получается из волнового уравнения, если решение представить в виде  $m = A(r, t)G(r, t)$ , где  $G$  — к-я. точное решение (напр., для однородной изотропной среды  $G = G_1 = \exp(i\omega t - ikz)$  или  $G = G_2 = (kr)^{-1} \exp(i\omega t - ikr)$ ), а  $A(r, t)$  — медленная (в масштабе  $k^{-1}$  и  $\omega^{-1}$ ) амплитуда (ф-ция ослабления). Если  $A$  — скаляр, а  $G = G_1$ , то Л. п. у. имеет вид

$$\Delta_{\perp} A - 2ik \partial A / \partial z - 2i\omega c^{-2} \partial A / \partial t = 0,$$

где  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ . В общем случае существует связь характерных масштабов изменения  $A$  во времени ( $\tau$ ), вдоль ( $l_{\parallel}$ ) и поперёк ( $l_{\perp}$ ) направления распространения плоской волны  $G_1$ :  $ct \sim l_{\parallel} \sim k l_{\perp}^2$ .

В отличие от геометрической оптики метода, описывающего волновые процессы внутри каждой лучевой трубки попарно, Л. п. у. позволяет учесть эффекты поперечной диффузии  $A$  в смежных трубках. При этом, как и в ур-нии Шрёдингера, соответствующий коэф. диффузии является величиной часто мнимой, поэтому при диффузии изменяются и амплитуда, и фаза полн. Л. п. у. составляет основу матем. аппарата квазиоптики.

Важным классом полей, описываемых Л. п. у., являются гауссовы пучки, структура к-рых имеет автоволновый характер, т. е. с точностью до масштаба сохраняется в любом сечении.

Л. п. у. применяют в раэл. задачах асимптотич. теории дифракции: при медленном изменении параметров среды, при расчётах квазиопт. линий передачи и резонаторов. Возможно также обобщение Л. п. у. на диспергирующие и нелинейные среды, в частности, с его помощью исследованы пространственные структуры в нелинейной оптике, рассчитаны эффекты самофокусировки, параметрит. взаимодействия волн, обращения волнового фронта и т. д.

Лит. см. при ст. Квазиоптика. С. Н. Власов, М. Л. Левин.  
**ЛЕИТОНКАРПИ** — общее название группы гинетич. элементарных частиц со спином  $1/2$ , испускание и поглощение к-рых переводит лептоны в кварки или наоборот. Л. с необходимостью возникают в калибровочных квантовых теориях поля типа модели великого объединения и являются разновидностью калибровочных бозонов — фотонов и промежуточных векторных бозонов в теории электрослабого взаимодействия, глюонов — в квантовой хромодинамике. В моделях великого объединения между лептонами и кварками не делается различия, они описываются в рамках единого мультиплетта частиц со спином  $1/2$ . Часть калибровочных бозонов, осуществляющих взаимодействие между частями этого мультиплетта, и отвечает Л. [в  $SU(5)$ -модели великого объединения это три  $X$ - и три  $Y$ -частицы и их античастицы]. Поскольку кварки несут дробный электрич. заряд, электрич. заряд  $Q$  Л. также дробный, кратный  $1/3$  (так у  $X$ -частицы  $Q = 2/3$ , у  $Y$ -частицы  $Q = -1/3$ ). Масса Л. близка к характерной энергии, при к-рой реализуется великое объединение, и чрезвычайно велика ( $\geq 10^{16}$  ГэВ). Это объясняет, почему при исследованных энергиях переходы лептонов в кварки не наблюдались. Точное число Л. так же, как

и др. их характеристики, зависит от структуры теории, к-рой предостит единым образом описать все типы взаимодействий и к-рая пока не создана. А. А. Комаар.  
**ЛЕПТОННОЕ ЧИСЛО** (лептоновый заряд) — аддитивное внутреннее квантовое число, сопоставляемое с каждым семейством (поколением) лептонов:  $(e^-, \nu_e)$ ,  $(\mu^-, \nu_{\mu})$ ,  $(\tau^-, \nu_{\tau})$ . Принятые обозначения для Л. ч. разл. семейств:  $L_e, L_{\mu}$  и  $L_{\tau}$ . Обычно лептонам присваивается Л. ч., равное  $+1$ , а антилептонам — равное  $-1$ , т. е.  $L_e(e^-, \nu_e) = +1, L_e(e^+, \bar{\nu}_e) = -1$  и т. д. для лептонов др. семейств. При этом  $L_e, L_{\mu}$  и  $L_{\tau}$  не тождественны друг другу. Для элементарных частиц, не являющихся лептонами, Л. ч. равно нулю. Эксперимент показал, что во всех процессах взаимодействия элементарных частиц с участием лептонов каждое из Л. ч. с высокой степенью точности сохраняется (что и явилось основанием для введения такой характеристики лептонов). В соответствии с этим эмпирич. законом сохранения Л. ч. реализуются, напр., процессы  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^+ + p, \mu^- \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}, \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_{\tau}, \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\tau}$  и т. д. и не реализуются с сопоставимыми вероятностями процессы  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-, \nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^+ + n, \nu_{\mu} + n \rightarrow e^- + p, \mu^- \rightarrow e^+ + \nu_{\mu}, \mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-, \tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_{\tau}, \tau^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_{\tau}, \mu^- + N \rightarrow e^- + N$  и т. д. Все последние процессы запрещены законом сохранения Л. ч. и до сих пор не наблюдались. Нет также свидетельств существования т. н. безнейтринного двойного бета-распада ядер, связанного с нарушением Л. ч. О степени запрета, налагаемого законом сохранения Л. ч., можно судить, напр., по след. цифрам:

$$\frac{W(\mu^- \rightarrow e^- + \nu)}{W(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu})} < 4,9 \cdot 10^{-11};$$

$$\frac{W(\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-)}{W(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu})} < 1 \cdot 10^{-13};$$

$$\frac{W(\mu^- + p \rightarrow \mu^+ + n)}{W(\mu^- + p \rightarrow \nu_{\mu} + \pi^0)} < 4,6 \cdot 10^{-12};$$

$$\frac{W(\nu_{\mu} + N \rightarrow e^- + X)}{W(\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^- + X)} < 10^{-3};$$

$$\frac{W(\tau^- \rightarrow e^- + \nu)}{W(\tau^- \rightarrow \nu_{\tau})} < 6,4 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{W(\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu)}{W(\tau^- \rightarrow \nu_{\tau})} < 5,5 \cdot 10^{-4}$$

( $W$  — вероятность соответствующего процесса,  $X$  — совокупность вторичных адронов). Т. о., экстрем. ограничения на интенсивность процессов, нарушающих Л. ч., будучи очень значительными при сравнительно низких энергиях (распад и захват мюона), пока не столь жёсткие при более высоких энергиях. С теоретич. точки зрения нет специальных оснований считать закон сохранения Л. ч. абсолютно строгим законом сохранения. Более того, в моделях великого объединения взаимодействий этот закон сохранения, как правило, нарушен. Нарушение Л. ч. осуществляется, напр., в тех случаях, когда масса нейтрино отлична от нуля и имеет место их смешивание за счёт конечных вероятностей перехода одного типа нейтрино в др. типы нейтрино. Смешивание порождает явление осцилляций нейтрино, т. е. периодич. изменения на пути протёла интенсивности потока данного типа нейтрино ( $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ ), возникшего в конкретном виде слабого распада (см. Осцилляции элементарных частиц). Возможность осцилляций нейтрино впервые обсуждалась Б. М. Понтекорво в 1957. Существование осцилляций нейтрино является наиб. вероятной причиной наблюдения уменьшенного (по сравнению с расчётным) потока  $\nu_e$  от Солнца, детектируемого на Земле. Однако экстрем. проявления осцилляций нейтрино в лаб. условиях пока не обнаружены.

Точность выполнения эмпирик. закона сохранения Л. а. и сама природа этой характеристики элементарных частиц требуют дальнейшего, более углубленного изучения.

Лит.: Онуку Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. А. А. Кошар.

**ЛЕПТОНЫ** (от греч. leptós — лёгкий) — группа элементарных частиц, обладающих только слабым и (при наличии электрич. заряда) эл.-магн. взаимодействиями, но не обладающая, в отличие от адронов, сильными взаимодействиями. Все Л. имеют спин 1/2, т. е. являются фермионами. К их числу относятся: электрон (e<sup>-</sup>) и электронное нейтрино (ν<sub>e</sub>), мюон (μ<sup>-</sup>) и мюонное нейтрино (ν<sub>μ</sub>), τ-лептон (τ<sup>-</sup>) и τ-нейтрино (ν<sub>τ</sub>), а также их античастицы. По своему, существуют ли другие элементарные частицы спина 1/2, относящиеся к группе Л. Возникновение термина «Л.» относится к 1950 и связано с тем, что массы известных тогда Л. — электронов, мюонов, нейтрино — были существенно меньше масс других изучавшихся в тот период элементарных частиц. Открытие в 1975 τ-лептона с массой около двух протонных масс показало, что величина массы не является определяющей для свойств Л. Лептоны подразделяют на три семейства (поколения): (e<sup>-</sup>, ν<sub>e</sub>) (μ<sup>-</sup>, ν<sub>μ</sub>) и (τ<sup>-</sup>, ν<sub>τ</sub>), с каждым из к-рых связывают равное 1 значение особого, присутствующего только ему квантового числа — лептонного числа L<sub>e</sub>, L<sub>μ</sub>, L<sub>τ</sub>. Эксперимент показал, что с высокой степенью точности во всех процессах взаимодействия элементарных частиц лептонные числа сохраняются.

А. А. Кошар.

**ЛЕ ШАТЕЛЬЕ — БРАУНА ПРИНЦИП** — термодинамич. принцип, отражающий влияние разл. факторов на положение термодинамич. равновесия: внеш. воздействие, выводящее систему из положения термодинамич. равновесия, вызывает в ней такие процессы, к-рые стремятся ослабить результат воздействия. Напр., повышение темп-ры хим. реакции благоприятствует накоплению тех веществ, к-рые образуются в данной реакции с поглощением тепла, а понижение темп-ры действует в противоположном направлении. Вещества, растворимость к-рых при повышении давления увеличивается (при наст. темп-ре), растворяются с уменьшением объёма, а при обратной зависимости от давления — с увеличением объёма.

Принцип смещения равновесия при изменении темп-ры установил Я. Вант-Гофф (J. van't Hoff) в 1884. Общий принцип, отражающий влияние разл. факторов на положение термодинамич. равновесия, сформулировал А. Ле Шателье (H. Le Chatelier) в 1884 и К. Браун (С. Braun) в 1887. Они исходили из аналогии с *Ленца правилом* в электродинамике и рассматривали разл. примеры термодинамич. равновесий, к-рые можно представить в форме, похожей на правило Ленца.

Удобство Ле Ш.—Б. п. состоит в том, что оно позволяет определить направление смещения термодинамич. равновесия без детального анализа условий равновесия (иногда очень сложных). Ле Ш.—Б. н. строго выводится из общих условий термодинамич. равновесия, установленных Дж. Гиббсом (J. Gibbs).

Лит.: Эшштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948, гл. 21; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 5 изд., М., 1976, § 22. Д. Н. Зубарев.

**ЛИ АЛГЕБРА** — векторное пространство, на к-ром определена операция, называемая коммутированием. Для элементов алгебры определены линейные операции — сложение и умножение на число. Если допускается умножение на вещественные числа, то Л. а. наз. в е щ е с т в е н н о й; если допускается умножение на комплексные числа, то Л. а. наз. к о м п л е к с н о й. Операция коммутирования сопоставляет любому двум элементам алгебры X, Y ∈ A третий элемент [X, Y] ∈ A. Эта операция билинейна (т. е. линейна по каждому аргументу), а н т и с и м м е т р

рична [Y, X] = -[X, Y] и удовлетворяет тождеству Якоби

$$[X, [Y, Z]] + [Y, [Z, X]] + [Z, [X, Y]] = 0.$$

Понятие «Л. а.» возникло в связи с изучением групп Ли, т. к. элементы группы Ли можно представлять в виде экспонент от элементов Л. а. (см. *Группа*). Если группа Ли реализована как группа матриц, то соответствующая ей Л. а. также является матричной. Это значит, что каждый элемент алгебры является матрицей, а операция коммутирования определяется как обычный коммутатор: [XY] = XY - YX.

**Основные понятия.** Если в векторном пространстве A выбран базис X<sub>1</sub>, ..., X<sub>n</sub> (т. е. полный набор линейно независимых элементов), то для определения на A структуры Л. а. достаточно задать нормальные коммутаторы базисных элементов, т. е. коэф. C<sub>ij</sub><sup>k</sup> в ф-ле [X<sub>i</sub>, X<sub>j</sub>] = ∑ C<sub>ij</sub><sup>k</sup> X<sub>k</sub>. Тогда коммутаторы произвольных

элементов пространства A однозначно определяются тем, что каждый такой элемент можно представить в виде линейной комбинации базисных элементов X = ∑ x<sub>i</sub> X<sub>i</sub> и что операция коммутирования является

билинейной. Коэф. C<sub>ij</sub><sup>k</sup> наз. структурными константами данной Л. а. Они зависят от выбора базиса, но при любом выборе являются антисимметричными по нижним индексам и удовлетворяют условию

$$C_{im}^l C_{jk}^m + C_{jm}^l C_{ki}^m + C_{km}^l C_{ij}^m = 0.$$

Гомоморфизмом или представлением алгебры Ли A<sub>1</sub> в алгебру Ли A<sub>2</sub> наз. такое линейное отображение φ: A<sub>1</sub> → A<sub>2</sub> (т. е. отображение, сохраняющее линейные операции), к-рое согласовано с операциями коммутирования в обеих алгебрах: φ([X, Y]) = [φ(X), φ(Y)]. Ядром гомоморфизма наз. подмножество в алгебре A<sub>1</sub>, к-рое под действием φ переходит в нулевой элемент алгебры A<sub>2</sub>. Если отображение φ взаимно однозначно, то оно наз. изоморфизмом или точным представлением. В этом случае ядро отображения равно нулю. Всякая конечномерная Л. а. допускает точное представление в алгебру матриц (теорема А. Д. О). Ввиду тесной связи, существующей между Л. а. и группами Ли, задача изучения представлений групп Ли в большой мере сводится к изучению представлений Л. а. Именно этим объясняется прикладное значение теории Л. а. и их представлений (см. *Представление группы*).

Если ввести в рассмотрение матрицы C<sub>i</sub> с матричными элементами, равными структурным константам, (C<sub>i</sub>)<sub>jk</sub><sup>l</sup> = C<sub>ij</sub><sup>k</sup>, то условие на структурные константы, приведённое выше, можно переписать в виде [C<sub>i</sub>, C<sub>j</sub>] = ∑ C<sub>ij</sub><sup>k</sup> C<sub>k</sub>, где скобки обозначают обычный комму-

татор двух матриц. Т. о., матрицы C<sub>i</sub> осуществляют n-мерное представление базисных элементов X<sub>i</sub>, а их линейные комбинации — представление всей Л. а. Это т. н. п р и с о е д и н ё н н о е п р е д с т а в л е н и е adX. Совокупность элементов, коммутирующих со всеми элементами алгебры, наз. центром Л. а.

Подмножество B ⊂ A в Л. а. наз. п о д а л г е б р о й Ли, если оно само является Л. а. относительно тех же операций. Это значит, что B — линейное подпространство, и операция коммутирования не выводит из B. Последнее можно записать символически: [B, B] ⊂ B. Если для подпространства B ⊂ A выполняется более сильное условие [A, B] ⊂ B, то B наз. и д е а л о м в A. Если B — идеал, то фактор-пространство A/B, элементами к-рого являются классы X+B (т. е. множества элементов вида X+Y, где Y пробегает всё B), само является Л. а. Операции в этой фактор-

алгебре определяются естественным образом, т. е. с помощью операций, совершаемых над любыми представителями классов, напр.  $[X+B, Y+B]=[X, Y]+B$ .

Любая Л. а. содержит тривиальные (несобственные) идеалы. Один из них совпадает со всей Л. а., второй состоит лишь из нулевого элемента. Если Л. а. не содержит идеалов, отличных от этих (т. е. не содержит собств. идеалов), то она называется простой. Алгебра наз. полупростой, если она не имеет нетривиальных коммутативных идеалов (т. е. таких, в к-рых все коммутаторы обращаются в нуль). Всякая полупростая Л. а. представляется в виде прямой суммы простых Л. а.

Л. а. наз. разрешимой, если в ней существует такая цепочка подалгебр  $A=A_0 \supset A_1 \supset \dots \supset A_k = \{0\}$ , что  $A_{i+1}$  — идеал в  $A_i$  и фактор-алгебра  $A_i/A_{i+1}$  коммутативна. Если, кроме того, все  $A_i$  — идеалы в  $A$  и фактор-алгебра  $A_i/A_{i+1}$  принадлежит центру фактор-алгебры  $A/A_{i+1}$ , то алгебра  $A$  наз. нильпотентной.

На Л. а. можно ввести внутр. произведение, определив его равенством  $(X, Y) = \text{Tr}(adX \cdot adY)$ , где  $\text{Tr}$  означает след оператора (матрицы). Эта симметричная (относительно перестановки аргументов) билинейная форма наз. формой Киллинга. Если воспользоваться матричной реализацией присоединенного представления, можно выразить форму Киллинга через коэф.  $x_i^j, y_i^j$  разложения элементов  $X, Y$  по базису. Получим  $(X, Y) = \sum_{i,j} g_{ij} x_i^j y_i^j$ , где симметричный тензор

$$g_{ij} = \sum_{k,l} C_{kl}^i C_{jk}^l \text{ наз. метрическим тензором}$$

Картана алгебры  $A$ . Для нек-рых Л. а. метрич. тензор и форма Киллинга могут быть вырождены, т. е.  $\det \|g_{ij}\| = 0$  (это имеет место, напр., для коммутативных Л. а.). Форма Киллинга невырождена только для полупростой Л. а. (критерий Картана).

Для комплексных простых Л. а. всегда можно выбрать базисные элементы  $X_i$  таким образом, чтобы структурные константы  $C_{ij}^k$  были чисто мнимыми и антисимметричными во всем нарам индексов. Такой набор наз. базисом Картана. При этом ранг алгебры Ли  $l$  определяется как макс. число коммутирующих элементов в базисе Картана,  $l$ -мерная коммутативная подалгебра, натянутая на это множество элементов, наз. подалгеброй Картана.

**Классификация алгебр Ли.** Имеется четыре серии простых комплексных Л. а. конечной размерности:  $A_l, B_l, C_l, D_l$  и кроме этого пять исключительных алгебр  $G_2, F_4, E_6, E_7, E_8$  (индексы везде обозначают ранг алгебры). Каждая комплексная Л. а. имеет единственную вещественную подалгебру, являющуюся Л. а. компакной группы Ли. Перечислим компактные группы, соответствующие сериям. Алгебра  $A_l, l=1, 2, \dots$ , имеет размерность  $n=(l+1)^2-1$  и связана с группой  $SU(l+1)$  унитарных унимодулярных (т. е. имеющих единичный детерминант)  $(l+1)$ -рядных матриц. Алгебра  $B_l, l=2, 3, \dots$ , имеет размерность  $n=l(2l+1)$  и связана с группой  $SO(2l+1)$  ортогональных унимодулярных матриц порядка  $2l+1$ . Случай  $l=1$  исключается, т. к.  $B_1=A_1$ . Алгебра  $C_l, l=3, 4, \dots$ , имеет размерность  $n=l(2l+1)$  и связана с симплектической группой  $Sp(2l)$  (т. е. группой преобразований, сохраняющих невырожденную антисимметричную билинейную форму в пространстве размерности  $2l$ ). При  $l=1$  и  $2$  имеет место совпадение  $C_l=B_l$ . Алгебра  $D_l, l=4, 5, \dots$ , имеет размерность  $n=2l^2-l$  и связана с группой  $SO(2l)$ . Нищие размерности исключаются, т. к.  $D_3=A_3$ , а  $D_1$  и  $D_2$  не являются простыми. Группы  $SU(n), SO(n), Sp(n)$ , порождаемые бесконечными сериями Л. а., наз. классическими группами.

Каждая комплексная простая Л. а. имеет нек-рые вещественных форм (т. е. таких вещественных Л. а., из к-рых данная Л. а. получается комплексификацией). Лишь одна из них соответствует компактной группе Ли. Остальные приводят к некомпактным группам. Напр., среди вещественных форм комплексной алгебры  $A_1$  есть такие, к-рые соответствуют группам  $SU(p, q), p+q=l-1$ , псевдоунитарных  $(l+1)$ -мерном пространстве, сохраняющих форму  $|z_1|^2 + \dots + |z_p|^2 - |z_{p+1}|^2 - \dots - |z_{l+1}|^2$ . Вещественные формы алгебры  $B_l$  порождают группы псевдоповращений или псевдоортогональных преобразований  $SO(p, q), p+q=2l+1$ . Это преобразование обобщенного пространства Минковского с  $p$  пространственными и  $q$  временными измерениями. Вещественные формы в  $C_l$  порождают группы  $Sp(2p, 2q), p+q=l$ . Такую группу можно определить как подгруппу в группе  $SU(2p, 2q)$ , оставляющую инвариантной антисимметричную билинейную форму. Ещё одна вещественная форма в  $C_l$  состоит из антиэрмитовых матриц и порождает группу  $Sp^*(2l)$ . Вещественные формы в  $D_l$  порождают группы псевдоповращений  $SO(p, q), p+q=2l$ .

Кроме перечисленных, имеются нек-рые специальные вещественные формы комплексных алгебр  $A_l$  и  $D_l$ . Приведенный список не полон с точки зрения классификации простых групп. Не каждая группа вещественных групп Ли является вещественной формой простой комплексной группы. Так, алгебра  $D_3$  не проста, и не проста соответствующая ей компактная подгруппа  $SO(4)$ . Однако некомпактная группа  $SO(1, 3)$  (Лоренца группа) является простой. Её Л. а. изоморфна  $sl(2, \mathbb{C})$ . Обобщением этого примера является целый класс простых вещественных Л. а. — это комплексные Л. а., рассматриваемые как вещественные.

Лит.: Дубоков И. А., Алгебры Ли, пер. с англ., М., 1964; Лифшиц В. А., Новиков С. П., Фомин А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Л. а. Кириллов, М. В. Менский.

**ЛИ ГРУППА** — см. Группы Ли.

**ЛИБРОН** — квазичастица, соответствующая элементарному возмущению ориентационных (либрационных) колебаний молекулярного кристалла, сопровождающихся отклонением осей молекул от равновесной ориентации (частный случай оптич. фонона). Л. подчиняется статистике Бозе — Эйнштейна. Л. взаимодействуют друг с другом, с др. квазичастицами и с электр. полем. Л. вносит существенный вклад в термодинамич. и кинетич. свойства молекулярных кристаллов типа  $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{CO}_2$ .

**ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН** — явление нераспределения волнового движения между различными нормальными модами, происходящее в результате изменения свойств среды в пространстве и(или) во времени под действием внеш. факторов. Это явление наз. также линейной трансформацией волн. Оно не связано с нарушением принципа суперпозиции волновых полей, в отличие от нелинейного взаимодействия волн, при к-ром пространственно-временное изменение свойств среды обусловлено самими взаимодействующими волнами.

Понятие «Л. в. в.» удобно рассмотреть на примере линейного взаимодействия колебаний. Напр., для системы связанных осцилляторов

$$d^2x_i/dt^2 + \omega_i^2 x_i = \sum_{j=1}^M \alpha_{ij} x_j$$

с изменяющимися на нек-ром интервале времени  $t_1 < t < t_2$  коэф. связи  $\alpha_{ij}$  и частотами  $\omega_i$  явление линейного взаимодействия  $2M$  мод с собств. частотами  $\Omega_i(t)$  заключается в том, что амплитуды их колебаний, взаимно независимы при  $t < t_1$ , при  $t > t_2$  становятся взаимно зависимыми. Взаимная трансформация

мод существенна, если характерное время изменения параметров системы меньше или порядка периода биений  $2\pi/|\Omega_1 - \Omega_m|$  между к.-л. двумя модами  $l$  и  $m$ . Если ф-ции  $\omega_l(t)$  и  $\alpha_l(t)$  достаточно гладкие, то моды остаются независимыми; изменение их амплитуд (в отсутствие диссипации энергии мод  $W_l$ ) происходит в соответствии с законом сохранения *адиабатических инвариантов*  $I_l = W_l/\Omega_l$ . Поэтому говорят также о неадиабатич. переходе между модами (см. также *Пересечение уровней*). Линеинное взаимодействие колебаний возникает при столкновении молекул, в связанных радиотехн. контурах, СВЧ- или акустич. резонаторах и др. нестационарных колеб. системах.

Аналогично, если свойства стационарной сплошной среды или *волновода* меняются вдоль направления распространения волн (ось  $z$ ), то возникает линеинное взаимодействие монокроматич. нормальных волн с показателями преломления  $n_l(\omega, z)$  (и одинаковой частотой  $\omega$ ). Исходная система ур-ний для вектора  $e$ , образующего  $N$  комплексными компонентами  $x_B(z)$  рассматриваемого волнового поля, имеет вид  $e' = -iTe$ . Здесь опущен множитель  $\exp(i\omega t)$ , штрих обозначает дифференцирование по безразмерной координате  $\zeta = z/k_0$ , где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c = \text{const}$  — характерная фазовая скорость волн. В каждой точке  $\zeta$  с помощью ур-ния  $\hat{T}e_l = n_l e_l$  определяют полную систему собств. векторов  $e_l$  и их собств. значения  $n_l$ ,  $l=1, \dots, N$ ;  $(e_l, e_l^*) = 1$ .

Замена  $e = \sum_{l=1}^N f_l e_l$ , где  $e_l = \Phi_l e_l$ , приводит к ур-ниям Л. в. в.

$$f_l' + i n_l f_l = \sum_{m=1}^N a_{lm} f_m; \quad a_{lm} = -(\mathcal{E}_m^* \hat{e}_l^*).$$

Здесь  $(\mathcal{E}_m^* \hat{e}_l^*) = \delta_{lm}$ , \* — означает комплексное сопряжение, а вид множителей  $\Phi_l(\zeta)$  определен условием  $a_{ll} = 0$ ;  $\hat{e}_l$  — взаимная к  $e_l$  система векторов.

В приближении геом. оптики  $a_{lm} = 0$  и  $e = \sum_{l=1}^N \hat{e}_l f_{l0} \times \exp(-i \int_0^{\zeta} n_l(\zeta) d\zeta)$  с постоянными  $f_{l0}$  (см. *Геометрической оптики метод*). Л. в. в. отвечает нарушению этого приближения, возникающему вследствие неоднородности собств. векторов поляризации волн  $\hat{e}_l(\zeta)$  вдоль направления распространения, когда  $a_{lm} \neq 0$ , а значения  $f_{l0}$  нельзя считать постоянными. В прозрачной среде при  $n_l^2 > 0$  Л. в. в. характеризуется перераспределением их потоков энергии, равных  $|f_l|^2$ . Возможна взаимная трансформация как встречных волн (прямой и отраженной), так и попутных волн (распространяющихся в одном направлении). Как и в случае нестационарных связанных колебаний, Л. в. в. несущественно, если характерный масштаб изменения ф-ции  $\hat{e}_l(\zeta)$  велик по сравнению с пространственным периодом биений волн  $2\pi/k_0 |n_l - n_m|$ . Поэтому в плавно неоднородной среде Л. в. в. происходит только в области облучения показателем преломления  $n_l$  и  $n_m$  (для попутных волн) либо в области малых значений показателей преломления (для встречных волн). В слабо неоднородной среде эффективное Л. в. в. возможно при наличии периодич. модуляции еѐ свойств вдоль направления распространения. Оно возникает вследствие пространственного *параметрического резонанса* к.-л. двух волн при условии, что период модуляции примерно кратен периоду биений между ними. Это отвечает *Брэгу — Вальда условию* в случае трансформации двух встречных волн одного типа, когда  $n_m = -n_l$ .

Л. в. в. определяет спектр и поляризацию отраженного и прошедшего излучения. Поэтому измерение

параметров излучения позволяет судить о локальной неоднородности среды в области Л. в. в., а изменение неоднородности позволяет управлять свойствами излучения. Эти возможности используют, напр., в физике плазмы (лабораторной и космической), физике лазеров, акустоэлектронике и акустооптике, оптике жидких кристаллов, магнитооптике, волоконной оптике, в волноводах и др. линиях передачи.

При распространении через неоднородный слой нестационарной среды возможно Л. в. в. на разных частотах. В частном случае слабого периодич. возмущения свойств среды наиб. благоприятные условия Л. в. в. отвечают параметр. взаимодействию тех волн, для к-рых невозмущенные частоты  $\omega_{1,2}$  и волновые векторы  $k_{1,2}$  связаны с частотой  $\omega_3$  и волновым вектором  $k_3$  возмущений в слое условиями волнового синхронизма:  $\omega_{1,2} \pm \omega_3 = \pm \omega_3$ ,  $k_{1,2} \pm k_3 = \pm k_3$ . Если дисперсия волн отсутствует, то Л. в. в. в пространстве сводится к линейному взаимодействию колебаний (в системе отсчета, движущейся вместе с неоднородностями среды).

Лит.: Заславский Г. М., Мейтлис В. П., Фелоненко Н. П., *Взаимодействие волн в неоднородных средах*, Дюссельд., 1982; Железняков В. В., Кочаровский И. В. В., *Кочаровский И. В. В.*, *Линейное взаимодействие электромагнитных волн в неоднородных слабоангармонич. средах*, «УФН», 1983, т. 141, с. 257.

В. В. Кочаровский, В. А. Кочаровский.

**ЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ** — системы, процессы в к-рых удовлетворног *суперпозиции принципу* и описываются линейными ур-ниями. Л. с. обычно является идеализацией реальной системы. Упрощения могут относиться как к параметрам, характеризующим систему, так и к процессам (движениям) в пей. Напр., в случае заряд. частицы в потенциальной яме система линейна, когда яма параболическая, а движение нерелятивистское, т. е. когда масса частицы не зависит от еѐ скорости. К Л. с. относятся все виды сплошных сред (газ, жидкость, тѐлое тело, плазма) при распространении в них волновых возмущений малой амплитуды, когда параметры, характеризующие эти среды (плотность, упругость, проводимость, диэлектрич. и магн. проницаемости и т. д.), можно считать постоянными, в том или ином приближении не зависящими от интенсивности волн. Упрощение системы, приводящее еѐ к Л. с., называется *линейризацией*.

Л. с., в к-рой происходят колебания в малых окрестностях около состояния равновесия, часто наз. колебательной Л. с. (маятник в поле сил тяжести при небольших амплитудах раскачки; пружины при малых растяжениях, в пределах справедливости закона Гука; электрич. колеб. контуры и цепи, самонадукция, ёмкости, сопряжения к-рых не зависят от протекающих по ним токов или от приложенных к ним напряжений). К Л. с. относятся также соответствующие параметр. системы, параметры к-рых изменяются по заданному ивие закону (см. *Параметрические колебательные системы*).

Л. с. подразделяются на консервативные, сохраняющие свою энергию, и неконсервативные, получающие или отдающие энергию. Собств. движения в консервативных колеб. Л. с., как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами, можно представить в виде суперпозиции *нормальных колебаний*; в неконсервативных, неавтономных колеб. Л. с., строго говоря, это невозможно.

Становление большинства разделов физики фактически началось с исследования Л. с. Различные по своей природе Л. с. часто описываются идентичными дифференциальными, дифференциально-разностными или интегро-дифференц. ур-ниями, что позволяет изучать общие свойства Л. с., в частности общую теорию колебаний и волн в Л. с., а также проводить взаимное моделирование (в т. ч. и на ЭВМ). Изучение многих реальных систем в линейаров. приближении позво-

лет получать, напр., такие важные характеристики, как границы областей устойчивых и неустойчивых движений, а в нек-рых случаях установить «механизмы» дестабилизации и предложить способы предотвращения развития неустойчивостей.

Лит.: Андрионов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний. [3 изд.], М., 1981; Шейнберг Г. Ф., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1978; Рабинович М. И., Трубецкой Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

З. Ф. Красильник, М. А. Миллер.  
**ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРТЕЛИ** — ускорители заряженных частиц, в к-рых траектории частиц близки к прямым линиям. Л. у. образуют 4 обособленные группы: *высокочастотные ускорители*, *линейные индукт. ускорители*, *линейные резонансные ускорители*, *коллективные ускорители* (см. *Коллективные методы ускорения*). Термин «Л. у.» чаще применяется ко 2-й и 3-й группам. Широкое развитие Л. у. связано с рядом их преимуществ перед циклич. ускорителями: возможностью получения пучков ускоренных частиц повышенной интенсивности и высокой плотности, простотой вывода пучка, практич. отсутствием тормозного излучения частиц.

Несмотря на различие в схемах построения во всех Л. у. в связи с однократным прохождением заряд. частиц через ускоряющие зазоры применяются сильные ускоряющие поля. Это приводит к необходимости использовать мощные генераторы для создания ускоряющих полей, тем самым ограничивая применение Л. у. для ускорения тяжелых частиц (протонов и ионов) в области высоких энергий (>1–2 ГэВ), где более выгодно применять циклические ускорители. В последнем случае Л. у. тяжелых частиц используются как инжекторы-предускорители. Это ограничение не распространяется на электронные Л. у., которые находят применение вплоть до самых высоких энергий.

Л. у. используются как для фундам. физ. исследований, так и в прикладных целях (в медицине, в дефектоскопии, материаловедении, для полной имплантации, при радиац.-хим. обработке материалов, стерилизации продуктов и т. д.). Особенно широко распространены Л. у. электронов.

**Линейный индукционный ускоритель** — Л. у., в к-ром для ускорения используется эдс индукции, возникающей при изменении во времени магн. потока, охватывающего прямолинейные траектории частиц. Ускоряющее поле в индукц. Л. у. за время пролета частиц существенно не меняется.

Идея индукц. Л. у. предложена А. Бауэрсом (A. Bowser) в 1923 и впервые реализована в нач. 60-х гг. Н. Кристофилосом (N. Christophilos) в США. Первый индукц. Л. у. в СССР был построен (в те же годы) под руководством В. И. Векслера. Принципы действия ускорителя легко понять на примере упрощенной схемы, показанной на рис. 1. Вдоль оси ускорителя установлены ферромагн. кольца (индукторы) 1, охватываемые токовыми обмотками 2. На индукторах размещены также вторичные витки 3 с разрывами — ускоряющими зазорами. При подаче на обмотки 2 импульса напряжения  $u_{ген}$  в индукторах происходит изменение магн. потока, к-рое по закону ал.-магн. индукции создаёт в ускоряющих зазорах эл.электрич. напряжение

$$u_y = -S \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь сечения сердечника,  $\partial B/\partial t$  — скорость изменения магн. индукции. Для обеспечения моноэнергетичности ускоренных частиц в пучке в течение времени ускорения т необходимо поддерживать линейное во времени изменение индукции. В этом случае

$$u_y = -S \Delta B/\tau = \text{const},$$

где  $\Delta B$  — суммарное изменение потока индукции в сердечнике. Частица с зарядом  $q$  (для электронов и

протонов  $|q|=e$ , где  $e$  — элементарный заряд) пройдя  $N$  ускоряющих зазоров, получит приращение энергии (в эВ)

$$\Delta W = qNS \Delta B/\tau. \quad (2)$$

Величина  $NS \Delta B/\tau$  представляет собой скорость изменения полного магн. потока, сцепленного с траекторией заряд. частицы при прохождении ею всей цепочки индукторов. Она численно равна сумме напряжений ускоряющих зазоров. Если длину ускорителя обозначить через  $L_y$ , то среднее по длине ускоряющее поле, характеризующее темп ускорения частиц, будет равно

$$E_0 = NS \Delta B/\tau L_y. \quad (3)$$

Для создания сильных полей (порядка 0,2–1 МВ/м) при сохранении приемлемых габаритов индукторов

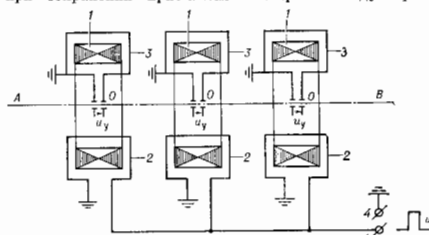


Рис. 1. Упрощенная схема линейного индукционного ускорителя (разрез): 1 — ферромагнитные индукторы; 2 — обмотка возбуждения магнитного потока; 3 — вторичные витки с ускоряющими зазорами;  $u_y$  — ускоряющее напряжение (эдс индукции);  $AB$  — траектория ускоренной частицы; 4 — клеммы генератора импульсного напряжения;  $O$  — апертурные отверстия для прохода пучка.

длительность цикла ускорения не должна превышать неск. мкс. При длительности импульса меньше десятков пс потери энергии на перемагничивание достигают значений, при к-рых использование сердечника становится малоэффективным. В этом случае применяют безжелезные индукц. Л. у. В них, как правило, ускоряются пучки с очень большими токами (до неск. МА).

Совр. индукц. Л. у. состоят из ряда секций, каждая из к-рых содержит неск. индукторов, параллельно соединённых с импульсным генератором. Ускорит. тракт объединён ускорит. трубкой, внутри к-рой поддерживается высокий вакуум. Секции вместе с импульсным генератором составляют модуль, а сам ускоритель представляет собой набор модулей, кол-во к-рых определяется заданной энергией частиц. В ускорителях, индукц. секция к-рых находится в воздухе, напряжённость  $E_0$  лежит в пределах от 0,2 МВ/м до 0,75 МВ/м. Дальнейшее повышение  $E_0$  ограничено поверхностной электрич. прочностью ускорит. трубки. В случае размещения индукц. секции в специальной изолирующей среде (напр., в фреоне под давлением) значения  $E_0$  достигают 1 МВ/м. При совр. состоянии техники индукц. Л. у. могут иметь большие средние и импульсные мощности в пучке (10–100 МВт), хотя ср. мощность в пучке действующих ускорителей сравнительно невелика (5–200 кВт). Наиб. крупным ускорителем этого типа является сооружаемый в США ускоритель электронов «АТА», в к-ром энергия электронов равна 50 МэВ, ток пучка 10 кА, длительность импульса  $\tau \sim 70$  нс. Пачки из 10 импульсов следуют с частотой 5 Гц, импульсы внутри пачки — с частотой 1000 Гц. При большой мощности пучка важной характеристикой индукц. Л. у. является вид индукц. системы, к-рый повышается с увеличением интенсивности пучка.

Для фокусировки сильноточных электронных пучков используются продольные магн. поля, создаваемые соленоидами. В нек-рых случаях при ускорении

пучков электронов большой интенсивности их объемный заряд на нач. участке компенсируют ионами плазмы, образующейся за счёт ионизации газа. В этом случае ускоритель наз. плазменным и индукционным Л. у.

К достоинствам индукц. Л. у. относится возможность ускорения сильноточных импульсных пучков со сравнительно высокими значениями КПД и частотами повторения импульсов, к недостаткам — малые длительности импульсов и невысокий темп ускорения.

Хотя ирриции ускорения не содержит ограничений на тип ускоряемых частиц, все действующие индукц. Л. у. являются ускорителями электронов. Они применяются как источники интенсивных электронных пучков в установках для коллективного ускорения ионов в т. ч. по термоядерному синтезу, в радиац. химии и т. п.).

**Линейный резонансный ускоритель** — Л. у., в к-ром частицы ускоряются электрич. ВЧ-полем, двигаясь в ср. синхронно (в резонанс) с изменениями поля. В зависимости от способа реализации принципа резонансного ускорения различают два типа резонансных Л. у.: с бегущими и стоячими волнами.

В ускорителе с бегущей волной (в одноволновом ускорителе) условие синхронизма соблюдается, если заряд. частицы движутся на гребне эл.-магн. волны, распространяющейся вдоль оси ускорителя с фазовой скоростью  $v_{\text{ф}}$ , достаточно близкой к скорости перемещения заряд. частиц  $v$ . Это условие обычно записывают для безразмерных величин в виде

$$\beta_{\text{ф}} = \beta, \quad (4)$$

где  $\beta_{\text{ф}} = v_{\text{ф}}/c$  и  $\beta = v/c$ . Для создания направленной эл.-магн. бегущей волны применяют волноводы, оканчивающиеся согласованной нагрузкой. Но т. к. фазовая скорость волны в волноводе с гладкими стенками больше скорости света, то его периодичность (по длине)

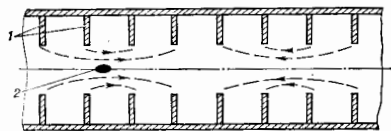
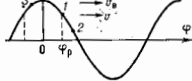


Рис. 2. Ускорение на бегущей волне: 1 — диафрагмированный волновод; 2 — ускоряемый сгусток заряженных частиц. Стрелками показано распределение напряженности электрического поля  $E$ , бегущего вдоль волновода.

нагружают, устанавливая, напр., внутри волновода металл. диафрагмы с отверстиями (рис. 2). Изменением геометрии диафрагм вдоль волновода достигают необходимой зависимости скорости волны от продольной координаты в соответствии с условием синхронизма (4).

При ускорении частиц в интервале энергий, при к-рых скорость частиц заметно отличается от скорости

Рис. 3. Фазовые колебания на бегущей волне: 1 — положение равновесной частицы; 2 и 3 — неравновесные частицы.



света, для действия механизма *автофазировки* фаза идеальной (равновесной) частицы  $\varphi_{\text{р}}$  должна быть определенной в пространстве по отношению к гребню бегущей волны (рис. 3). В этом случае равновесная частица с зарядом  $q$  на длине ускорителя будет получать приращение энергии

$$\Delta w = q L v E_0 \cos \varphi_{\text{р}}, \quad (5)$$

где  $E_0$  — амплитуда ускоряющего поля, усредненная по длине ускорителя. Др. частицы, захваченные в ускорение, но пришедшие с фазой  $\varphi$ , отличной от  $\varphi_{\text{р}}$ , будут совершать колебания около равновесной частицы, в ср. набрав примерно равную с ней энергию. В интервале энергий, где  $v \approx c$ , механизм автофазировки перестает действовать, т. к. частицы практически не смещаются по фазе в процессе ускорения и поэтому набирают энергию, пропорциональную  $E_0 \cos \varphi$ , где  $\varphi$  — фаза, в к-рой «застряла» частица.

Работа ускорителя на стоячей волне принципиально не отличается от рассмотренного способа ускорения, поскольку стоячую волну можно разложить на две волны, бегущие в противоположных направлениях, одна из к-рых, синхронная с движением

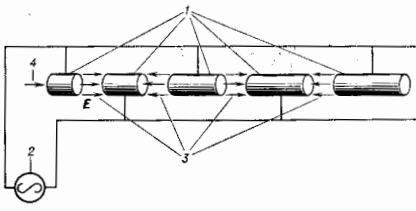


Рис. 4. Схема ускорителя Видера с дрейфовыми трубками: 1 — дрейфовые трубки; 2 — источник переменного напряжения; 3 — область действия электрического поля  $E$ ; 4 — пучок.

частиц, будет передавать им энергию в соответствии с условием резонансного ускорения, а другая, движущаяся в противоположном направлении, не будет оказывать заметного влияния на процесс ускорения. Однако техн. реализация Л. у. на стоячей волне имеет существен. отличия. Рассмотрим их на примере одной из первых схем такого ускорителя (рис. 4). Ускоритель состоит из источника заряд. частиц и ряда дрейфовых трубок, расположенных вдоль оси и присоединенных через одну к одноименным клеммам ВЧ-генератора. Поле внутри трубок практически отсутствует и сосредоточено в зазорах между ними. Частица, ускоренная в одном зазоре, будет ускоряться и в след. зазоре, если к моменту её прилёта к след. зазору напряжение на трубках изменит знак, т. е. частица должна пролетать расстояние между двумя зазорами  $l_{\text{з}}$  (наз. период ускорения) за время, равное полупериоду ВЧ-поля  $T/2$ . Величины  $l_{\text{з}}$ ,  $T$  и  $\beta$  на каждом участке ускорения связаны соотношением

$$l_{\text{з}} = 0,5\lambda, \quad (6)$$

где  $\lambda = cT$  — длина волны ускоряющего поля в свободном пространстве. В совр. ускорителях аналогич. распределение ускоряющих полей создается в многозазорных резонаторах (рис. 5, а) или в цепочке связанных резонаторов (рис. 5, б) путём возбуждения в них ВЧ-генераторами стоячих волн с необходимой конфигурицией поля; для них условие резонансного ускорения записывается в более общем виде

$$l_{\text{з}} = n\lambda, \quad (7)$$

где  $n$  — целое число, если поле  $E$  в соседних зазорах в фазе, и полуцелое, если эти поля в противофазе. Обычно  $n \leq 3$ . Длны периодов ускорения и длины трубок дрейфа увеличиваются с ростом скорости частиц. Из-за трудности создания равномерного и стабильного распределения ускоряющего поля вдоль многозазорного ускорителя длины резонаторов в резонансном Л. у. на стоячих волнах ограничиваются значениями  $L \leq (15-20)\lambda$ .

Равновесная частица с зарядом  $q$  при пролёте  $j$ -го периода ускорения приобретает энергию

$$\Delta w_j = qTgE_0 \gamma_j \cos \varphi_j. \quad (8)$$

Здесь  $E_0$  — амплитуда усреднённого по периоду  $U_j$  электрич. поля,  $Tg$  — коэф. пролётного времени,  $\gamma_j$  — вытягивающий влияние конечных размеров зазора и канала

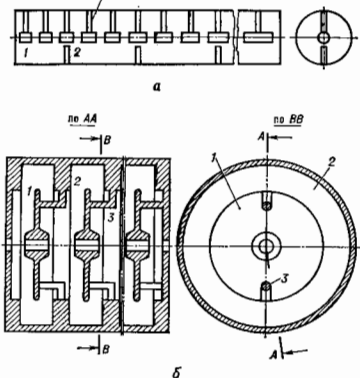


Рис. 5. Типы ускоряющих структур на стоячей волне: а — резонатор с трубками дрейфа 1 и стабилизирующими стержнями 2 (3 — штанги трубок дрейфа); б — резонатор однощелевого типа — ускоряющая структура с проводящими ваннами 1 и диафрагмами 2 (3 — штанги крепления ванн).

дрейфовой трубки ( $Tg < 1$ ). Если ускоритель содержит  $N$  периодов ускорения, то равновесная частица получит общее приращение энергии  $\Delta w = \sum_{j=1}^N \Delta w_j$ . Благодаря

механизму автофазировки равновесная фаза распадающаяся на восходящем участке кривой изменения (во времени) напряжения в лазоре. В этом случае величина поля при пролёте частицы зазора расчёт и поле оказывает дефокусирующее действие на пучок. Этот эффект учитывается при расчёте фокусирующей системы, к-рая является одной из основных в ускорителе.

Хотя в каждом из описанных типов резонансных Л. у. принципиально можно ускорить любые заряды, обычно на бегущих волнах ускоряются лишь электроны, а для всех твёрдых частиц, включая протоны, используются, как правило, Л. у. на стоячих волнах. Ускорение протонов и ионов на стоячей волне вызвано рядом причин, главная из к-рых связана с малой скоростью этих частиц (из-за их большой массы) на нач. участке ускорения ( $\beta \approx 0.03-0.4$ ). Реализация ускоряющей структуры, обеспечивающей сильное замедление синхронной с частицей волны, равномерное распределение ускоряющего поля по сечению апертуры и размещение фокусирующих линз, становится возможной лишь при использовании резонаторов, работающих в метровом диапазоне волн (для протонов Л. у.  $\lambda = 1,5-2$  м, для тяжёлых ионов  $\lambda$  до 12 м). Поскольку в процессе ускорения  $\beta$  увеличивается, то на последующих участках ускорения рабочую частоту, как правило, повышают (напр., при  $\beta > 0.4$ ).

Линейный ускоритель протонов (ЛУП). Идея создания ЛУП была высказана Г. Изингом (G. Ising) и впервые реализована в 1928 Р. Видером (R. Wideröe)

по схеме, описанной выше (рис. 4). Протонные Л. у. можно разбить на две группы, существенно отличающиеся по схеме построения и характеристикам пучков. К первой группе в осн. относятся ускорители-инжекторы крупных протонных синхротронов. Они характеризуются след. данными: энергия протонов до 200 МэВ, импульсный ток до 100–300 мА, амплитуда  $\sim 1$  см-мрад, относит. разброс по энергиям  $\sim 10^{-2}$ , ср. ток — от долей до единиц мкА. ЛУП работает в импульсном режиме — длительности импульсов пучка протонов не превышает 100 мкс, частота повторения равна частоте повторения циклов ускорения протонного синхротрона до 1 импульса в секунду. Все ускорители этой группы построены на основе ускоряющей структуры, представляющей собой цилиндрич. резонатор, нагруженный трубками дрейфа (рис. 5, а). В резонаторе возбуждается стоячая волна типа  $H_{010}$ . Фокусирующая пучка осуществляется с помощью эдматн. линзами, размещёнными в трубках дрейфа. Каждый резонатор, возбуждается от отдельного лампового многокаскадного усилителя мощности (канал ВЧ-питания) на частоте 150 или 200 МГц. На входе усилителей колебания подаются от общего высокостабильного задающего генератора. Настройку резонаторов в резонанс и стабилизацию амплитуды и фаз ВЧ-полей в резонаторах осуществляют системы автоматики, регулирования. Инжектором служит высоковольтный ускоритель, в к-ром протоны предварительно ускоряются до энергии 500–750 кэВ. Для повышения захвата протонов в режим ускорения на входе ЛУП устанавливается группирователь кистронного типа. Обычно коэф. захвата равен 0,6–0,8. Темп ускорения протонов лежит в пределах 1–1,2 МэВ на 1 м длины.

Ко второй группе относятся новейшие наиб. крупные Л. у., ускоряющие протонные пучки до энергий в неск. сотен МэВ при больших ср. токах. Одна из таких ускорителей работает в Лос-Аламосе (США), энергия 800 МэВ, ср. ток пучка 0,5 мА, другой сооружается при Академии наук СССР в Москве (энергия 600 МэВ, ср. ток 0,5–1 мА; см. табл. 1). Оба Л. у. являются осн. установками ускорительно-наукотн. комплексов физики ср. энергий, посвящённых исследованиям в области физики. Ускорители рассчитаны на ускорение протонов и отрицат. ионов водорода  $H^-$  (в т. ч. и на их одноврем. ускорение). Построение Л. у. этой группы существенно отличается от построения инжекторов. Для примера опишем схему Л. у. для московской мезонной фабрики. Она состоит из двух частей. В первой части протоны и ионы  $H^-$  ускоряются до энергии 100 МэВ в ускорит. канале, состоящем из 5 резонаторов с трубками дрейфа. Эта часть ускорителя работает на частоте  $f_1 = 198$  МГц и строится аналогично Л. у. первой группы. Дальнейшее ускорение от 100 МэВ до 600 МэВ производится во второй (основной) части ускорит. тракта, состоящей из 28 резонаторов, представляющих собой неочень сильносвязанные резонаторы (рис. 5, б). Резонаторы на этом участке работают на более высокой частоте  $f_2 = 990$  МГц, кратной  $f_1$ . Фокусировка пучка осуществляется с помощью дублетов из квадрупольных электромагнитов, установленных между резонаторами и их секциями. Поскольку при переходе из первой части во вторую скачком меняется длина периода фокусировки, то для уменьшения возрастания радиуса пучка на переходе включено согласующее устройство по поперечному движению, состоящее из ряда квадрупольных линз с раздельной регулировкой в них магн. поля. Ускоритель имеет обобщенную систему стабилизации частотой. В каждом канале ВЧ-питания включены прецизионные системы автоматики, регулирования, стабилизирующие ускоряющие ВЧ-поля и осуществляющие настройку резонаторов в резонанс. Стабильность ВЧ-полей составляет по амплитуде  $\pm 1\%$  и по фазе  $\sim 1^\circ$ , стабильность настройки резонатора  $\sim 10^{-2}$ . По аналогичной схеме построен и Л. у. в Лос-Аламосе.



Табл. 1. — Крупнейшие линейные ускорители протонов

Местонахождение, назначение	Год запуска	Энергия, МэВ	Число резонаторов	Длина, м	Длительность импульса пучка, мкс	Импульсный ток пучка, мА	Средний ток пучка, мА
Серпухов (СССР), инжектор . . . . .	1967	100	3	80	60	100	$10^{-2}$
Батевия (США), инжектор . . . . .	1970	200	9	150	100	100—300	$10^{-2}$
Лос-Аламос (США), мезонная фабрика . . . . .	1972	800	4+44	800	500	17	1
Москва (СССР), мезонная фабрика	строится	600	5+28	450	400	50	0,5—1

Построение ускорит. тракта из двух частей вызвано след. причинами. На энергии до 100 МэВ мощность наиб. экономно расходуется в резонаторах с трубками дрейфа. С увеличением скорости частиц эффективность этой ускоряющей структуры падает (из-за возрастания ВЧ-потерь в её стенках), и при энергиях >100 МэВ становится более экономичным применение структуры типа цепочки связанных резонаторов. Переход на эту ускорит. структуру даёт и ещё ряд преимуществ: уменьшаются габариты структуры и её масса. Кроме того, на частоте  $f_2$  в качестве усилителей мощности применяются клистроны, что упрощает систему ВЧ-питания второй части ускорителя и повышает надёжность.

Характерной особенностью ускорителей второй группы является большой ср. ток пучка. Это накладывает жёсткие требования на потери частиц пучка при ускорении. Интегральная величина потерь не должна превышать 0,01% от выходного тока пучка. Для уменьшения потерь предусмотрен ряд мер: на входе производится фильтрация поперечного эмиттаса пучка с целью очищения пучка от ореола; при переходе от первой части ускорит. тракта ко второй шестимерный фазовый объём пучка дополнительно согласовывается с последующим ускорительно-фокусирующим каналом; там же подавляются когерентные колебания частиц в пучке с помощью спец. систем автоматич. регулирования. Управление ускорителем осуществляется от ЭВМ.

Осн. направления дальнейшего развития ЛУП связываются с повышением импульсных и особенно ср. токов пучков. Проектируемые сверхтоковые ЛУП след. поколения предзнаачаются для ускорения пучков с током 0,3—1,0 А до энергии порядка 1 ГэВ в непрерывном режиме. В них предполагается применить осн. принципы построения, заложенные в ЛУП для мезонных фабрик. На пути их реализации стоят сложные проблемы, в т. ч. более комплексные проблемы обеспечения экономичности, надёжности и радиац. чистоты ускорителя. Снижение потерь пучка до уровня  $\sim 10^{-6}$  позволит бы обслуживать ускоритель без манипуляторов.

Ведутся разработки сверхтоковых протонных и позитронных источников непрерывного режима с повышенной фазовой плотностью пучков (под фазовой плотностью понимается отношение тока пучка к эмиттасу). Исследуются вопросы резонансного ускорения сверхтоковых пучков при повышенных энергиях инжекции (ускоряюще-фокусирующие структуры с квадрупольными

составляющими ВЧ-полей, малагобаритные резонаторы со сверхпроводящими фокусирующими солевоидными и т. д.). Разработаны конструкции квадрупольных линз на пост. магнитах (силы магнитов — кобальт). Созданы усилит. клистроны непрерывного режима с выходной мощностью 1 МВт и кнд, равным 70%, и т. п.

Линейный ускоритель электронов (ЛУЭ). В нём используется, как правило, резонансное ускорение на бегущей эл.-магн. волне. Существование преимуществ ЛУЭ по сравнению с циклич. ускорителями — почти полное отсутствие излучения электронов вследствие практич. постоянства их скорости по величине и направлению на осн. части ускорителя. Поэтому именно в них целесообразно ускорять электроны вплоть до сверхвысоких энергий. Энергия действующих ЛУЭ лежит в пределах от единиц МэВ до 21,5 ГэВ. В СССР и США рассматриваются проекты линейных ускорителей электронов и позитронов на энергию 150—200 ГэВ для линейных коллайдеров (установок с линейными встречными пучками). Данные крупнейших ЛУЭ представлены в табл. 2.

На схему построения ЛУЭ оказывают влияние особенности динамики электронных пучков, связанные с близостью скорости электронов на осн. части ускорителя к скорости света: изменение энергии электрона не приводит к изменению скорости, а следовательно, не работает механизм автофазировки. Облегчаются требования к фокусировке пучка, т. к., с одной стороны, поперечное кулоновское расталкивание в пучке почти полностью компенсируется магн. притяжением параллельных токов, с другой — случайные поперечные скорости  $v_{\perp}$  электронов в пучке убывают с ростом их энергии (поперечный импульс  $mv_{\perp}$  постояен, а масса  $m$  растёт). Типовая схема ЛУЭ включает в себя инжектор, грунирователь и одну или неск. ускоряющих секций, возбуждаемых от СВЧ-генератора. Рабочая длина волны обычно 3—30 см. Темп ускорения — от неск. единиц до 10—15 МэВ на 1 м. Макс. длина ускоряющей секции зависит от выходной мощности генератора и интенсивности пучка. Кол-во секций и каналов их возбуждения зависит от требуемой энергии пучка. В малых ЛУЭ широко применяются для исследований по ядерной физике и для прикладных целей, генераторами служат магнетроны. В ЛУЭ, состоящих из неск. секций, в качестве генераторов используются усилит. клистроны, имеющие общий, стабильный по частоте

Табл. 2. — Крупнейшие линейные ускорители электронов

Местонахождение	Год запуска	Энергия, МэВ	Число ускоряющих секций	Общая длина, м	Длительность импульса, мкс	Импульсный ток пучка, мА	Частота повторения, Гц	Число каналов ВЧ-питания и мощность, МВт	Частота полн., МГц
Харьков (СССР) . . . . .	1964	1800	49	240	1,4	24	50	50×20	2797
Стандфорд (США) . . . . .	1966	21 500*	960	3050	1,6	42	380	240×21	2856
Ок-Ридж (США) . . . . .	1969	140	4	22,5	0,007	$18,5 \times 10^4$	1900	4×24	1300
Москва (СССР) . . . . .	1969	60	6	12	до 5,5	10*	50—900	6×20	1818

\* Ведутся работы по повышению энергии ускоренных электронов до 50 ГэВ.

залающий генератор. Для стабилизации фазы ВЧ-колебаний применяются системы автоматич. регулирования. Фокусировка пучка осуществляется неродольными магн. полями, создаваемыми соленоидами. Одно из ограничений, накладываемых на интенсивность пучка электронов, особенно в ЛУЭ на большие энергии, связано с паразитными волнами, возбуждаемыми пучком в дифрактиров. волноводе и раскачивающими пучок в поперечной плоскости (т. н. эффект брэгга импульса). Для подавления этого эффекта разработаны ряд инженерных методов. ЛУЭ могут практически без переделок ускорять также nuclei позитронов. Созданы ЛУЭ на столчей волне (энергия до 20 МэВ, импульсный ток до 0,1 А), к-рые нашли применение в медицине и дефектоскопии.

Лит.: Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линеиные ускорители, М., 1969; Линеиные ускорители ионов, под ред. Б. П. Мурина, т. 1—2, М., 1978; Вакруцкий Ю. П., Авадий А. И., Линеиные ионизирующие ускорители, М., 1978; Вальднер О. А., Теория линеиных резонансных ускорителей, М., 1982.

Б. П. Мурин.

**ЛИНЕЙНЫЙ ОПЕРАТОР**  $A$  в векторном пространстве  $L$  — отображение, сопоставляющее каждому вектору  $e$  векторного множества  $D$  (содержащегося в  $L$  и наз. областью определения  $L$ .) др. вектор, обозначаемый  $Ae$  (и называемый значением  $L$ .)  $e$  на векторе  $e$ ). Выполнены след. условия: 1)  $D$  — линеиное множество, т. е. для любых его элементов  $e_1$  и  $e_2$  и любых комплексных чисел  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  вектор  $\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2$  также принадлежит  $D$ ; 2)  $L$  о. переводит линеиную комбинацию векторов в ту же линеиную комбинацию соответствующих значений:  $A(\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) = \lambda_1 A e_1 + \lambda_2 A e_2$ .

Примеры  $L$  о.: матрица  $A = (a_{ij})$ , действующая в  $n$ -мерном евклидовом пространстве по правилу  $(Ae)_j = \sum_{i=1}^n a_{ij} e_i$ , где векторы — столбцы комплексных чисел;

дифференциальный оператор  $A = a_0 + a_1 d/dx + \dots + a_n d^n/dx^n$ , определённый равенством  $(Af)(x) = a_0 f(x) + a_1 d f(x)/dx + \dots + a_n d^n f(x)/dx^n$ ; интегральный оператор  $A$ , определённый соотношением  $(Af)(x) = \int dy(x, y) f(y)$ .

**Конечномерные пространства.** В конечномерном пространстве  $L$  о. можно определить на всех векторах и задать нек-рой матрицей  $(a_{ij})$ . Если  $e_1, e_2, \dots, e_n$  — ортонормированный базис, то  $a_{ij} = (e_i, A e_j)$ , где  $(e, f)$  — скалярное произведение векторов  $e$  и  $f$ . Если для нек-рого вектора  $e$  и комплексного числа  $\lambda$  вышленено равенство  $Ae = \lambda e$ , то  $e$  наз. собственным вектором (с собственной функцией), а  $\lambda$  — собственным значением оператора  $A$ . Совокупность всех собств. значений наз. дискретным спектром, а множество собств. векторов, отвечающих нек-рому собств. значению  $\lambda$ , — собств. подпространством  $L$  о.

Конечномерный  $L$  о.  $U$  наз. унитарным, если унитарна его матрица  $(u_{ij})$ , т. е. если  $\sum_{i,k=1}^n u_{ik} u_{jk}^* = \delta_{ij}$ , где  $\delta_{ij} = 0$  при  $i \neq j$ , и  $\delta_{ii} = 1$ . Унитарным является, напр., оператор поворота плоскости на угол  $\phi$ . Собств. значения унитарного  $L$  о. лежат на единичной окружности в комплексной плоскости, т. е.  $\lambda = \exp(i\alpha)$ , где  $\alpha$  — вещественное число. Унитарные  $L$  о. оставляют неизменными длины векторов и углы между ними, т. е. сохраняют скалярное произведение:  $(e, f) = (Ue, Uf)$ . Унитарные конечномерные  $L$  о. используются для описания разл. симметрич. физ. систем. Совокупность соответствующих  $L$  о. образует представление группы симметрии.

Конечномерный оператор  $A^+$  наз. сопряжённым к  $A$ , если матрицы этих операторов связаны соотношениями  $a_{ij}^+ = a_{ji}$ , т. е. матрица  $A^+$  получается из матрицы  $A$  в результате транспонирования и комплексного сопряжения. Если  $A^+ = A$ , то  $A$  наз. с а м о-

сопряжённым или эрмитовым. Пример самосопряжённых конечномерных  $L$  о. — Паули матрицы, т. е. операторы спина в квантовой механике. Самосопряжённый  $L$  о. обладает важным свойством вещественности:  $(e, Ae) = (e, A^+ e)^*$ . Все собств. значения самосопряжённого оператора также вещественны, а собств. векторы, отвечающие разл. собств. значениям, попарно ортогональны. Ортонормированный базис в конечномерном пространстве можно составить из собств. векторов  $e_1, e_2, \dots, e_n$  самосопряжённого  $L$  о.  $A$ .

В этом базисе матрица  $L$  о.  $A$  диагональна:  $a_{ij} = \lambda_i \delta_{ij}$ . Произведение  $(AB) L$  о.  $A$  и  $B$  определяется результатом последоват. применения к вектору  $e$  операторов  $B$  и  $A$ , т. е.  $(AB)e = A(Be)$ . Произведение операторов, вообще говоря, не перестановочно:  $AB \neq BA$ . Величина  $AB - BA = [A, B]$  наз. коммутатором  $L$  о.  $A$  и  $B$ . Если  $L$  о. коммутуют, т. е.  $[A, B] = 0$ , то  $L$  о.  $A$  и  $B$  можно одновременно привести к диагональному виду, т. е. в пространстве существует такой ортонормир. базис, что каждый его элемент является собственным для  $A$  и для  $B$ .

Самосопряжённый  $L$  о.  $P$  наз. проекционным оператором или проектором, если  $P^2 = P$ . Для каждого проектора найдётся такое подпространство  $L_P$  пространства  $L$ , что  $Pe = e$ , если  $e$  принадлежит  $L_P$ , и  $Pe = 0$ , если  $e$  принадлежит ортогональному дополнению  $L_P$ . Всякий конечномерный самосопряжённый оператор  $A$  можно представить в виде  $A = \sum_j \lambda_j P_j$ , где

суммирование проводится по всем собств. значениям  $\lambda_j$ , а  $P_j$  — проектор на собств. подпространство, отвечающее  $\lambda_j$ . Это равенство наз. спектральным разложением конечномерного самосопряжённого оператора, оно позволяет строить разл. ф-ции  $f(A)$  от самосопряжённого  $L$  о.  $A$ :  $f(A) = \sum f(\lambda_j) P_j$ . Всякий унитарный  $L$  о.  $U$  в конечномерном пространстве допускает представление  $U = \exp(iA)$ , где  $A$  — эрмитов  $L$  о. Если семейство  $U$  реализует представление группы симметрии, то соответствующее семейство самосопряжённых  $L$  о.  $A$  задаёт представление Ли алгебры этой группы.

**Бесконечномерные пространства.** В бесконечномерном гильбертовом пространстве  $L$  о., вообще говоря, нельзя определить на всех векторах. Обычно область определения  $D$ , не исчерпывая всего  $L$ , является всюду плотной (т. е. любой вектор из  $L$  можно с заданной точностью приблизить вектором из  $D$ ). На всём пространстве можно задать только т. н. ограниченные (непрерывные) операторы  $L$  о.  $A$  наз. ограниченными, если существует такая константа  $C$ , что для всех векторов  $e$  из  $D$  вышленено неравенство  $(Ae, Ae) \leq C(e, e)$ . Для неограниченного  $L$  о. усложняется понятие сопряжённости (подробнее см. Эрмитов оператор). В бесконечномерном случае  $L$  о. помимо дискретного могут иметь и непрерывный спектр. Число  $\lambda$  наз. точкой непрерывного спектра, если найдётся такая последовательность  $e_1, e_2, \dots, e_j, \dots$  нормированных векторов, что все они ортогональны каждому собств. вектору оператора  $A$ , а при  $i \rightarrow \infty$  норма векторов  $Ae_j - \lambda e_j$  стремится к нулю. Непрерывный и дискретный спектры оператора могут непересекаться. Объединение дискретного и непрерывного спектров наз. просто спектром. Спектр самосопряжённого  $L$  о. всегда веществен. Видоизменяется спектральное разложение самосопряжённого  $L$  о.: каждому интервалу вещественной оси от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$  сопоставляется нек-рый проектор  $dP(\lambda)$ . Подпространство, на к-рое проектирует этот проектор, содержит все собств. подпространства оператора  $A$ , отвечающие собств. числам  $\lambda_0$ , таким, что  $\lambda < \lambda_0 < \lambda + d\lambda$ , а также подпространство, ответственное за плотные непрерывного спектра в интервале от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ .

Оказывается, что  $A = \int \lambda dP(\lambda)$ , где интеграл является пределом соответствующих сумм Дарбу, а интегриро-

вание ведётся по всей вещественной оси. Функция  $f(A)$  от самосопряжённого Л. о.  $A$  определяется интегралом

$$f(A) = \int f(\lambda) dP(\lambda).$$

В квантовой теории самосопряжённые Л. о. отвечают наблюдаемым физ. величинам. Процедура квантования сводится к замене евклидовых канонич. координат и импульсов такими самосопряжёнными Л. о., что их коммутаторы совпадают с соответствующими скобками Пуассона. Операторы других наблюдаемых величин выражают при помощи классич. ф-л через операторы координат и импульсов.

Линз. И. с. Я. И. Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; Дирак П. Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Кострикин А. И., Мадан Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986; Риктман В. Р., Приципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982. О. И. Завьялов.

**ЛИНЕЙЧАТЫЕ СПЕКТРЫ** — оптические спектры испускания и поглощения, состоящие из отдельных спектральных линий. Л. с. являются *атомные спектры*, спектры звёздных атмосфер (см. *Фраунгоферовы линии*), спектры органич. молекул при низких тем-рах в спец. условиях (см. *Шполское эффект*). См. также ст. *Спектральная линия*.

**ЛИНЗА** (нем. Linse, от лат. lens — чечевица) — простейший оптич. элемент, изготавливаемый из прозрачного материала, ограниченный двумя преломляющими поверхностями, имеющими общую ось либо две взаимно перпендикулярные плоскости симметрии. При изготовлении Л. для видовой области применяют *оптическое стекло* или органическое стекло (массовое тиражирование неупрецизионных деталей), в УФ-диапазоне — кварц, флюорит и др., в ИК-диапазоне — спец. сорта стёкол, кремний, германий, сапфир, ряд солей и т. д.

Рабочие поверхности Л. обычно имеют сферич. форму, реже — цилиндрическую, тороидальную, куполообразную или с заданными небольшими отступлениями от сферы (асферическую). Л. со сферич. поверхностями наиб. просты в изготовлении и являются осн. элементами большинства оптич. систем.

В параксиальном приближении (углы  $\phi$  между лучами и оптич. осью столь малы, что можно заменить  $\sin \phi$  и  $\operatorname{tg} \phi$  на  $\phi$ ) свойства Л. со сферич. поверхностями могут быть однозначно охарактеризованы подоженными главн. в. плоскостями и оптич. осью с главн. в.  $\Phi$ , представляющей собой выражаемую в *диоптриях* величину, обратную фокусному расстоянию (в м). Связь этих характеристик с геом. параметрами Л. ясны из рис., в к-ром для наглядности углы наклона лучей изображены преувеличенно большими. Расстояния от первой по ходу лучей поверхности линзы до верной гл. плоскости  $H$  и от второй поверхности до второй гл. плоскости  $H'$  равны соответственно  $S_1, S_2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{n-1}{n} \frac{d}{r_1}, 1$ , фокусное расстояние от  $H$  до переднего фокуса ( $F$ )  $f = -1/\Phi$ , от  $H'$  до заднего фокуса ( $F'$ )  $f' = 1/\Phi$ ; оптич. сила Л., являющаяся мерой её преломляющего действия, равна

$$\Phi = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2}.$$

Здесь  $n$  — показатель преломления вещества Л. (при отношении этого показателя к показателю преломления окружающей среды, если последний  $\neq 1$ ),  $d$  — измеренная вдоль оси толщина Л.,  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы кривизны её поверхностей (считаются положительными, если центры кривизны расположены дальше по ходу лучей; так, у изображённой на рис. двояковыпуклой Л.  $r_1 > 0, r_2 < 0$ ), расстояния отсчитываются вдоль направления распространения света.

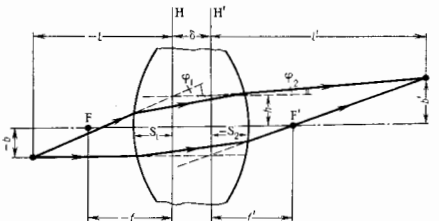
Способ построения и расчёта траекторий проходящих через Л. меридиональных (лежащих в осевой плоскос-

ти) лучей с использованием гл. плоскостей ясен из рис. После прохождения Л. луч кажется исходящим из точки на  $H'$ , удалённой от оси на то же расстояние  $h$ , что и точка пересечения исходного луча с  $H$ . Угол между лучом и осью изменяется на  $\Phi_2 - \Phi_1 = -h/f'$ . Для нахождения траектории произвольного немеридионального луча последний проецируется на две взаимно перпендикулярно осевые плоскости. Каждая проекция является по существу меридиональным лучом и ведёт себя указанным выше образом.

Положение даваемого Л. изображения точки определяется ф-лами

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f'}, \quad b' = \frac{l'}{l} = -\frac{f}{l-f} = 1 - \frac{f'}{f},$$

где  $l$  и  $l'$  — расстояния от гл. плоскостей до плоскостей предмета и изображения соответственно (рис.),  $b$  и  $b'$  — расстояния точки и её изображения от осн (отсчитываемые вверх).



Если  $\Phi > 0$ , Л. наз. положительной или с собирающей, при  $\Phi < 0$  — отрицательной или рассеивающей; линзы с  $\Phi = 0$  наз. афокальными и используются гл. обр. для исправления aberrаций др. оптич. элементов. Положительные Л. дают действительные изображения всех действительных объектов, находящихся до переднего фокуса (на рис. — левее  $F$ ), и всех мнимых объектов, находящихся за Л. Рассеивающие Л. дают расположенное между Л. и передним фокусом прямое, мнимое, уменьшенное изображение действит. объектов.

Расстояние  $\delta$  между гл. плоскостями Л. почти не зависит от её оптич. силы и формы и примерно равно  $d(1-1/n)$ . Когда  $\delta$  пренебрежимо мало по сравнению с  $|f'|$ , Л. наз. тонкой. У тонких Л. знак оптич. силы  $\Phi$  совпадает со знаком разности  $1/r_1 - 1/r_2$ ; при этом толщина собирающих Л. по мере удаления от осн уменьшается, а рассеивающих — возрастает. Обе гл. плоскости тонких Л. можно считать совпадающими с плоскостью Л. и отсчитывать входные выше расстояния  $f, f', l, l'$  прямо от последней. Чёткой границы между толстыми Л. (когда  $\delta$  нельзя пренебречь) и тонкими не существует — всё зависит от конкретных применений.

Для преобразования высококогерентных световых пучков (обычно лазерного происхождения) используются преим. тонкие Л. Их часто став. квадратичными фазовыми корректорами: при проходе когерентного пучка через тонкую Л. к распределению фазы по его сечению добавляется величина  $k\Delta(r)$ , где  $k=2\pi/\lambda$  — волновой вектор,  $\Delta(r) = (n-1)d - r^2/2f$  — висюмя Л. дополнит. разность хода, являющаяся квадратичной ф-цией удаления  $r$  от осн. Распределение комплексной амплитуды поля в фокальной плоскости Л. с точностью до фазового множителя является *Фурье-образом* распределения амплитуды поля перед Л., вычисленным для *пространственных частот*  $x/\lambda f', y/\lambda f'$  ( $x, y$  — поперечные координаты на фокальной плоскости). Распределение интенсивности в той же плоскости подобно угл. распределению излучения с коэф. подобия  $f'$ . Поэтому Л. широко

ко применяются в системах с пространственной фильтром ради излучения, обычно представляющих собой комбинацию Л. с установленными в их фокальных плоскостях *дифракрами*, *растрами*, и в устройствах для измерения угла расхождения излучения.

Л. обладают всеми аберрациями, присущими центриров. оптич. системам (см. *Аберрации оптических систем*). Проблема аберраций особенно важна при использовании широкополосных и обладающих большими угла. апертурам световых пучков обычных (некогерентных) источников. Сферич. и хроматич. аберрации, а также кома могут быть в значит. степени исправлены путём комбинирования двух Л. разл. форм и из материалов с разл. дисперсией. Такие двулинзовые системы широко используются в качестве объективов для зрительных труб и т. н. Иногда сферич. аберрации уничтожаются с помощью Л. с асферической, в частности параболической, формой поверхности.

Для коррекции разл. дефектов глаза применяются Л. не только со сферическими, но также с цилиндрич. и торич. поверхностями. Цилиндрич. Л. сравнительно часто используются в тех случаях, когда изображение точечного источника должно быть «растянуто» в носу или линно (напр., в спектральных приборах).

Лит.: В о р и М., В о л ф Ф. Основы оптики, пер. с англ., 2-й изд., М., 1973; Г у д м е н Д. ж., Введение в Фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970. Ю. А. Азнавез.

**ЛИНЗА АКУСТИЧЕСКАЯ** — устройство, осуществляющее *фокусировку звука* посредством изменения длины пути, проходящего в нём акустич. волной, и преломления звука на его граничных поверхностях. Подобно оптич. линзам Л. а. ограничены двумя рабочими поверхностями и выполняются из материала, скорость звука в к-ром  $c_2$  отлична от скорости звука в окружающей среде  $c_1$ . Они могут быть изготовлены из твёрдых веществ, жидкостей или газов; в последних двух случаях жидкость или газ заключают в оболочку, к-рая должна быть достаточно тонкой, чтобы обеспечить макс. преломление энергии и незначит. отклонение лучей при преломлении. Л. а. бывают плоско-выпуклыми, плоско-вогнутыми, двояковыпуклыми, двояковогнутыми и выпукло-вогнутыми. Л. а., образующие сходящиеся волновые фронты, наз. с о б р а о щ и м и, или фокусирующими, а расходящиеся — р а с с е

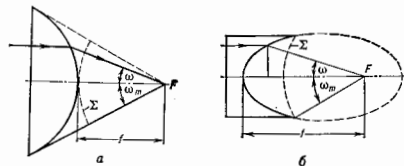


Рис. 1. Собирающие акустические линзы: а — замедляющая; б — ускоряющая;  $\Sigma$  — сходящийся волновой фронт;  $f$  — фокусное расстояние;  $\omega$  — угол раскрытия фронта;  $\omega_0$  — текущий угол;  $F$  — фокус.

и в а о щ и м и. В зависимости от значения показателя преломления для звуковых волн  $n=c_1/c_2$  Л. а. наз. замедляющими при  $n > 1$  и ускоряющими при  $n < 1$ . При выборе материала для Л. а. стремятся к тому, чтобы его *волновое сопротивление* минимально отличалось от волнового сопротивления окружающей среды, а также — чтобы коэф. поглощения звука  $\alpha$  в материале линзы на рабочей частоте был мал.

Плоско-эллиптическая ускоряющая (рис. 1, б) и плоско-гиперболическая замедляющая (рис. 1, а) Л. а. применяются для концентрации энергии плоской волны, распространяющейся в направлении акустич. оси. Для получения звуковых изображений, напр. в систе-

мах звуковидения с целью уменьшения аберрации, применяют Л. а. со сферич. преломляющей поверхностью. Ускоряющие Л. а. дают меньше сферич. аберрации, чем замедляющие. Плоско-гиперболическая ускоряющая и плоско-эллиптическая замедляющая Л. а. являются рассеивающими. Такие Л. а. употребляются для создания равномерных УЗ-полей в большей части пространства при использовании излучателей малых размеров.

Осн. параметр Л. а. — фокусное расстояние  $f$ . Для плоско-сферич. Л. а. в случае *параксиального пучка лучей*  $f = \pm R_{кр}(1-n)$ , где  $R_{кр}$  — радиус кривизны преломляющей поверхности. Для собирающей Л. а. коэф. усиления звукового давления К существенно зависит от коэф. поглощения  $\alpha$  УЗ-волн в материале Л. а., напр. для Л. а. со сферич. преломляющей поверхностью

$$K = K_0(1 - e^{-\alpha l})/\alpha l,$$

где  $l$  — толщина Л. а.,  $K_0$  — коэф. усиления той же Л. а. в отсутствие потерь.

Фокусирующие Л. а. могут создаваться путём плавного непрерывного изменения в материале — т. н. неоднородные Л. а. К ним относятся сферич. или цилиндрич. линзы Льюнеберга (рис. 2) радиуса  $a$ , для к-рой  $n(r) = \sqrt{2 - (r/a)^2}$  ( $r$  — расстояние от центра или оси). Осн. свойство такой Л. а. состоит в том, что плоская волна, падающая на неё по любому направлению, собирается в фокусе на её поверхности.

Коэф. прохождения звуковой волны через обычную Л. а. с плавным изменением профиля (рис. 1) зависит от её толщины  $l$ , достигая максимума при  $l = n\lambda/2$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) и минимума при  $l = (2n-1)\lambda/4$ , где  $\lambda$  — длина УЗ-волны в материале линзы. Чтобы обеспечить максимум прохождения звуковой волны, делают т. н. зональные Л. а. ступенчатой формы с толщиной ступеней, равной  $n\lambda/2$  (рис. 3). Существуют волноводные Л. а., представляющие собой набор каналов, различающихся по акустич. длине пути на  $\lambda$ . В фокусе такой Л. а. происходит синфазное сложение волн, прошедших через каналы. Л. а. с переменным фокусным расстоянием представляют собой оболочку из податливого материала, напр. резины, заполненную жидкостью, с  $c_2 < c_1$ . Изменяя статич. давление жидкости внутри оболочки, можно менять её радиус кривизны и тем самым — фокусное расстояние.

Лит.: К а н е в с к и я И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977.

**ЛИНЗОВАЯ АНТЕННА** — антенное устройство, работающее по принципу оптич. линзы, т. е. осуществляющее преобразование формы фазового фронта электромагнитной волны. Как правило, размеры апертуры Л. а. значительно больше длины волны принимаемого или излучаемого поля, поэтому аналогия с оптич. линзой распространяется и на методы их расчёта (геом. и физ. оптики). Далее речь идёт об эл.-магн. Л. а. (пекрвые их разновидности имеют аналоги в акустике и гидроакустике, возможны гравитац. Л. а.). Все полспенни

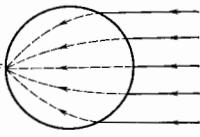


Рис. 2. Неоднородная линза Льюнеберга.

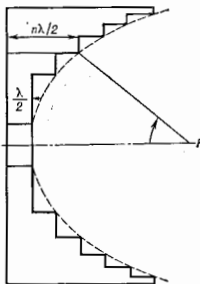


Рис. 3. Зональная линза.

относятся к Л. а., работающим в режиме излучения. Л. а. состоит из линзы и верничного излучателя, расположенного в её фокусе.

Обычно Л. а. предназначаются для работы в средах с показателем преломления  $n \sim 1$  (с малыми потерями). Изменение фазы  $\Delta\varphi$  вдоль луча при прохождении участка  $\Delta z = s_2 - s_1$  такой среды определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \omega \int_{s_1}^{s_2} n(s) ds, \text{ где } \omega \text{ — угл. частота, } c \text{ — скорость}$$

света в вакууме. Преобразование фазового фронта достигается либо профилированием границы Л. а.,  $\Delta s \neq \text{const}$  (системы с однородным  $n$ ), либо применением сред с неоднородным  $n(s)$ . Часто используют искусств. диэлектрич. среды, когда в обычные диэлектрики с  $n \approx 1$  вкраивают с разл. плотностью металлич. или диэлектрич. элементы (шарики, сфероиды, диски и др.) или металлич. порошок, достигая изменения эфф. показателя преломления практически по любому закону. Используют также искусств. среды, выполненные в виде блоков из обычных воловдов (одинаковых или различного сечения) или параллельных гофрированных металлич. листов. Если элетрич. вектор перпендикулярен металлич. листам, то между ними будет распространяться волна типа  $TEM$ , фазовая скорость  $c$  которой равна  $c$ . Наличие гофра создаёт эффект замедления: волна будто бы распространяется с  $v_{\text{эфф}} < c$  ( $n_{\text{эфф}} > 1$ ). Если же элетрич. вектор параллелен металлич. листам, то между ними будет распространяться волна типа  $TE$  и соответствующий набор ведёт себя как искусств. диэлектрик с  $n_{\text{эфф}} < 1$ . Если блок выполнен из воловдов различного сечения или из металлич. пластин с разл. расстояниями между ними, то получаем среду с неоднородным  $n_{\text{эфф}}$ .

Наиб. простым типом Л. а. являются линзы из однородного диэлектрика с соответствующим образом рассчитанным профилем одной или обеих её поверхностей.

Для уменьшения массы линз больших размеров выножат зонированными (рис. 1), при этом фаза волны в каждой зоне отличается на  $2\pi m$  ( $m=1, 2, \dots$ ). Зонированные линзы работают удовлетворительно в более узком диапазоне длин волн, чем обычные. Кроме того, у края каждой зоны возникают дифракц. явления, ухудшающие характеристики Л. а. Фокусирующие свойства неоднородных линз обеспечиваются выбранным законом изменения коэф. преломления. Первая линза из неоднородного диэлектрика последована Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) в 1860. Она имеет форму полушара. Линза с центр. симметрией в форме шара предложена Р. К. Люнебергом (R. K. Luneberg) в 1944.

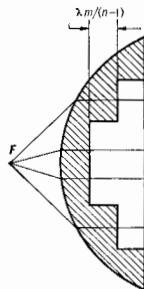


Рис. 1. Зонированная диэлектрическая линза.

Плоский фронт образуется на нек-рой плоскости, находящейся вне линзы. Такие линзы допускают поворот луча без искажения его формы в широком секторе углов до  $360^\circ$ , их изготавливают из большого числа сферич. слоев с пост.  $n$ . Число слоев, их толщина и  $n$  выбирают, исходя из допустимой фазовой ошибки. В линзе Максвелла, наз. линзой равной толщины, коэф. преломления зависит только от одной координаты. Все три линзы — фокусирующие, т. е. создают на выходе параллельный пучок лучей.

Применяют также и отражающие линзы. В широконаправлен-

ных линзах фазовый фронт на выходе должен быть сферическим или цилиндрическим. Отражат. линзы применяют, когда неоднородно перестраивают падающее на них излучение в заданном направлении. Известны два типа отражат. линз: рефлектор Люнеберга и линза Итона — Линмана. Первый тип представляет собой обычную линзу Люнеберга, в к-рой часть поверхности покрыта металлиз. слоем. Падающая на линзу волна фокусируется в соответствующей точке металлиз. покрытия и затем отражается. Проходя через линзу, она излучается в направлении, обратном направлению надения. Линза Итона — Линмана имеет форму шара (рис. 2). Коэф. преломления определяется ф-лой  $n(r) = n(R) \cdot [(2R/r) - 1]^{1/2}$ .

Рис. 2. Линза Итона — Линмана.

Л. а. нашли применение в радиолокации. Они удобны при работе в широкой полосе частот без перестройки, для обеспечения нужной диаграммы направленности; с их помощью легко осуществить поворот луча в широком секторе углов.

Линз. Задержки. Е. Г. Петрола Р. А. Линовые антенны, М., 1974. А. А. Агаев С. М., Вей Н. А., Морозов А. Н., Линовые антенны с электрически уравновешенными диаграммами направленности, М., 1987. Е. Г. Зельман.

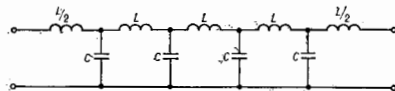
**ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ** — устройства для временной задержки элетрич. сигналов при достаточно малых искажениях их формы. Чаще всего Л. з. применяют для задержки на наст. время видеомпульсов. Для задержки на время  $\sim 1$  мкс применяют э л е к т р и ч. Л. з.; для более длительных задержек — а к т и в. ч. Л. з. При весьма длительных задержках используют записывающ. на магн. ленту; считывающее устройство отстоит от записывающего на расстоянии  $l = ut$ , где  $u$  — скорость движения ленты,  $t$  — время задержки.

Выделяют два вида элетрич. Л. з.: однородные и неценточечные. В качестве однородных Л. з. используют *линии передачи* (чаще всего выполненные в виде коаксиальных кабелей), в к-рых задержка обусловлена конечным временем распространения эл.-магн. колебаний со скоростью  $v = c/\sqrt{\epsilon\mu} = 1/\sqrt{L_1 C_1}$ , где  $\epsilon, \mu$  — диэлектрич. и магн. проницаемости,  $L_1$  и  $C_1$  — погонные (т. е. на единицу длины) индуктивность и ёмкость среды распространения.

В каждой точке Л. з. между бегущими по ней волнами напряжения  $U$  и тока  $I$  выполняется соотношение  $U = I\rho$ , где  $\rho = \sqrt{L_1/C_1}$  — волновое сопротивление линии. Типичные значения параметров Л. з., выполненной в виде коаксиального кабеля:  $\sqrt{\epsilon} \approx 1,5$ ,  $\rho \approx 50 - 100$  Ом, время задержки на единицу длины  $t_{\text{за}} \approx 5$  нс/м, необходимая длина Л. з.  $l = 2 \cdot 10^8 t_{\text{за}}$  м. Для увеличения  $t_{\text{за}}$  иногда применяют спец. Л. з. с увеличенными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Цепочка Л. з. (рис.) составлена из последовательно соединённых ячеек, состоящих из индуктивности  $L$  и ёмкости  $C$  и образующих фильтр ниж. частот. Задержка в таких Л. з. обусловлена развитием переходного процесса. Переходный процесс проявляется на выходе в виде сначала очень медленного (предельный импульс), а затем быстрого (сам импульс) нарастания сигнала с задержкой относительно входного импульса на время  $t_{\text{за}} \approx n\sqrt{LC}$ , где  $L, C$  — параметры ячеек,  $n$  — число ячеек. Частотные характеристики цепочечной Л. з., согласованной на конце, т. е. нагруженной на волновое сопротивление  $\rho = \sqrt{L/C}$ , приближаются к характеристикам линии передачи лишь в пределах полосы частот  $\Delta\omega_c = 1/\sqrt{LC}$ . В этой же полосе должна располагаться осн. энергия задерживаемых импульсов,

середотенной гл. обр. в частотном интервале  $\Delta\omega_{\text{д}} \approx \approx 2\pi/l_{\text{д}}$ , так что между длительностью импульса  $t_{\text{д}}$  и параметрами Л. з., по к-рой импульсы проходят без больших искажений, должно выполняться соотношение  $t_{\text{д}} \approx 2\pi\sqrt{LC}$ . При прохождении по Л. з. импульс сглаживается: возрастает длительность фронта и среза,



а также уменьшается амплитуда. Типовые пром. линии выполняются в виде сборок с промежуточными отводами обычно через промежутки, обеспечивающие задержку  $0,1 t_{\text{д}}$ . Для таких Л. з. типичны значения  $\rho \sim 300-750 \text{ Ом}$ , волоса  $\Delta\epsilon_{\text{с}} \sim 1,5-7 \text{ МГц}$ .

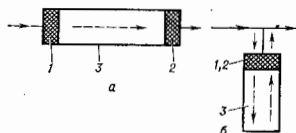
Л. з. (гл. обр. цепочечные) используют для селекции импульсов по длительности, для временного кодирования и декодирования импульсов. Действие таких схем основано на явлении отражения импульсов: от разомкнутого конца Л. з. импульс напряжения отражается без перемены знака, от короткозамкнутого конца — с противоположным знаком. Для того чтобы обратные волны, идущие от конца Л. з. к её началу, не прерывали новых отражений, необходимо согласовать линию в начале, т. е. выбрать выходное сопротивление генератора равным  $\rho$ .

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Ерофеев Ю. Н., Импульсная техника, М., 1984. Б. Х. Круцицкий.

**ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ** акустических сигналов — устройства для задержки электрических сигналов на время от долей мкс до десятков мс, основанные на использовании относительно малой скорости распространения упругих волн. Л. з. наз. ультравуковыми и (УЛЗ) при работе на частотах  $\omega$  волн от единицы до сотен МГц или г и при звуковых м (ПЛЗ) при  $\omega$  от 1 ГГц и выше. Л. з. применяются в качестве устройств акустоэлектроники для обработки сигналов в разл. областях электронной техники (радиолокац. аппаратура, телевидение, устройства связи и др.). Известны также акустооптич. Л. з., в к-рых для обнаружения сигнала на выходе Л. з. используется взаимодействие упругих волн со световым пучком.

Л. з. состоят из трёх эл. элементов (рис. 1, а): входного 1 и выходного 2 электракустических преобразователей, преобразующих электрич. колебания в упру-

Рис. 1. Схемы включения ультразвуковых линий задержки, работающих «на входе» (а) и «на отражении» (б).



гие на входе Л. з. и упругие колебания в электрические на её выходе, и звукопровода Л. з. механически связанного с преобразователями, в котором распространяются упругие волны. Т. к. скорость распространения последних примерно в  $10^6$  меньше скорости распространения электрич. волн, то время распространения упругих волн в звукопроводе и определяет время задержки сигнала. Л. з. могут работать «на проходе» (рис. 1, а), при этом входной и выходной преобразователи разделены, или «на отражении» (рис. 1, б), когда один и тот же преобразователь служит входным в момент прихода задерживаемого сигнала и выходным, когда с него снимается задержанный сигнал.

В качестве преобразователей в УЛЗ используются преим. пластины из монокристаллов пьезоэлектриков, пьезокерамика. В нек-рых случаях применяются маг-

нитостриктивные преобразователи. Звукопроводом УЛЗ служит твёрдая среда, в к-рой упругие волны распространяются с относительно малыми потерями.

Основные параметры Л. з.: 1) время задержки  $t_{\text{д}}$  зависит от длины пути, проходящего упругой волной в звукопроводе; 2) рабочая частота  $f_0$ , определяется преим. резонансной частотой преобразователей; 3) полоса пропускания  $\Delta f/f_0$  зависит в основном от добротности преобразователей; 4) потери  $D$ , вносимые Л. з., величина к-рых складывается из потерь на двухкратное электромеханич. преобразование на входе и выходе и потерь при распространении упругих волн в звукопроводе; 5) уровень ложных сигналов, т. е. сигналов, приходящих на выход Л. з. со временем задержки, отличающимся от заданного; он оценивается как отношение амплитуды ложного сигнала к амплитуде основного. В зависимости от назначения Л. з. могут рассматриваться и такие параметры, как температурный коэф. задержки, зависящий от материала звукопровода и в большинстве случаев равный от  $10^{-4}$   $1/^\circ\text{C}$  до  $10^{-6}$   $1/^\circ\text{C}$ ; неравномерность амплитудно-частотной характеристики, в значит. степени определяемой уровнем ложных сигналов, и др.

Акустические Л. з. можно условно разделить на три группы в зависимости от вида используемых упругих волн и от соотношения между длиной волны  $\lambda$  упругих колебаний, распространяющихся в звукопроводе, и его размерами.

Л. з. на объёмных волнах. К этой группе можно отнести УЛЗ, где объёмные волны (продольные или поперечные) распространяются по звукопроводу, размеры сечения к-рого существенно превышают  $\lambda$ . Электракустич. преобразователями здесь служат однопользовочные пластины из пьезоэлектриков (кристаллич. кварц, ниобат лития и др.). Звукопроводами для них изготавливаются из плавленного кварца, спец. стекла, монокристаллов кварца и солей NaCl, KCl и др., а также магниевого сплава. Соответственно эти УЛЗ наз. кварцевыми, стеклянными, монокристаллическими и магниевыми. Увеличение  $t_{\text{д}}$  в пределах заданного размера звукопровода может быть достигнуто за счёт многократных отражений упругих волн на пути от входа до выхода УЛЗ (рис. 2). Эти УЛЗ работают в основном на частотах от единицы до 100 МГц и более и обеспечивают время задержки до 3—4 мс. У таких УЛЗ  $\Delta f/f_0$  обычно лежит в пределах от 0,1 до 0,5 и уровень ложных сигналов составляет от —26 дБ до —40 дБ. Вносимые потери  $D$  в зависимости от параметров преобразователей длительности задержки и материала звукопровода могут

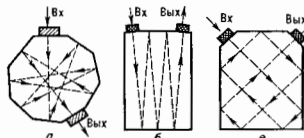


Рис. 2. Направления распространения ультразвукового пучка в ультразвуковых линиях задержки с звукопроводами различной формы: а — многоугольной; б — прямоугольной с малыми углами отражения; в — прямоугольной с углами отражения  $45^\circ$ .

варьироваться в значит. интервале от 20 дБ до 70 дБ. Применение этих УЛЗ, в особенности магневых, а частично и УЛЗ на основе солей монокристаллов, быстро сокращается благодаря развитию микроэлектроники и, в частности, цифровой техники, позволяющей реализовать широкий диапазон задержек, не прибегая к использованию сравнительно громоздких акустоэлектронных аналоговых устройств.

УЛЗ, работающие на объёмных волнах, также относятся к рассматриваемой группе Л. з. Возбуждение и

приём гиперволна в ГЛЗ со звукопроводами из пьезоэлектриков (сапфир, рубин и др.) осуществляется плёночными *пьезоэлектрическими преобразователями*, в основном CdS и ZnO, напылёнными на предварительно металлизированные торцы бруска (рис. 3, а). Реже

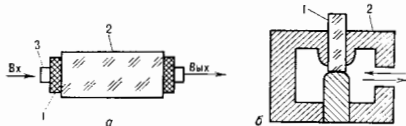


Рис. 3. Пьезоэлектрические линии задержки: а — плёночными преобразователями (1 — плёнка, 2 — звукопроводом, 3 — электрод); б — со звукопроводом 1 из пьезоэлектрика, закреплённым в резонаторе 2.

применяются *магнитоэлектрические преобразователи* в виде никелевых плёнок. Время задержки в таких ГЛЗ редко превышает 15–20 мкс на частотах 1–3 ГГц и уменьшается до 1–5 мкс с повышением  $f_0$  до 10 ГГц. Потери в этих ГЛЗ обычно составляют до 50–70 дБ при  $\Delta f/f_0 \sim 0,2-0,3$ . Из-за впадины плёнок преобразователи приходится ограничивать ср. мощность импульсов, подаваемых на вход ГЛЗ, величиной  $\sim 50-100$  мВт. Для повышения допустимой величины импульсной мощности применяют многоэлектродные плёночные преобразователи, представляющие собой ряд последовательно включённых участков плёнки с площадью каждого из них, уменьшенной пропорционально числу участков.

В ГЛЗ со звукопроводами из пьезоэлектрика (напр., из кристаллич. кварца или ниобата лития) преобразование осуществляется также и путём неосредств. взаимодействия электрич. поля эл.-магн. резонатора с приповерхностным слоем звукопровода, закреплённого в этом резонаторе (рис. 3, б). Такие ГЛЗ работают на частотах до 3–4 ГГц и обеспечивают задержки до 10–15 мкс при  $\Delta f/f_0 \approx 0,01-0,02$  и  $D$  до 70–100 дБ; максимально допустимая импульсная мощность на входе здесь достигает 1 кВт.

Потери в звукопроводах из диэлектрич. монокристаллов могут быть существенно уменьшены путём понижения темп-ры  $T$  до значений  $T_d \leq T \leq 0,1 T_d$ , где  $T_d$  — темп-ра Дебая для этих кристаллов.

Переменные ГЛЗ (с переменным значением  $\tau$ ) и дисперсионные ГЛЗ (с  $\tau$ , зависящим от частоты) реализуются с применением *магнитоупругих волн*, возбуждаемых в магнитоупорядоченных кристаллах (напр., в железитриевом гранате). Изменение задержки здесь достигается переносом областей возбуждения и приёма магнитоупругих волн (т. е. иерерпосом областей перехода *спиново* волн в упругие на входе ГЛЗ и обратного перехода на её выходе), что достигается изменением напряжённости  $H_0$  внешнего постоянного магн. поля. Пределы изменения  $\tau$  в переменных ГЛЗ составляют примерно 1–10 мкс,  $D$  — ок. 70 дБ на частотах до 3 ГГц, а  $\Delta f/f_0$  обычно не превышает 0,05–0,1. В дисперсионных ГЛЗ на магнитоупругих волнах используется эффект дисперсии скорости волн при определённых значениях  $H_0$ . В железитриевом гранате дисперсия составляет доли мкс в отнотс. полосе пропускания до 0,01.

Л. з. на *поверхностных акустических волнах*. УЛЗ и ГЛЗ на *поверхностных акустических волнах* (ПАВ) получают широкое распространение в качестве микроинвариантных устройств для обработки сигналов. Ввод и снятие сигнала здесь осуществляются с помощью встречно-штыревых преобразователей, каждый из к-рых представляет собой решётку в виде ряда противофазных электродов — параллельных носов в основном из алюминия, — нанесённых на поверхность звукопровода из пьезоэлектрика (рис. 4), напр. из кристаллич. кварца

или ниобата лития. Ширина носов (электродов) встречно-штыревых преобразователей и интервалов между ними равна  $1/4$  длины волны излучаемых (принимаемых) АВ. Известны также УЛЗ на ПАВ, в к-рых материалом для встречно-штыревых преоб-

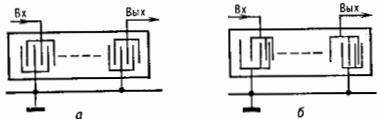


Рис. 4. Схемы ультразвуковых линий задержки на поверхностных волнах с преобразователями в виде неиндуктивных (а) и индуктивных (б) решёток.

зователей служит пьезооксид (напр., ZnO или CdS), а звукопровод изготавливается из пьезоэлектрика. УЛЗ на ПАВ работают на частотах от единиц до сотен МГц, а ГЛЗ — до 2–3 ГГц. Ограничение по  $f_0$  здесь обусловлено в основном технологией изготовления встречно-штыревых преобразователей (при использовании фотолитографии, напр., макс. значение  $f_0 \approx 400$  МГц, а в случае применения электролитографии или рентгенолитографии — до неск. ГГц). Время задержки в УЛЗ на ПАВ обычно не превышает 150–200 мкс. Величина  $\Delta f/f_0$  составляет 0,1–0,5, а  $D$  до 40–50 дБ. В ГЛЗ время задержки составляет единицы мкс.

Наиб. широкое применение УЛЗ на ПАВ нашли в качестве многоотводных, фазоманипулируемых и дисперсионных УЛЗ. Многоотводные УЛЗ (рис. 5) могут иметь число отводов, определяемое, с

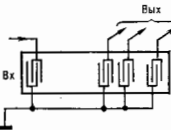


Рис. 5. Многоотводные линии задержки на поверхностных волнах.

Фазоманипулируемая линия задержки на ПАВ (а), чередование полярностей электродов которой позволяет получить фазокодированный сигнал вида б.

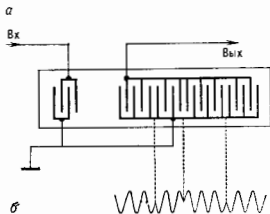


Рис. 6. Фазоманипулируемая линия задержки на ПАВ (а), чередование полярностей электродов которой позволяет получить фазокодированный сигнал вида б.

одной стороны, максимально допустимой задержкой, с другой — мин. временным интервалом между отводами, равным примерно 0,1–0,2 мкс. Фазоманипулируемые УЛЗ широко используются в

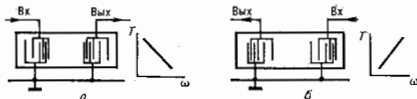


Рис. 7. Схемы дисперсионных линий задержки, у которых: а — время задержки  $T$  с увеличением частоты  $\omega = 2\pi f$  уменьшается; б — время  $T$  с увеличением  $\omega$  увеличивается.

качестве пассивных устройств обработки фазокодированных сигналов с бинарными кодами (с изменением фазы сигнала на  $\pi$ ). В этих УЛЗ чередование полярностей или фаз электродов встречно-штыревых преобразователей (рис. 6, а) задаётся в соответствии с необходи-

мостью получения определённого распределения фаз в фазокодированном сигнале (рис. 6, 6). Дисперсия УЛЗ, применяемые для пассивного формирования и сканирования частотно-модулированных (ЧМ) сигналов, позволяют относительно просто задавать как линейный, так и нелинейный законы частотной модуляции, обеспечивая любой (положит. или отрицат.) наклон дисперсионной характеристики (рис. 7). Дисперсия здесь имитируется благодаря разнице в расстояниях между участками входной и выходной решёток, работающими на разных частотах. Такие УЛЗ формируют ЧМ-сигналы длительностью до 200—250 мкс,  $\Delta f/f_0$  может составлять до 0,5—0,6. При использовании этих УЛЗ для формирования и последующего сканирования ЧМ-сигналов (оптимальная фильтрация) коэф. сканирования (произведение длительности ЧМ-сигнала на нососу пропускания) может достигать 1000. Известны также дисперсионные УЛЗ, у к-рых входом и выходом служат две эквидистантные решётки, а эффект дисперсии имитируется с помощью двух отражающих неэквидистантных решёток, выполненных в виде двух рядов отражающих элементов (канавок, металл. полосок и др.), расположенных под углом 90° друг к другу и под углом 45° к направлению распространения ПАВ. Такие УЛЗ также могут формировать ЧМ-сигналы с любым знаком дисперсионной характеристики и обеспечивают длительность ЧМ-сигнала до 400 мкс, а коэф. сканирования до 5000.

Волноводные УЛЗ составляют третью группу УЛЗ. Они работают на объёмных волнах, распространяющихся в звукопроводе, размеры сечения к-ро соизмеримы с  $\lambda$ . К ним относятся полосковые (ленточные) УЛЗ, в к-рых используются продольные и поперечные волны, и волноводные УЛЗ, в к-рых используются продольными и преим. крутильными волнами. Такие УЛЗ работают на частотах до 10—15 МГц и обеспечивают задержку до 100 мкс и более (на частотах порядка

ка 1—3 МГц). Величина  $\Delta f/f_0$  у них достигает 0,5, а  $D$  составляют до 30—40 дБ. В полосковых УЛЗ используются поперечные упругие волны с направлением поляризации вдоль ширины ленты (поперечная нормальная поперечная волна). В случае распространения в ленточном звукопроводе продольных волн или поперечных с поляризацией по толщине ленты (первая нормальная поперечная волна) возникает эффект дисперсии. Относит. низкочастотность таких УЛЗ и соответственно их узкополосность сделали возможной практически почти полную замену их цифровыми устройствами. Исключение пока составляют полосковые дисперсионные УЛЗ с использованием отражающих структур типа IMCON, работающих на педисперсионных поперечных волнах, поляризованных по ширине ленты (нормальная поперечная волна). Эффект дисперсии здесь создается двумя отражающими неэквидистантными решётками с канавками, по конфигурации и взаимному расположению не отличающимися от показанных на рис. 8. Звукопроводом в этих УЛЗ служат металл. лента толщиной  $\lambda/2$ . Преобразование на входе и выходе УЛЗ осуществляется двумя неэквидистантными, закреплёнными (приклея или припаян) на торце ленты вблизи от мест расположения встречно-штыревых преобразователей. Дисперсионные узлы УЛЗ типа IMCON работают на частотах до 20—30 МГц, с относит. полосой пропускания до 0,5 и могут обеспечить коэф. сканирования примерно до 1000. Однако с развитием высочайших аналогов-цифровых преобразователей можно и здесь ожидать перехода на цифровые устройства.

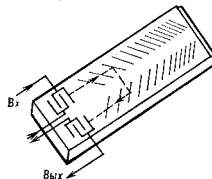
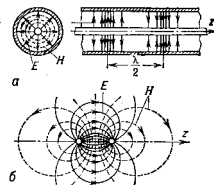


Рис. 8. Дисперсионная линия задержки с отражающими канавками.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мазона, пер. с англ., т. 1, М., 1968; Соколинский А. Г., Сухаревский Ю. М., Магниева ультразвуковые линии задержки, М., 1966; Пезодупированные преобразователи и их применение, М., 1973; Карзинкин В. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975; Тагер Д. К., Рэммон В., Гитерман в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Фильтры на поверхностных акустических волнах, под ред. Г. Маттёкса, пер. с англ., М., 1981.

**ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ** (длинные линии) — системы, состоящие из двух или неск. параллельных проводников и предназначенные для передачи по ним эл.-магн. энергии. Поперечные размеры таких Л. п. малы по сравнению с продольными, а часто и по сравнению с длиной волны  $\lambda$  передаваемых колебаний (отсюда термин «длинные линии»). Впервые Л. п. появились в 30-х гг. 19 в. в телеграфии, а в кон. 19 в. их стали применять для передачи энергии перемен. тока. Различают экранированные Л. п. (напр., коаксиальная кабель) и открытые Л. п. (напр., двухпроводная Л. п., состоящая из двух параллельных проводников). Иногда под Л. п. понимают любые системы, позволяющие передавать энергию пост. или перемен. токов и включающие в себя не только многопроводные Л. п., но и разл. волноводы, квазиоптич. и оптич. Л. п. (см. Квазиоптика) и др.

В идеальной Л. п. без потерь распространяются только такие волны, в к-рых эл. и магн. поля строго поперечны (ТЕМ-моды, см. Волновод металлоэлектрический). Распределение этих полей по сечению в точности повторяет распределение эл. и магн. поля  $E$  внутри цилиндрич. конденсатора и магн. поля  $H$  в системе цилиндрич. проводников с продольными токами (рис.). В многопроводных Л. п. существует  $N$  независимых решений ( $N$  — число



Структура электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей в линиях передачи: а — в коаксиальной кабеле (поперечное и продольное сечения); б — в двухпроводной линии (поперечное сечение).

проводников), им соответствует  $N$  независимых мод. Одну из них (для к-рой суммарный заряд всех проводников отличен от нуля) в системе с идеальными проводниками реализовать нельзя, т. к. она переносит бесконечно большой поток энергии, поэтому в  $N$ -проводной линии может распространяться  $N-1$  независимых мод. Это обстоятельство используют для многоканальной передачи в многопроводных Л. п. Все ТЕМ-моды распространяются со скоростью света в заполняющей Л. п. среде. Благодаря квазиэлектрич. структуре полей при описании процессов в Л. п. можно оперировать не с полями, а с зарядами  $Q$ , токами  $I$  и напряжениями  $V$ . Соответствующие ур-ния наз. телеграфными уравнениями, для двухпроводной идеальной линии в СИ они имеют вид

$$\frac{\partial I}{\partial z} = C \frac{\partial V}{\partial t}, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = -L \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (*)$$

где  $L$  и  $C$  — погонные индуктивность и ёмкость Л. п.,  $z$  — координата,  $t$  — время. Общее решение ур-ний (\*) для пост.  $L$  и  $C$  представляет собой суперпозицию волн:  $I = A \exp(i\omega t - ikz)$ ,  $V = A Z_0 \exp(i\omega t - ikz)$ , где  $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ ,  $v = (LC)^{-1/2}$  — скорость распространения волн в заполняющей Л. п. среде,  $Z_0 = (L/C)^{1/2}$  — волновое сопротивление Л. п. Оптимальная передача энергии осуществляется в режиме безрефлексивной волны, когда Л. п. нагружена на сопротивление, равное волновому.

Однородные потери в среде не изменяют структуру поля ТЕМ-моды, но помимо ослабления сигнала вносят фазовые искажения из-за дисперсии (волны разных частот распространяются с разными фазовыми скорос-



тями). Однако ур-ния (\*) сохраняют смысл и в этом случае, если их применять для гармонич. процессов с заменой  $C \rightarrow C + \sigma i \omega$  ( $\sigma$  — погонная проводимость среды). Потери в проводниках Л. п. приводят к появлению продольных составляющих поля  $E$  и, следовательно, к трансформации моды  $TEM$  в моду  $TE$ . В этом случае уравнения (\*) (при замене  $L \rightarrow L + \rho i \omega$ ),  $\rho$  — погонное сопротивление проводников) справедливы лишь приближенно, пока поперечные размеры Л. п. малы по сравнению с  $\lambda$ . То же относится и к изогнутым, перекрученным и подвергнутым др. деформациям Л. п.

С учётом  $\sigma$  и  $\rho$  волновое сопротивление Л. п. становится комплексным:  $Z_w = (\rho + i \omega L)^{1/2} (\sigma - i \omega C)^{-1/2}$ . При передаче сигналов по таким Л. п. на протяжённых трассах, напр. в межконтинентальных подводных кабелях, помимо промежуточных усилителей приходится вводить также и фазовые корректоры.

Лит.: Пирс Д.ж., Символы, сигналы, шумы. Закономерности и процессы передачи информации, пер. с англ., М., 1967; Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978.

М. А. Вильнер, А. И. Смирнов.

**ЛИНИЯ ТОКА** в гидро- и аэродинамике — линия, в каждой точке  $k$ -рой касательная к ней совпадает по направлению со скоростью частицы жидкости или газа в данный момент времени. Совокупность Л. т. позволяет наглядно представить картину течения жидкости или газа в данный момент времени, давая как бы моментальный фотоп. снимок потока.

Л. т. могут быть найдены аналитически, если известны компоненты скорости потока в каждой точке  $v_x, v_y, v_z$ . В этом случае Л. т. получают интегрированием дифференц. ур-ний Л. т.:

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z},$$

где время  $t = \text{const}$ . Если поток ирротационный, т. е. при соответствующем выборе системы координат  $v_z = 0$ , а  $v_x$  и  $v_y$  зависят только от  $x, y, t$ , то для несжимаемой жидкости и установившегося течения газа эти ур-ния могут быть проинтегрированы в общем виде с помощью функции тока  $\psi$ . Ур-ние семейства Л. т. имеет в этом случае вид  $\psi(x, y, t) = \text{const}$ .

Л. т. могут быть определены экспериментально, если течение сделано видимым с помощью взвешенных частиц, шелковинки, окрашенных струек или др. способов; при фотографировании такого течения с короткой выдержкой получают Л. т. Если течение жидкости установившееся, т. е. скорость в каждой точке не изменяется со временем, то Л. т. совпадают с траекториями частиц.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Соловьев Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1, М., 1983.

**ЛИПМАНА — ШВИНГЕРА УРАВНЕНИЕ** — интегральное ур-ние для волновой ф-ции неупругого спектра, а также интегральное ур-ние для амплитуды рассеяния одной или неск. нерелятивистских частиц [1—3]. Для трёх и более частиц Л.—Ш. у. не обеспечивает однозначности решения. В этом случае пользуются ур-ниями Фаддеева (для трёх частиц) [4] и ур-ниями Якубовского (для четырёх и более частиц) [5]. Л.—Ш. у. введено впервые Б. Липманом (B. Lippmann) и Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1950. Наиб. значение в приложении имеет Л.—Ш. у. для амплитуды рассеяния  $f(k', k, \mathcal{E})$  двух частиц:

$$f(k', k, \mathcal{E}) = -\frac{m}{2\pi} V(k', k) +$$

$$+ \int \frac{V(k'', k') f(k'', k, \mathcal{E}) d^3k''}{\mathcal{E} - (k'')^2/2m + i0} \frac{d^3k''}{(2\pi)^3},$$

где  $k, k'$  — отнесен. импульсы частиц до и после рассеяния,  $\mathcal{E}$  — суммарная энергия частиц в системе центра инерции,  $m$  — приведенная масса,  $V(k', k)$  — фурье-

образ потенциала, причём в случае локального потенциала  $U(r)$

$$V(k', k) = V(k - k') = \int U(r) \exp[i(k - k')r] r^2 dr$$

(здесь и ниже положено  $\hbar = 1$ ). Аргументы амплитуды рассеяния для реального процесса связаны соотношением  $k^2/2m = (k')^2/2m = \mathcal{E}$ . Если это соотношение не выполнено, Л.—Ш. у. определяет амплитуду вне эрстатич. поверхности. Такая амплитуда входит в качестве ядра в ур-ние Фаддеева.

Л.—Ш. у. для парциальной амплитуды  $f_l(k', k, \mathcal{E})$ , т. е. для коэф. в разложении амплитуды рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

$$f(k', k, \mathcal{E}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(k', k, \mathcal{E}) P_l(\cos \theta),$$

где  $\theta$  — угол рассеяния, в случае сферически симметричного потенциала имеет вид

$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = -\frac{m}{2\pi} V_l(k', k) +$$

$$+ \int_0^{\infty} \frac{V_l(k'', k') f_l(k'', k, \mathcal{E}) (k'')^2 d^3k''}{\mathcal{E} - (k'')^2/2m + i0} \frac{d^3k''}{2\pi^3},$$

где

$$V_l(k', k) = 2\pi^2 (kk')^{-1/2} \int_0^{\infty} U(r) J_{l+1/2}(k'r) J_{l+1/2}(kr) r dr$$

( $J_{l+1/2}$  — ф-ция Бесселя). Для сферически несимметричного потенциала амплитуды  $f_l(k', k, \mathcal{E})$  удовлетворительные значения имеют лишь при  $l$  ур-ий.

Решение Л.—Ш. у. если применена возмущений теория, может быть представлено в виде суммы членов ряда по степеням взаимодействия  $V(k', k)$ . Первый член этого ряда  $(-m/2\pi)V(k', k)$  наз. *борновским приближением*. Другой распространённый приближённый метод решения состоит в аппроксимации  $V_l(k', k)$  конечной суммой:

$$V_l(k', k) = \sum_{i=1}^n \lambda_i v_i(k', k),$$

где  $v_i(k)$  и  $\lambda_i$  — подходящим образом подобранные ф-ции и параметры, а число слагаемых определяет точность приближения (т. е. с в я р а б е л ь н о с т ь п р и б л и ж е н и я). Тогда подстановка в Л.—Ш. у. парциальной амплитуды, представленной в виде

$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = \sum_{i=1}^n \lambda_i v_i(k') \tau_i(k, \mathcal{E}),$$

приводит к системе линейных алгебр. ур-ний для неизвестных ф-ний  $\tau_i(k, \mathcal{E})$  [6]. Для взаимодействия вида  $V_l(k', k) = \lambda v_l(k') v_l(k)$  имеется точное решение:

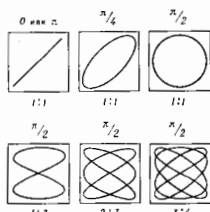
$$f_l(k', k, \mathcal{E}) = \frac{-(m/2\pi) \lambda v_l(k') v_l(k)}{1 - (\lambda/2\pi^2) \int_0^{\infty} [v_l^2(k'') (\mathcal{E} - k''^2/2m + i0)] k'' dk''}.$$

Лит.: 1) Липман В. А., Швингер J., Variational principles for scattering processes, «Phys. Rev.», 1950, в. 79, р. 489; 2) Бьюкстон Р., Теория рассеяния волн и частиц, пер. с англ., М., 1969; 3) Вазь А. И., Зельдович И. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1974; 4) Фаддеев Л. Д., Теория рассеяния для системы из трёх частиц, «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 1459; 5) Якубовский Я. О. А., Об интегральных уравнениях теории рассеяния для  $N$ -частич. «Ядер. физика», 1967, т. 5, с. 1312; 6) Врэй Д. ж. Е., Джэксон А. Д., Кулион-нуклоны взаимодействия, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Карманов.

**ЛИССАЖУ ФИГУРЫ** — замкнутые траектории, просматриваемые точкой (след электронного луча), совершающей одновременно два гармонич. колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Впервые

изучены Ж. Лиссажу (J. A. Lissajous). Вид Л. ф. зависит от соотношения между периодами (частотами), фазами и амплитудами обоих колебаний. В простейшем случае равенства обоих периодов Л. ф. представляет собой эллипс, к-рые при разности фаз  $\varphi=0$  или  $\varphi=\pi$  вырождаются в отрезки прямых, а при  $\varphi=\pi/2$  и равенстве амплитуд превращаются в окружность (рис.). Если периоды обоих колебаний не совпадают точно, то  $\varphi$  всё время меняется, вследствие чего эллипс непрерывно деформируется. При существенно различных периодах эллипс деформируется быстро, картина размывается и Л. ф. не наблюдаются. Однако если периоды относятся как целые числа, то через промежуток времени, равный наименьшему кратному обоим периодам, движущаяся точка снова возвращается в то же положение — получают Л. ф. более сложной формы. При этом число касаний Л. ф. сторон прямоугольника, в к-рый она вписывается, даёт отношение периодов обоих колебаний.



Вид фигур Лиссажу при различных соотношениях периодов (1:1, 1:2 и т. д.) и разности фаз.

пьющих пластин подведены верев, напругающая с равными или кратными периодами. Вид Л. ф. позволяет определить соотношения между периодами и фазами обоих колебаний. Если колебания, к-рые совершает точка, происходят не по гармоническому, а по более сложному закону, но с одинаковым периодом, то получают замкнутые траектории, аналогичные Л. ф., но искажённой формы. По виду этих фигур можно судить о форме колебаний. Т. о., наблюдение Л. ф. — удобный метод исследования соотношения между периодами и фазами колебаний, а также и формы колебаний.

**ЛИТИЙ** (Lithium), Li, — хим. элемент I группы периодич. системы элементов ат. номер 3, ат. масса 6,941, относится к щелочным металлам. Природный Li состоит из смеси стабильных  ${}^6\text{Li}$  (7,5%) и  ${}^7\text{Li}$  (92,5%) с сильно различающимися сечениями  $\sigma$  захвата тепловых нейтронов (для  ${}^6\text{Li}$   $\sigma=9,12 \cdot 10^{-28}$  м<sup>2</sup>, а для  ${}^7\text{Li}$   $\sigma=3,3 \times 10^{-28}$  м<sup>2</sup>). Электронная конфигурация  $1s^2 2s^1$ . Энергии последоват. ионизации равны 5,39, 75,64 и 122,42 эВ. Энергия сроства к электрону 0,59 эВ. Кристаллохим. радиус атома 0,153 нм, иона  $\text{Li}^+$  0,068 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

В свободном виде — пластичный, очень мягкий сербристо-белый металл, быстро тускнеет на воздухе вследствие образования плёнки оксида и нитрида. При нормальной темп-ре устойчивая модификация Li с объёмноцентрированной кубич. решёткой с параметром  $a=0,35023$  нм, при темп-ре  $-195^\circ\text{C}$  она переходит в модификацию, обладающую гексагональной решёткой. Плотность 0,539 кг/дм<sup>3</sup> (наименьшая среди всех металлов).  $t_{\text{пл}}=180,5^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{кип}}=1336,6^\circ\text{C}$ ; теплотворность  $c_p=24,85$  Дж/(моль · К), теплота плавления 3,0 кДж/моль, теплота испарения 133,7 кДж/моль. Характеристич. темп-ра 370 К. Влажность жидкого Li, 0,5915 (при темп-ре 183,4 К) и 0,4548 мПа · с (при 285,5 К). Газообразный Li состоит из двухатомных молекул  $\text{Li}_2$ , межъядерное расстояние в к-рых 0,2672 нм, энергия диссоциации 99,0 кДж/моль (0 К). Коэф. теплопроводности 71 Вт/(м · К)(0–100 К). Уд. сопротивление 0,0835 мкОм · м (при 0 К); ср. температурный коэф. сопротивления 4,5 · 10<sup>-3</sup>. Li, парамагнитен, магн. восприимчивость  $+2,04 \cdot 10^{-9}$  (при 20 К). Тв. по Моссу 0,6, по Бриггелю 5 МПа. Модуль упругости 5 ГПа, предел прочности при растяжении 115 МПа.

В соединениях проявляет степень окисления +1. Распад  ${}^7\text{Li}$  используют как теплоноситель в ядерных реакторах;  ${}^6\text{Li}$  применяют для получения трития по ядерной реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . Деутерид лития  ${}^6\text{LiD}$  используют в ядерном оружии. Металлич. Li (природная смесь изотопов) используется как легирующий добавка к разл. сплавам. Гидроксид Li, LiOH применяют в щелочных аккумуляторах. Метаниобат Li,  $\text{LiNbO}_3$  и метанталаит Li,  $\text{LiTaO}_3$  являются сегнето- и пьезоэлектриками, они используются для модуляции лазерного излучения.

**ЛИУВИЛЛЯ ТЕОРЕМА** — теорема механики, согласно к-рой фазовый объём системы, подчиняющийся ур-ниям механики в форме Гамильтона, остаётся постоянным при движении системы. Теорема установлена Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1838.

Состояние механ. системы, определяемое обобщёнными координатами  $q=(q_1, q_2, \dots, q_N)$  и каноническими сопряжёнными обобщёнными импульсами  $p=(p_1, p_2, \dots, p_N)$  ( $N$  — число степеней свободы системы), можно изобразить точкой в пространстве  $2N$  измерений (фазовое пространство). Изменение состояния системы во времени представляется как движение такой фазовой точки в  $2N$ -мерном фазовом пространстве. Если в нач. момент времени фазовые точки  $p^0, q^0$  непрерывно заполняют нек-рую область  $G_0$  в фазовом пространстве, а с течением времени перешли в др. область  $G_t$  этого пространства, то, согласно Л. т., соответствующие фазовые объёмы ( $2N$ -мерные интегралы) равны между собой:  $\int_{G_t} dp^i dq^j = \int_{G_0} dp^i dq^j$ . Т. о., движение точек, изображающих состояния системы в фазовом пространстве, подобно движению несжимаемой жидкости.

Л. т. является следствием того, что якобиан преобразования из переменных  $p^0, q^0$  к переменным  $p, q$  (т. е. якобиан канонич. преобразования) в силу Гамильтона уравнений равен 1:

$$D(p, q)/D(p^0, q^0) = 1,$$

поэтому  $dp^i dq^j = dp^i dq^j$ .

Л. т. позволяет ввести ф-цию распределения для плотности вероятности нахождения фазовых точек  $p, q$  в элементе фазового объёма  $dpdq$  и вывести для неё Лиувилля уравнение, являющееся основой статистич. физики.

Лит.: Голдштейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, гл. 8; Синг Дж. Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963, § 98; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983, с. 152.

**ЛИУВИЛЛЯ УРАВНЕНИЕ** — ур-ние для ф-ции распределения плотности вероятности частиц в фазовом пространстве — основное ур-ние статистич. физики. Ур-ние для статистич. оператора (матрицы плотности) в квантовой статистич. механике также наз. Л. у., но иногда ур-нением фон Неймана.

Инвариантность фазового объёма при движении фазовых точек, изображающих системы в фазовом пространстве (Лиувилля теорема), позволяет ввести ф-цию их распределения  $f(p, q)$ , так что  $dw=f(p, q)dpdq$  — вероятность найти фазовые точки  $p, q=(p_1, \dots, p_N, q_1, \dots, q_N)$  в элементе фазового объёма  $dpdq$ . При движении системы фазовых точек их число сохраняется, поэтому при переходе из элемента фазового объёма  $dpdq$  в  $dp'dq'$  выполняется равенство  $f(p, q)dpdq = f(p', q')dp'dq'$ , откуда следует, что  $f(p, q)=f(p', q')$ , т. е. ф-ция распределения постоянна вдоль фазовых траекторий системы. В результате полная производная ф-ции распределения во времени равна нулю:

$$\frac{df}{dt} = \frac{df}{dt} + \sum_i \left( \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} \right) = 0,$$

откуда с учётом ур-ний Гамильтона

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

следует  $J_1$  у:

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

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

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

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

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

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

Лит. см. при ст. Статистическая физика. Л. Н. Зубарев. **ЛЮБИЦА — ОНСАГЕРА КВАНТОВАНИЕ** — обобщение правила орбитального квантования электронов в магн. поле (см. Ландау уровни) для случая инвариального закона дисперсии носителей заряда в металлах. В металле для электронов, находящихся вблизи ферми-поверхности, значения энергии уровней Ландау  $\epsilon_n \sim \epsilon_F$  ( $\epsilon_F$  — энергия Ферми) намного превосходят характерное расстояние между ними  $\hbar\omega_c$  ( $\omega_c = eH/m^*c$  — циклотронная частота,  $e$  и  $m^*$  — заряд и эфф. масса носителя). Обычно в металлах в поле  $H \sim 10^4$  э отношение  $\epsilon_F/\hbar\omega_c \sim 10^4$ . Поэтому в металлах орбитальное квантование описывается квазиклассически, а уровни Ландау характеризуются высокими квантовыми числами ( $n \sim 10^4$ ). При этом разность соседних разрешённых уровней Ландау  $\Delta\epsilon_n = \epsilon_n - \epsilon_{n-1}$  для носителей с фиксированной проекцией  $k_H$  волнового вектора  $k$  на направление  $H$  определяется периодом  $T_n$  движения по соответствующей (замкнутой) орбите (в импульсном пространстве) на поверхности Ферми:  $\Delta\epsilon_n(k_H) = 2\hbar k_H/T(\epsilon)$ . Очевидно, что период движения по орбите с фиксированной энергией  $T(\epsilon)$  на поверхности Ферми определяется площадью сечения  $S(\epsilon)$  поверхности Ферми данной орбитой  $T(\epsilon) = (c/eH)(\partial S/\partial \epsilon)$ . Т. к. движение частицы квазиклассично  $\Delta\epsilon \ll \epsilon_n$ , то  $\partial S_n/\partial \epsilon_n = (S_{n+1} - S_n)/(\epsilon_{n+1} - \epsilon_n)$  и условие орбитального квантования для электронов в металле фактически задаёт изменение площади, охватываемой орбитой в импульсном пространстве, при переходе с одной орбиты на другую:  $\Delta S = S_{n+1} - S_n = 2\pi\hbar^2 H c$ . Это условие означает, что Л.—О. к. является фактически квантованием площади  $S_n = (2\pi\hbar^2 H c)(n + \gamma)$ , где безразмерная величина  $\gamma(k_H)$  в простейших случаях близка к  $1/2$ .

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

Лит.: Киттель Ч. Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1987; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая теория металлов, М., 1971; Андрофф Н., Мерми и Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Абрикосов А. А., Мейеровский металлург. М., 1987. **ЛИХТЕНБЕРГА ФИГУРЫ** — картины распределения искривленных каналов, стелющихся по поверхности твёрдого диэлектрика при т. н. скольжении разряда. Впервые

наблюдались Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) в 1777.

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

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

Лит.: Lee T. D., Yang C. N., Statistical theory of equations of state and phase transitions II, Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 410, 419; Хуанг К. С., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966.

М. В. Фейсман. **ЛЮБОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — то же, что аэродинамическое сопротивление.

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

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

$$X_n \cdot 2^n + \dots + X_2 \cdot 2^2 + X_1 \cdot 2^1 + X_0 \cdot 2^0.$$

Напр., двоичное число  $1101_2 = 1 \cdot 8 + 1 \cdot 4 + 0 \cdot 2 + 1 \cdot 1 = 13$ . Поэтому при описании работы Л. с. необходимо различать, выступает данный сигнал в качестве числа или в качестве логич. переменной.

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

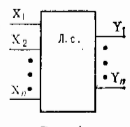


Рис. 1.

ских ф-ций 2<sup>2n</sup>. Логич. ф-ции одного и двух независимых аргументов, т. е. элементарные логич. ф-ции, приведены в табл. 1.

Табл. 1

Функция (операция)	Аргументы:				Выражение через 3 осн. операции	Название логич. ф-ции
	X <sub>1</sub>	0	1	1		
Y <sub>0</sub> = 0	0	0	0	0	0	константа нуль
Y <sub>1</sub> = X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	0	0	0	1	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	конъюнкция (операция И)
Y <sub>2</sub> = X <sub>1</sub> ∩ X <sub>2</sub>	0	0	1	0	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	запрет по X <sub>2</sub>
Y <sub>3</sub> = X <sub>1</sub>	0	0	1	1	X <sub>1</sub>	тождественность X <sub>1</sub>
Y <sub>4</sub> = X <sub>1</sub> ∩ X <sub>2</sub>	0	1	0	0	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	запрет по X <sub>1</sub>
Y <sub>5</sub> = X <sub>2</sub>	0	1	0	1	X <sub>2</sub>	тождественность X <sub>2</sub>
Y <sub>6</sub> = X <sub>1</sub> ⊕ X <sub>2</sub>	0	1	1	0	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub> ∨ X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	сумма по модулю два
Y <sub>7</sub> = X <sub>1</sub> ∨ X <sub>2</sub>	0	1	1	1	X <sub>1</sub> ∨ X <sub>2</sub>	дизъюнкция (операция ИЛИ)
Y <sub>8</sub> = X <sub>1</sub> ↓ X <sub>2</sub>	1	0	0	0	X <sub>1</sub> ∨ X <sub>2</sub>	стрелка Пирса (операция ИЛИ-НЕ)
Y <sub>9</sub> = X <sub>1</sub> - X <sub>2</sub>	1	0	0	1	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub> ∨ X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	равнозначность
Y <sub>10</sub> = X <sub>2</sub>	1	0	1	0	X <sub>2</sub>	отрицание X <sub>2</sub> (операция НЕ)
Y <sub>11</sub> = X <sub>2</sub> → X <sub>1</sub>	1	0	1	1	X <sub>1</sub> ∨ X <sub>2</sub>	импликация от X <sub>2</sub> к X <sub>1</sub>
Y <sub>12</sub> = X <sub>1</sub>	1	1	0	0	X <sub>1</sub>	отрицание X <sub>1</sub> (операция НЕ)
Y <sub>13</sub> = X <sub>1</sub> → X <sub>2</sub>	1	1	0	1	X <sub>1</sub> ∨ X <sub>2</sub>	импликация от X <sub>1</sub> к X <sub>2</sub>
Y <sub>14</sub> = X <sub>1</sub> / X <sub>2</sub>	1	1	1	0	X <sub>1</sub> · X <sub>2</sub>	взвешивание Шеффера (операция И-НЕ)
Y <sub>15</sub> = 1	1	1	1	1	1	константа единицы

Для всех ф-ций приведены таблицы истинности (столбец 2). При анализе, описании работы Л. с. используют спец. символы, обозначающие нек-рые логич. операции (столбец 1). Так, черта над переменной обозначает логич. операцию НЕ (логич. отрицание или инверсия), символ «∩» — логич. операцию ИЛИ (логич. сложение или дизъюнкция), символ умножения (точка) — логич. операцию И (логич. умножение или конъюнкция). Три перечисленные ф-ции часто наз. основными, т. к. они в совокупности составляют функционально полную систему, с помощью к-рой можно выразить любую другую логич. ф-цию, как это показано в столбце 3 таблицы. Вообще же функциональной полной обладают все системы ф-ций, в частности каждая из ф-ций И-НЕ или ИЛИ-НЕ [1].

В табл. 1 приведены все ф-ции одного и двух аргументов; нек-рые из этих ф-ций могут быть распространены и на те случаи, когда число переменных больше двух. Напр., справедливы равенства

$$Y = X_1 \cdot X_2 \cdot \dots \cdot X_n, \quad Y = \overline{X_1} \cdot \overline{X_2} \cdot \dots \cdot \overline{X_n},$$

$$Y = X_1 \vee X_2 \vee \dots \vee X_n, \quad Y = \overline{X_1} \vee \overline{X_2} \vee \dots \vee \overline{X_n}.$$

**Логические элементы.** Л. с., выполняющая одну из элементарных логич. операций, наз. логич. элементом (ЛЭ). ЛЭ имеет один или неск. входов, на к-рые поступают сигналы X<sub>i</sub>, и один выход. При этом выходной сигнал Y элемента не должен оказывать обратного воздействия на входной сигнал (однонаправленность ЛЭ). ЛЭ изображают прямоугольником, в верхней части к-рого обозначают символ операции. Входы показывают с левой стороны прямоугольника, выходы с правой. Операцию инверсии отмечают кружком у соответствующего

выхода (рис. 2). Л. с. любой сложности можно построить из любого функционально полного набора ЛЭ путём соединения выходов одних элементов со входами других. Напр., для осуществления логич. операции СУММИРОВАНИЯ ПО МОДУЛЮ ДВА (строка Y<sub>6</sub>

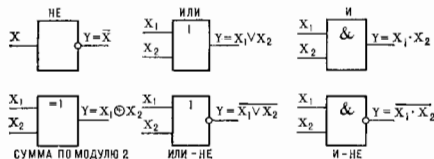


Рис. 2.

в табл. 1) можно собрать схему, состоящую из 5 элементов, выполняющих операции НЕ, ИЛИ и И (рис. 3). К ЛЭ предъявляются комплекс требований, нередко

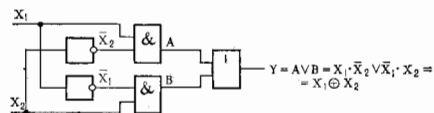


Рис. 3.

имеющих взаимоисключающий характер, напр. большое быстродействие и малое энергопотребление, высокая надёжность и низкая себестоимость, небольшие габариты и масса и высокая технологичность производства. Из всех возможных разновидностей ЛЭ (электромеханич., пневматич., электронных, оптич. и т. н.) совокупности всех требований наилучшим образом удовлетворяют полупроводниковые элементы, т. н. логич. (цифровые) полупроводниковые интегр. микросхемы, ИМС (см. *Цифровые устройства*, [2]). Простейшим ЛЭ является инвертор, к-рый может быть реализован на однотранзисторном усилит. каскаде, работающем в режиме электронного ключа (рис. 4, а). Если на вход этого усилителя подать достаточно высокое напряжение, напряжение (логич. сигнал 1), то транзистор откроется и напряжение на его выходе упадёт (логич. сигнал 0). И наоборот, при низком уровне входного сигнала транзистор будет заперт и напряжение на его выходе будет максимальным (логич. сигнал 1). Простейший элемент

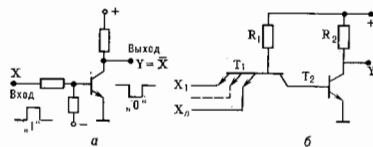


Рис. 4.

типа И-НЕ (рис. 4, б) получают при добавлении к инвертору на транзисторе входной логич. схемы И на многоэмиттерном транзисторе T<sub>1</sub> (см. *Транзистор bipolarный*). Если на все входы транзистора T<sub>1</sub> поданы сигналы высокого уровня, то соответствующие базовые переходы T<sub>1</sub> будут закрыты. Тогда ток, протекающий через резистор R<sub>1</sub> и два последовательно включённых перехода транзисторов T<sub>1</sub> (база — коллектор) и T<sub>2</sub> (база — эмиттер), открывает выходной транзистор T<sub>2</sub>. Если же на один или несколько входов X<sub>i</sub> подано низкое напряжение (логич. 0), то открываются соответствующие переходы эмиттер-база транзистора T<sub>1</sub>. При

этом практически весь ток, текущий через  $R_1$ , войдёт через открытый эмиттерный переход, т. е. его сопротивление значительно меньше сопротивления двух последовательно включённых переходов, и транзистор  $T_2$  окажется заряженным. Широкое применение находят и др. типы ИМС. Это вызвано тем, что схемы и технологич. особенности определяют, как минимум, 2 самых важных параметра логики, микросхем: быстрдействие и потребляемую мощность (для сов. ИЭ в инттер. исполнении время переключения из одного состояния в др., т. е. быстрдействие ИЭ, составляет от 50 до 0,2 нс при потребляемой мощности от 0,001 до 40 мВт). Эти параметры противоречивы, и в рамках одной технологии при улучшении одного неизбежно ухудшается другой, в связи с чем общее число типов ИМС, имеющих разл. сочетание осн. параметров и выполняющих по разным технологиям, непрерывно расширяется.

Из ИЭ разл. типа собирают более сложные функционально законченные устройства (операт. элементы, ОЭ), выполняющие определённые (неэлементарные) логич. операции над входными сигналами в строгих по комбинационной и последовательностной схемам.

**Комбинационные схемы** — Л. с. без запоминания нерешенных — схемы, в к-рых в любой момент времени значения выходных сигналов  $Y_i$  однозначно определяются значениями входных сигналов  $X_i$ . Наиб. распространёнными типами комбинац. схем являются ИЭ (простейшие комбинац. схемы) и ОЭ след. типов: преобразователи кодов (шифраторы и дешифраторы), коммутаторы (мультиплексоры и демультиплексоры), арифметич. устройства (компараторы, сумматоры и пр.).

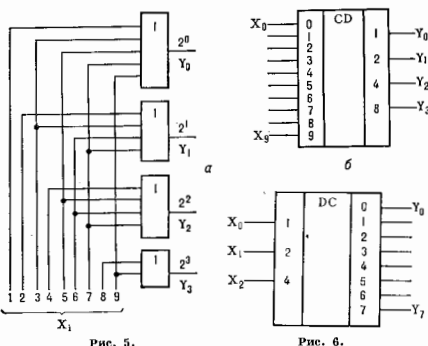


Рис. 5.

Рис. 6.

**Шифратор** (кодировщик) — ОЭ, преобразующий единственный сигнал на одном из  $n$  входов в  $m$ -разрядный выходной код. Напр., на пульте ввода информации имеется 10 клавиш с номерами  $i=0, 1, \dots, 9$ . При нажатии  $i$ -й клавиши на вход шифратора подается единственный сигнал  $X_i$ . На выходе шифратора должны появиться сигналы, отображающие двоичный код ( $Y_0, \dots, Y_3$ ) входного сигнала  $X_i$ . Как видно из таблицы истинности шифратора (табл. 2), в этом случае нужна комбинац. схема с десятью входами и четырьмя выходами. На выходе  $Y_0$  единица появляется при нажатии любой нечётной клавиши, т. е.  $Y_0 = X_1 \vee X_3 \vee X_5 \vee X_7 \vee X_9$ . Для остальных выходов логич. ф-ции имеют вид

$$Y_1 = X_2 \vee X_3 \vee X_6 \vee X_7, \quad Y_2 = X_4 \vee X_5 \vee X_8 \vee X_9, \\ Y_3 = X_8 \vee X_9.$$

Следовательно, для реализации шифратора необходимы четыре элемента ИЛИ: пятиходовый, два четырёххо-

довых и двухходовый. Схема шифратора и его условно-графич. обозначение показаны на рис. 5, а, б.

**Дешифратор** (декодировщик) — ОЭ, преобразующий  $n$ -разрядный входной код в сигнал только на одном из своих  $m$  выходов. Дешифратор двоичного  $n$ -разрядного кода имеет  $2^n$  выходов. Таблицу истинности дешифратора, переводящего двоичный код в десятичное число (код «1 из 10»), можно получить из табл. 2, взаимно поменяв в ней местами входные и выходные переменные. По таблице истинности составляется логич. ф-ция и схема дешифратора. Условно-графич. обозначения дешифратора трёхразрядного двоичного кода в код «1 из 8» см. на рис. 6.

**Мультиплексор** — ОЭ, осуществляющий адресное переключение заданного числа входных сиг-

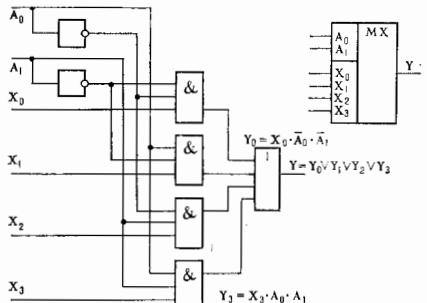


Рис. 7.

налов на один выход. Мультиплексор имеет два вида входов: информационные ( $X_0, \dots, X_n$ ) и адресные ( $A_0, \dots, A_m$ ). Выбор информац. линии производится кодом, поступающим на адресные входы. Поэтому на выход устройства передаются сигналы с того информац. входа  $X_i$ , номер к-рого соответствует двоичному коду на адресных входах  $A_m, \dots, A_0$ . Схему и условно-графич. обозначение мультиплексора на четыре входа см. на рис. 7. Из схемы следует, что

$$Y = X_0 \cdot \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_0 \vee X_1 \cdot \bar{A}_1 \cdot A_0 \vee X_2 \cdot A_1 \cdot \bar{A}_0 \vee X_3 \cdot A_1 \cdot A_0.$$

Для увеличения числа информац. входов необходимо увеличивать число адресных входов, т. к.  $n=2^m$ .

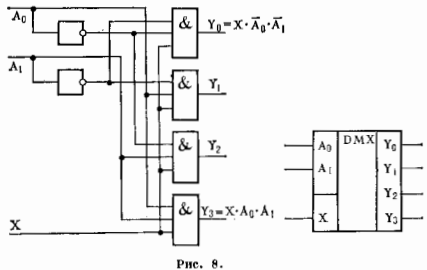


Рис. 8.

**Демультиплексор** — ОЭ, осуществляющий адресное подключение одного входного сигнала  $X$  к одному из множества выходов  $Y_0, \dots, Y_n$ . Сигнал  $X$ , поступающий на информац. вход, передаётся на тот

выход  $Y_i$ , номер  $k$ -рого задан адресными сигналами  $A_n, \dots, A_0$ . Логика выбора адреса в демультиплексоре такая же, как и в мультиплексоре. Схему и условно-графич. обозначение демультиплексора на 4 выхода см. на рис. 8.

Комп ар а т о р — ОЭ, производящий сравнение двух чисел  $A$  и  $B$ . Результат сравнения отображается

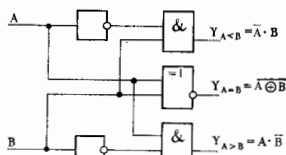


Рис. 9.

единичным логич. уровнем на одном из трёх выходов компаратора  $Y_{A=B}$ ;  $Y_{A<B}$ ;  $Y_{A>B}$ . Таблица истинности одnorазрядного компаратора весьма проста (табл. 3). По ней легко составить логич. ф-ции

$$(Y_{A=B} = \overline{A \oplus B}, Y_{A < B} = \bar{A} \cdot B, Y_{A > B} = A \cdot \bar{B})$$

и схему данного устройства (рис. 9).  
С у м м а т о р — ОЭ, выполняющий операцию сложения неск. чисел. Двоичный сумматор является до-

Табл. 2

Выходы (двоичный код)	Выходы (двоичный код)			
	$Y_3$	$Y_2$	$Y_1$	$Y_0$
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	0	0	0
9	1	0	0	1

Табл. 3

Входы		Выходы		
A	B	$Y_{A=B}$	$Y_{A<B}$	$Y_{A>B}$
0	0	1	0	0
0	1	0	1	0
1	0	0	0	1
1	1	1	0	0

статочного универсальным элементом и используется также при выполнении операции вычитания, умножения и деления. При сложении двух много-разрядных двоичных чисел в каждом  $i$ -м разряде находится сумма трёх чисел по модулю два ( $A_i, B_i$ ) и переноса, посту-

пившего из младшего разряда —  $P_{i-1}$ ), и формируется сигнал переноса в старший разряд —  $P_i$ . По таблице истинности одnorазрядного сумматора (табл. 4) составляются логич. ф-ции для выходов величин:

$$S = (A_i \oplus B_i) \oplus P_{i-1} \quad \text{и} \quad P_i = A_i \cdot B_i \vee A_i \cdot P_{i-1} \vee B_i \cdot P_{i-1}$$

По этим ф-циям строят схему сумматора (рис. 10) на двух элементах СУММА ПО МОДУЛЮ 2, трёх элементах И и одном элементе ИЛИ. Для сложения много-разрядных чисел используют много-разрядные сумматоры,  $k$ -рые в простейшем случае получают последоват. соединением одnorазрядных сумматоров (рис. 11).

Рассмотренный способ реализации разл. комбинац. схем на основе ЛЭ не является единственно возможным.

Для этих же целей можно использовать и постоянные запоминающие устройства (ПЗУ), в  $k$ -рых записаны необходимые таблицы истинности. При этом роль адреса, выбираемого из ПЗУ слова, будут играть входные сигналы (аргументы), а роль реализуемой логич. ф-ции — слово, записанное в ПЗУ по этому адресу.

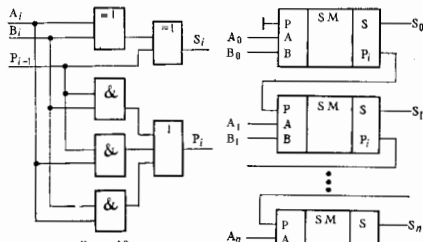


Рис. 10.

Рис. 11.

Последовательные схемы — Л. с. с запоминанием переменных — схемы, выходные сигналы  $k$ -рых зависят не только от значения входных сигналов в данный момент времени, но и от последовательности значений входных сигналов в предшествующие моменты времени. Последовательные схемы собираются из комбинационных путём введения в них обратных связей. Простейшим последовательным устройством является RS-триггер, наз. также базовым элементом последовательности логики. Базовые элементы лежат в основе всех остальных устройств последовательности логики: многофункциональных триггеров разл. типа, регистров, счётчиков, многих видов запоминающих устройств.

Работу последовательных схем обычно рассматривают в дискретном времени, состоящем из отд. интервалов — тактов. Длительность отд. тактов несущественна, при этом они могут быть как равными, так и различными. Изменение выходных сигналов последовательного устройства может происходить только в начале (или конце) нового такта. В обозначении входных и выходных сигналов помимо их номера может включаться и обозначение номера такта; так  $Y_i^n$  и  $Y_i^{n-1}$  означают выходной сигнал  $Y_i$  в  $n$ -м такте и в следующем,  $(n-1)$ -м, такте. Последовательные схемы обычно описывают при помощи таблиц переключений или переключат. ф-ций, представляющих собой таблицы истинности и логич. ф-ции, составленные с учётом номера такта. При описании таких схем используют также и временные диаграммы.

Т р и г г е р ы — последовательные элементы с двумя устойчивыми выходными состояниями (0 или 1). Под действием входных сигналов триггер способен переключаться в др. состояние с противоположным выходным сигналом. Осн. назначение — запоминание двоичной информации, заключающееся в сохранении триггером заданного состояния после прекращения действия переключающего сигнала. Простейший RS-триггер представляет собой устройство из двух ЛЭ D1 и D2 типа ИЛИ — НЕ (или И — НЕ), охваченных перекрёстной положительной обратной связью (рис. 12). Он имеет два свободных (управляющих) входа, обычно обозначаемых буквами R (от англ. reset — возврат) и S

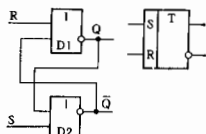


Рис. 12.

(англ. set — установка, сброс — установка, два выхода: прямой (Q) и инверсный ( $\bar{Q}$ ). Состояние триггера определяется по сигналам на его прямом выходе, т. е. считают, что триггер находится в единичном состоянии, если  $Q=1$  и  $\bar{Q}=0$ , и в нулевом состоянии, если  $Q=0$  и  $\bar{Q}=1$ . Как видно из схемы рис. 12, состояние триггера может быть определено из логич. ф-ций элементов ИЛИ—НЕ:  $Q = R\sqrt{Q}$  (для D1) и  $\bar{Q} = S\sqrt{Q}$  (для D2). Анализ состояния триггера в каждом из  $n$  тактов необходимо начинать с того элемента (D1 или D2), на управляющем входе с которого повидился 1. В этом случае, независимо от сигнала на 2-м входе этого элемента — выходного сигнала др. элемента в конце предыдущего,  $(n-1)$ -го такта, — на его выходе возникнет 0. Сигнал логич. 0 по цепи обратной связи поступает на др. элемент и совместно со вторым управляющим сигналом определяет его выходное состояние. Всего возможны четыре комбинации управляющих сигналов:

$R=1$  и  $S=0$ , тогда  $Q^n=1\sqrt{Q^{n-1}}=0$  и  $\bar{Q}^n=0\sqrt{0}=1$ , т. е. происходит установка триггера в нулевое устойчивое состояние ( $Q^n=0$  и  $\bar{Q}^n=1$ ) независимо от состояния триггера в предыдущем,  $(n-1)$ -м такте;

$R=0$  и  $S=1$ , тогда  $Q^n=0\sqrt{Q^{n-1}}=0$  и  $Q^n=0\sqrt{0}=1$ , т. е. триггер устанавливается в единичное устойчивое состояние независимо от предыдущего состояния;

$R=S=0$ , тогда  $Q^n=0\sqrt{Q^{n-1}}=Q^{n-1}$  и  $\bar{Q}^n=0\sqrt{Q^{n-1}}=Q^{n-1}$ , т. е. состояние триггера в  $n$ -м такте осталось таким же, как и в предыдущем,  $(n-1)$ -м, такте;

$R=S=1$ , тогда  $Q^n=1\sqrt{Q^{n-1}}=0$  и  $\bar{Q}^n=1\sqrt{Q^{n-1}}=0$ , т. е. оба выходных сигнала равны 0, что не позволяет однозначно определять состояние системы.

Комбинации управляющих сигналов определяют и соответствующие режимы работы триггера: режим записи 0 (режим возврата), режим записи единицы (режим установки), режим хранения информации  $Q^n=Q^{n-1}$  и запрещённый (неоднозначный) режим  $Q^n=0$ . Переход RS-триггера из одного режима в другой показан на рис. 13. Стрелками указана последовательность появления выходных сигналов триггера при подаче единичных сигналов на S- и R-входы в режимах записи 0 и 1, а пунктирными линиями — неопределённые (случайные) значения (или 0, или 1) хранимой информации после перехода триггера из запрещённого режима (7-й такт) в режим хранения (8-й...10-й такты).

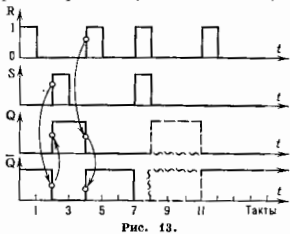


Рис. 13.

Возможность перехода RS-триггера в случайное состояние при выходе из запрещённого режима работы является его недостатком. Поэтому в последовательных Л. с. используются, как правило, сложные триггеры, у которых нет запрещённых режимов работы. Любой тип сложного триггера состоит из базовой ячейки памяти (RS-триггера) и устройства управления, к-рое представляет собой Л. с., образующую входную информацию в R- и S-сигналы.

Простейшую схему управления имеет статич. D-триггер (рис. 14, а). Его управляющее устройство —

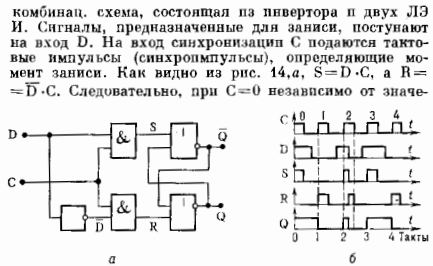


Рис. 14.

комбинация схем, состоящая из инвертора и двух ЛЗ И. Сигналы, предназначенные для записи, поступают на вход D. На вход синхронизации С подаются тактовые импульсы (синхронимпульсы), определяющие момент записи. Как видно из рис. 14, а,  $S=D \cdot C$ , а  $R=\bar{D} \cdot C$ . Следовательно, при  $C=0$  независимо от значений D имеем  $S=R=0$ , т. е. RS-триггер находится в режиме хранения информации. При  $C=1$  либо S-, либо R-сигнал равен 1 и триггер находится в режиме записи единицы (при  $D=1$ ) или нуля (при  $D=0$ ). Сигнал на выходе Q может измениться только в первой части каждого такта, пока на входе С имеется сигнал единичного уровня (рис. 14, б). Во второй части такта (при  $C=0$ ) триггер находится в режиме хранения информации, и поэтому выходной сигнал задерживается до окончания того такта, в к-ром он был записан. Так, единичный сигнал на входе D заканчивается задолго до конца 0-го и 3-го тактов, а на выходе триггера он задерживается до начала 1-го и 4-го тактов. Недостатком статич. D-триггера является сквозная передача информации с D-входа на выход во время действия синхронимпульса, в результате чего сигнал на выходе триггера может измениться вкрат. раз в пределах одного такта (напр., 2-й такт, рис. 14, б).

В динамич. D-триггере, свободном от недостатков статич. D-триггера, запись информации производится только во время одного из перепадов напряжений (или из 0 в 1, или из 1 в 0) на входе С, и поэтому выходной сигнал может измениться только один раз в пределах такта [2]. Условно-графич. обозначение одного из динамич. D-триггеров см. на рис. 15.

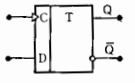


Рис. 15.

Соединив в динамич. D-триггере инверсный выход  $\bar{Q}$  с информацией, входом D (рис. 16, а), получают счётный T-триггер, к-рый имеет только один управляющий вход Т (рис. 16, б). Первоначально на выходе Q этого триггера — нулевой сигнал (рис. 16, в), а на входе

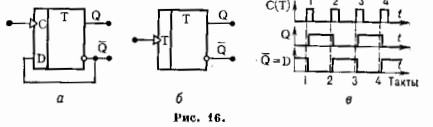


Рис. 16.

$D=\bar{Q}=1$ . По фронту первого синхронимпульса единичное состояние с D-входа перенесётся на выход Q и соответственно на выходе  $\bar{Q}$  и входе D появится нуль. В след. такте на D-вход будет перенесён нулевой сигнал с D-входа. Т. о., информация на выходе T-триггера будет меняться на противоположную по приходу каждого счётного синхронимпульса, а число выходных импульсов уменьшится в два раза по сравнению с числом входных импульсов.

Регистр — последовательностей ОЗ, предназначенный для хранения и (или) преобразования много-

разрядных двоичных чисел. Регистр состоит из набора триггеров, число  $k$ -рых равно макс. разрядности хранимых чисел.

Простейший регистр — регистр с параллельным вводом информации. Схему и условно-графич. обозначение 4-разрядного регистра на  $D$ -триггерах см. на рис. 17.

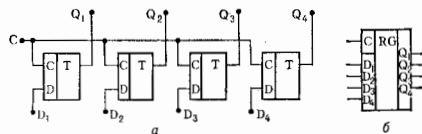


Рис. 17.

Параллельный двоичный 4-разрядный код ноступает на информ. входы  $D_1, \dots, D_4$  всех триггеров и записывается в регистр по приходу синхронимпульса  $C$ . В промежутках между синхронимпульсами происходит подготовка новой входной информации, а её смена в регистре осуществляется по очередному синхронимпульсу. Такие регистры в основном используются в системах оперативной памяти (см. *Памяти устройства*).

Схема регистра с последоват. вводом информации, выполненного на  $D$ -триггерах с динамич. управлением, и его временные диаграммы см. на рис. 18. По приходу синхронимпульса  $C$  в первый триггер записывается код (0 или 1), находящийся в этот момент на его  $D$ -входе. Каждый следующий триггер по этому же синхронимпульсу переключается в состояние, в  $k$ -ром в этот момент находился предыдущий триггер. Это происходит потому, что выходные состояния триггера изменяются с нек-рой задержкой относительно фронта синхронимпульса.

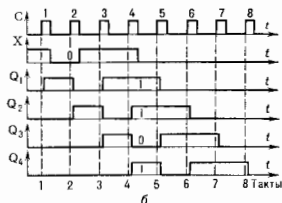
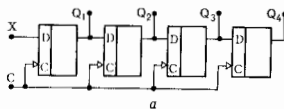


Рис. 18.

са, равной времени срабатывания триггера (рис. 18, б). Следовательно, при последоват. соединении триггеров каждый синхронимпульс сдвигает код числа в регистре на один разряд, и поэтому для записи  $n$ -разрядного кода требуется  $n$  синхронимпульсов. Напр., в регистр вводится двоичный 4-разрядный код 1011 (рис. 18, б). По 1-му синхронимпульсу в 1-й триггер записывается единица старшего разряда. По 2-му синхронимпульсу эта единица перенесется с выхода 1-го на выход 2-го триггера, а в 1-й триггер запишется нуль (следующий разряд кода). Таким же образом после прихода 4-го синхронимпульса в регистре окажется записанным число  $Q_4=1, Q_3=0, Q_2=1, Q_1=1$ . До прихода след. импульса последовательно введённый 4-разрядный код будет

хранится в регистре в виде параллельного кода,  $k$ -рый можно считать как с выходов  $Q_4, \dots, Q_1$ .

Большое распространение получили универсальные регистры [2; 4], способные записывать и считывать числа как в последовательном, так и в параллельном кодах. Поэтому их можно использовать для преобразования последоват. кода в параллельный и наоборот, выполнения нек-рых арифметич. и логич. операций. Благодаря своей многофункциональности регистры стали одними из наиболее распространённых ОЭ в системах автоматики и вычислит. техники.

Счётчик — последовательный ОЭ, предназначенный для счёта импульсов, поступающих на его вход. Счётчик состоит из цепочки триггеров, число  $k$ -рых определяет его разрядность, а следовательно, и число разл. состояний счётчика,  $k$ -рое наз. коэф. (модулем) счёта —  $K$ . Если кол-во входных импульсов больше модуля счёта, то через каждые  $K$  импульсов счётчик возвращается в исходное состояние и цикл счёта начинается сначала.

Простейшим однократным счётчиком с  $K=2$  является одиночный  $T$ -триггер, меняющий своё состояние на противоположное под действием каждого входного импульса. Если за нач. состояние триггера принять  $Q=0$ , то по приходу 1-го импульса он перейдёт в новое состояние с  $Q=1$ , а при поступлении 2-го импульса снова вернётся в исходное состояние с  $Q=0$  и счёт может начинаться сначала. Цепочка из  $m$  счётных триггеров образует последоват.  $m$ -разрядный двоичный счётчик. Результат счёта отображается на выходах всех триггеров  $Q_m, \dots, Q_1$  в виде параллельного двоичного кода числа сосчитанных импульсов,  $k$ -рый может принимать значения от 0, ..., 0 до 1, ..., 1. Т. к. число разрядов равно  $m$ , а каждая переменная может принимать лишь два значения (0 или 1), то число возможных состояний  $K=2^m$ . Макс. число импульсов, при  $k$ -ром счётчик полностью заполняется единицами, равно  $(2^m-1)$ , т. к. с приходом 2 $m$ -го импульса счётчик опять переходит в нулевое состояние.

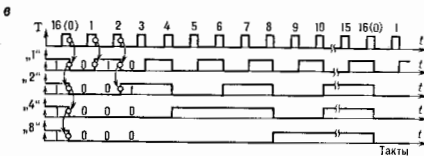
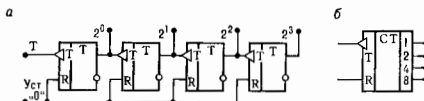


Рис. 19.

На рис. 19, а приведена схема 4-разрядного двоичного счётчика на  $T$ -триггерах, срабатывающих по заднему фронту при переходе из 1 в 0 входного сигнала. Условно-графич. обозначение счётчика и его временные диаграммы см. на рис. 19, б. Диаграммы начинаются с момента, когда счётчик заводится, т. е. на всех его выходах находятся сигналы единичного уровня — 1111. Число импульсов, подсчитанных счётчиком к этому времени,  $1111_2 = 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 1 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 = 15$ , что соответствует последнему (24-1) его состоянию. По заднему фронту следующего (16-го) импульса все триггеры последовательно переключаются (стрелки на диаграмме) и счётчик переходит в исходное (нулевое) состояние. С приходом каждого след. импульса параллельный двоичный



код на выходе счётчика будет увеличиваться на единицу, пока снова не наступит переполнение счётчика.

Расмотренный суммирующий счётчик можно преобразовать в вычитающий, у  $k$ -го выходной код будет уменьшаться на единицу с приходом каждого счётного импульса. Для этого достаточно входы синхронизации

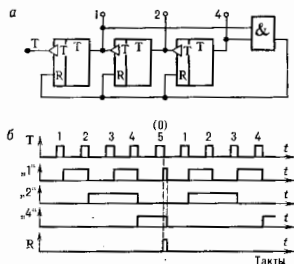


Рис. 20.

2-го и следующих триггеров подключить не к прямым, а к инверсным ( $\bar{Q}$ ) выходам предыдущих триггеров.

Наиб. часто используются счётчики с коэф. счёта, не равным  $2^m$ . Напр., в электронных часах необходимы счётчики с модулем  $K=6$  (десятич час),  $K=10$  (единиц мин),  $K=7$  (дни недели). Для построения счётчика с  $K=2^m$  можно использовать цепочку из  $m$  триггеров, для  $k$ -рой выполняется условие  $2^m > K$ . Очевидно, такой счётчик имеет лишние устойчивые состояния ( $2^m - K$ ). Их исключают, вводя обратные связи в цепь сброса счётчика в нулевое состояние, в том такте работы, когда счётчик досчитывает до числа  $K$ . Напр., для счётчика с  $K=5$  нужны три триггера, т. к.  $2^3 < 5 < 2^4$ . Счётчик должен иметь пять устойчивых состояний  $N=0, 1, 2, 3, 4$ . В том такте, когда он должен перейти в устойчивое состояние  $N=5$ , его необходимо установить в исходное нулевое состояние. В схему такого счётчика (рис. 20, а) помимо трёх триггеров включают логику элемент И, на  $k$ -ый подает выходные сигналы счётчика, соответствующие верному запрещённому состоянию, т. е. числу 5. С выхода элемента И сигнал сброса поступает на входы установки триггеров в 0 ( $R$ -входы). Как видно из диаграммы (рис. 20, б), в самом начале 6-го состояния (число 5) на обоих входах элемента И появляются логики 1, вызывающие появление сигнала  $R=1$ , сбрасывающего счётчик в исходное состояние. После сброса триггера в нуль исчезает и единственный  $R$ -сигнал в цепи обратной связи и счётчик снова готов к работе в новом цикле.

Счётчики могут выполнять ф-ции делителей частоты, т. е. устройств, формирующих из импульсной последовательности с частотой  $f_{вх}$  импульсную последовательность на выходе последнего триггера с частотой  $f_{вых} = f_{вх}/K$ .

Кроме рассмотренных простейших типов счётчиков существует большое кол-во более совершенных, но и значительно более сложных конструкций, обладающих лучшими параметрами и доводит. функциональными возможностями [2, 4].

Осп. типы Л. с. являются базой для построения разнообразных цифровых устройств (процессоров, памяти устройств и пр.), из  $k$ -рых состоит совр. ЭВМ и системы автоматич. управления объектами и процессами.

Лит.: 1) Савельев А. Л., Арифметические и логические основы цифровых автоматов, М., 1980; 2) Зельдин Е. А., Цифровые интегральные микросхемы в информативно-измерительной аппаратуре, Л., 1986; 3) Залманов И. А., Беседы об автомате и вычислительной, М., 1981; 4) Мальцева Л. А., Фромберг Э. М., Ямполь-

ский В. С., Основы цифровой техники, М., 1986; 5) ГОСТ 2.743-82. Обозначения условные графические в схемах. Элементы цифровой техники. В. С. Ямпольский.

**ЛОКАЛЬНАЯ КОММУТАТИВНОСТЬ** — принцип релятивистской квантовой теории поля, состоящий в том, что коммутатор двух квантовых бозонных полей  $\Phi_1(x)$ ,  $\Phi_2(y)$  обращается в нуль, если точки  $x$ ,  $y$  пространственно-временн. Минковского разделены пространственноподобным интервалом:  $[\Phi_1(x), \Phi_2(y)] = \Phi_1(x)\Phi_2(y) - \Phi_2(y)\Phi_1(x) = 0$  при  $(x-y)^2 < 0$  (здесь  $x = \{x^{\mu}\}$ ,  $\mu=0, 1, 2, 3$ ). Л. к. следует из канонического квантования полей и релятивистской инвариантности.

Если полевая система содержит кроме бозонных фермионные поля  $\Psi_1(x)$ ,  $\Psi_2(y)$ , Л. к. заменяется более общим условием локальности (или микропричинности),  $k$ -рое в применении к фермионным полям означает обращение в нуль антикоммутатора:

$$[\Psi_1(x), \Psi_2(y)]_{\pm} = \Psi_1(x)\Psi_2(y) + \Psi_2(y)\Psi_1(x) = 0$$

при  $(x-y)^2 < 0$ .

Л. к. является отражением физ. представлений спец. теории относительности о пространственно-времени. Физ. смысл Л. к. раскрывается эйнштейновским принципом причинной независимости событий, по  $k$ -рому возмущение состояния системы, производимое в одной области пространства-времени, не влияет на процессы в другой области, отдалённой от первой пространственноподобным интервалом (такие две области наз. причинно независимыми). С помощью Л. к. выводится ряд нетривиальных следствий об амплитудах взаимодействия элементарных частиц: *СРТ-инвариантность* (см. Теорема СРТ), дисперсионные соотношения (см. Дисперсионных соотношений метод), Померанчука теорема, Фруассара ограничение и др.

Лит.: Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; Стратен Р., Вайтман А. Р., СТИ, принцип статистика и все такое, пер. с англ., М., 1986; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, М., 1977.

**ЛОКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ** — инвариантность относительно таких преобразований над переменными, описывающими физ. систему, при  $k$ -рых параметры преобразований зависят от точки пространства-времени, где задана соответствующая динамика, нерешаемая. (Подробнее см. в ст. *Внутренняя симметрия, Пространственно-временная симметрия*.) В теории поля Л. с. обычно реализуются при введении калибровочных полей. Требование Л. с. жёстко фиксирует характер взаимодействия в физ. системе, но с Л. с. не связаны непосредственно к. л. законы сохранения. Примеры Л. с. — калибровочная инвариантность в квантовой электродинамике, инвариантность относительно преобразований Лоренца в общей теории относительности, цветовая  $SU(3)$ -симметрия в квантовой хромодинамике.

М. В. Терентьев.  
**ЛОКАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** — реализация физ. принципа близкого действия в теории полей (и частиц). Л. в. полей определяется лагранжианом, значение  $k$ -рого в точке  $x$  пространства-времени зависит лишь от полей в их производных (любого конечного порядка по  $x$ ) в той же точке (такой лагранжиан наз. локальным). Л. в. системы полей и частиц включает дополнительно лагранжианы частиц также с локальной зависимостью от полей и их производных в точке нахождения частицы. В понятии Л. в. воплощена идея близкого действия: взаимодействие частиц осуществляется через контакт с «временн. агентом» — полем. Л. в. лежат в основе современной теории элементарных частиц, а также теории тяготения (общей теории относительности).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Бюргерлов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Швებер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Ицксон К., Зюбер РК.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

А. И. Осип.

**ЛОКАЛЬНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ** — одно из осн. понятий *термодинамики неравновесных процессов* и *механики сплошных сред*; равновесие в очень малых (элементарных) объёмах среды, содержащих всё же столь большое число частиц (молекул, атомов, ионов и др.), что состояние среды в этих физических бесконечно малых объёмах можно характеризовать темп-рой  $T(x)$ , хим. потенциалами  $\mu_k(x)$  и др. термодинамич. параметрами, но не постоянными, как при полном равновесии, а зависящими от пространств. координат  $x$  и времени. Ещё один параметр  $l$ , т. р. — гидродинамич. скорость  $u(x)$  — характеризует скорость движения центра масс элемента среды. При  $l$ , т. р. элемент среды состояние среды в целом неравновесно. Если малые элементы среды рассматривать приближённо как термодинамически равновесные подсистемы и учитывать обмен энергией, импульсом и веществом между ними на основе ур-ний баланса, то задачи термодинамики неравновесных процессов решаются методами термодинамики и механики. В состоянии  $l$ , т. р. плотность энтропии  $s(x)$  на единицу массы является ф-цией плотности внутр. энергии  $w(x)$  и концентраций компонентов  $c_k(x)$ , такой же, как и в состоянии *равновесия термодинамического*. Термодинамич. равенства остаются справедливыми для элемента среды при движении вдоль пути его центра масс:

$$T(x) \frac{ds(x)}{dt} = \frac{dw(x)}{dt} + P(x) \frac{dv(x)}{dt} - \sum_k \mu_k(x) \frac{dc_k(x)}{dt},$$

где  $d/dt = \partial/\partial t + u(x) \text{grad}$ ,  $\hat{P}(x)$  — давление,  $v(x)$  — удельный объём.

Статистич. физика позволяет уточнить понятие  $l$ , т. р. и указать пределы его применимости. Понятию  $l$ , т. р. соответствует локально равновесная ф-ция распределения  $f$  плотности энергии, импульса и массы, к-рая отвечает максимуму информационной энтропии при заданных ср. значениях этих величин как ф-ций координат и времени:

$$f = Z^{-1} \exp \left\{ - \int dx \left[ \hat{w}(x) - \sum_k \mu_k(x) \hat{\rho}_k(x) \right] T^{-1}(x) \right\},$$

где  $Z$  — статистич. сумма,  $\hat{w}(x)$ ,  $\hat{\rho}_k(x)$  — динамич. переменные (ф-ции координат и импульсов всех частиц системы), соответствующие плотности энергии (в системе координат, движущейся с гидродинамич. скоростью) и плотности массы. При помощи такой ф-ции распределения можно определить понятие энтропии неравновесного состояния как энтропии такого локально равновесного состояния, к-рое характеризуется теми же значениями плотностей энергии, импульса и массы, что и рассматриваемое неравновесное состояние. Однако локально равновесное распределение позволяет получать лишь ур-ния т. н. идеальной гидродинамики, в к-рых не учитываются необратимые процессы. Для получения ур-ний гидродинамики, учитывающих необратимые процессы теплопроводности, вязкости и диффузии (т. е. *переноса явлений*), требуется обратиться к кинетич. ур-нию для газов (см. *Кинетика физическая*) или к *Льюелла уравнению*, справедливому для любой среды, и искать такие их решения, к-рые зависят от координат и времени лишь через ср. значения параметров, определяющих неравновесное состояние. В результате получается неравновесная ф-ция распределения, к-рая позволяет вывести все ур-ния, описывающие процессы переноса энергии, импульса и вещества (ур-ния диффузии, теплопроводности и *Навье — Стокса уравнения*).

Лит.: Гроут С., Мазур П., *Неравновесные термодинамика*, пер. с англ., М., 1964, гл. 3, § 2; Хаазе Р., *Термодинамика необратимых процессов*, пер. с нем., М., 1967; Зубов в р. Д. И., *Неравновесная статистическая термодинамика*, М., 1971, § 20, 22.

**ЛОКАЛЬНЫЙ ОПЕРАТОР** — ф-ция от квантовых полей в точке  $x$  пространства-времени и от их производных по  $x$  любого конечного порядка (в той же точке).

Примерами  $L_0$  [полюсом исходных квантовых полей  $\varphi(x)$ ] служат *лагранжиан* полей  $L(\varphi(x), \partial_\mu \varphi(x))$  ( $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ ,  $\mu=0, 1, 2, 3$ ), *тензор энергии-импульса*  $T^{\mu\nu}(x)$ , фермионный ток  $j^\mu(x) = \bar{\psi}(x)\gamma^\mu \psi(x)$  [где  $\psi(x)$  — квантованное поле фермиона,  $\gamma^\mu$  — *Дирака матрицы*, черта над ф означает дираковское сопряжение] (см. *Тех в квантовой теории поля*). Таким выражениям для квантовых  $L_0$  о, замещаемым из классич. теории поля, присущи неопределённости (*расходимости*), устранение к-рых требует привлечения аппарата *перенормировок*. В *аксиоматической квантовой теории поля* понятие  $L_0$  о. используется в более широком смысле для обозначения операторных функционалов, зависящих от релятивистских квантовых полей в нек-рой огранич. области пространства-времени [напр.,  $\int \varphi(x)f(x)d^4x$  — результат сглаживания квантового поля  $\varphi(x)$  с пробной ф-цией  $f(x)$ , сосредоточенной в огранич. области].

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., *Введение в теорию квантовых полей*, 4 изд., М., 1984; Стернгер Р., Вайтман А., PCT, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1967; А. И. Осмон.  
**ЛОНДОНОВ УРАВНЕНИЕ** — феноменологич. ур-ние, описывающее распределение магн. поля в сверхпроводниках. Предложено Ф. Лондоном и Х. Лондоном (F. London, H. London, 1935) загодто до построения микроскопич. теории сверхпроводимости (1957, см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*).  $L_0$  о. имеет вид

$$\mathbf{H} + \lambda_L^2 \text{rot rot } \mathbf{H} = 0, \quad (1)$$

где  $\mathbf{H}$  — локальное магн. поле в сверхпроводнике,  $\lambda_L = (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$  — параметр, имеющий размерность длины и наз. лондоновской глубиной (см. *Глубина проникновения*) проникновения магн. поля. Здесь  $m$  и  $e$  — соответственно масса и заряд электрона,  $n_s$  — концентрация сверхпроводящих электронов, т. е. электронов, объединённых в куперовские пары (см. *Купера эффект*). Ур-ние (1) получается в результате минимизации свободной энергии сверхпроводника  $F = \mathcal{E}_M + \mathcal{E}_K$ , состоящей из энергии магн. поля  $\mathcal{E}_M = \int (H^2/8\pi) dV$  и кинетич. энергии сверхпроводящих электронов  $\mathcal{E}_K = \int (1/2) n_s m v_s^2 dV$ , движущихся в сверхпроводнике с постоянной по времени скоростью  $v_s$  при наличии в нём бездиссипативного электрич. тока

$$\hat{j}_s(r) = n_s e v_s(r). \quad (2)$$

Вариация свободной энергии по  $\mathbf{H}$  с учётом *Максвелла уравнения*  $\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi/c) \hat{j}_s$  даёт ур-ние (1).  $L_0$  о. (1) описывает *Мейснера эффект*, т. е. спадание магн. поля в глубь сверхпроводника. Так, на глубине  $z$  под плоской поверхностью сверхпроводника, согласно ур-нию (1),  $H(z) = H(0) \exp(-z/\lambda_L)$ , где  $H(0)$  — ширящаяся поле на поверхности. Т. о., магн. поле проникает в сверхпроводник лишь на глубину  $\lambda_L$ . Для металлов  $\lambda_L \sim 10^{-2}$  мкм.

Ур-ние (1) предполагает наличие локальной связи (2) между током и скоростью сверхпроводящих электронов: ток в нек-рой точке сверхпроводника зависит от скорости сверхпроводящих электронов в той же точке. Это имеет место, когда глубина проникновения  $\lambda_L$  значительно больше длины когерентности  $\xi_0$ , определяющей расстояние, на к-ром коррелированы волновые функции сверхпроводящих электронов. Сверхпроводник, у к-рых  $\lambda_L > \xi_0$  и к-рым, следовательно, применимо ур-ние (1), наз. лондоновским и сверхпроводником  $k$  типа. В случае малой глубины проникновения локальная связь (2) нарушается. Для описания эффекта Мейснера в таких сверхпроводниках А. Б. Пинчардом (A. B. Pippard, 1953) было предложено нелокальное обобщение ур-ния (1). Сверхпроводник с  $\lambda_L < \xi_0$  наз. пипардовским; к нему отно-

сятся сверхпроводники 1-го рода при темп-рах, не очень близких к критич. темп-ре. К лондоновским относятся сверхпроводники 2-го рода (как правило, сплавы), а также сверхпроводники при темп-ре, близкой к критической. В последнем случае ур-ние (4) является следствием феноменологии теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1950) и может быть выведено на основании микроскопич. теории (Л. П. Горьков, 1959).

Лит.: Д. де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968. Н. В. Котичи. **ЛОРАНА РЯД** — ряд, представляющий аналитическую функцию в окрестности её изолиров. особой точки. Получил своё назв. по имени П. Лорана (P. Laurent). Если  $z_0$  — изолиров. особая точка аналитич. ф-ции  $f(z)$ , то в окрестности  $z_0$  ф-ция  $f(z)$  представляется в виде суммы сходящегося ряда

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (z - z_0)^n,$$

коэф. к-рого определяются контурными интегралами:

$$c_n = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(z)}{(z - z_0)^{n+1}} dz, \quad n = 0, \pm 1, \dots$$

где  $\gamma$  — контур, охватывающий точку  $z_0$  и лежащий в области аналитичности ф-ции  $f(z)$ , причём интегрирование производится в направлении против часовой стрелки. Совокупность членов Л. р. с неотрицат. степенями  $(z - z_0)$  наз. его прав ы в л ы ч а с т ь ю, а совокупность членов с отрицат. степенями  $(z - z_0)$  — л ы в л ы ч а с т ь ю.

Если бесконечное число членов гл. части Л. р. ф-ции  $f(z)$  в точке  $z_0$  отлично от нуля, то точка  $z_0$  наз. с у щ е с т в е н н о о с о б о й т о ч к о й. Если лишь конечное число членов гл. части Л. р. отлично от нуля, то точка  $z_0$  наз. н о л ю с о м, причём макс. число  $n$ , для к-рого  $c_n \neq 0$ , наз. к р а т н о с т ь ю п о л ю с а, а коэф.  $c_{-1}$  — вычетком ф-ции  $f(z)$  в точке  $z_0$ . Если гл. часть Л. р. ф-ции  $f(z)$  тождественно равна нулю, то точка  $z_0$  наз. у с т р а н я е м о й о с о б о й т о ч к о й. В этом случае, после определения ф-ции  $f(z)$  в точке  $z_0$  с помощью ф-лы  $f(z_0) = c_0$ , ф-ция становится аналитич. ф-цией в окрестности точки  $z_0$ , а её Л. р. совпадает с *Тейлора рядом*.

Лит. см. при ст. Аналитическая функция. Б. И. Завьялов. **ЛОРЕНЦА ГРУППА** — группа вещественных линейных однородных преобразований 4-векторов  $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$  пространства Минковского  $M_4$ , сохраняющих (индефинитное) скалярное произведение

$$xy = x^0 y^0 - x^1 y^1 - x^2 y^2 - x^3 y^3 = g_{\mu\nu} x^\mu y^\nu = x^\mu y_\mu,$$

где  $g = g_{\mu\nu}$  — метрич. тензор в  $M_4$  (предполагается суммирование по повторяющимся индексам). Названа по имени Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz). Являясь подгруппой Пуанкаре группы (группы симметрии пространства-времени в отсутствие гравитации), Л. г. играет фундам. роль в релятивистской теории. Инвариантность действия относительно преобразований Л. г. отражает изотропность пространства-времени и влечёт за собой сохранение 4-тензора момента (см. *Нетер теорема*).

Преобразование  $\Lambda$  из Л. г. задаётся веществ. четырёхрядной матрицей  $\Lambda = \Lambda_{\mu}^{\nu}$ , так что  $x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda_{\nu}^{\mu} x^\nu = \Lambda x$ . Равенство  $\Lambda x \cdot \Lambda y = xy$  эквивалентно  $\Lambda^T g \Lambda = g$  ( $\Lambda^T$  транспонирована к  $\Lambda$ ) и даёт  $\det \Lambda = \pm 1$ ,  $|\Lambda| \geq 1$ . Л. г.  $L$  разбивается на 4 компоненты, связанные между собой в соответствии со знаками  $\det \Lambda$  и  $\Lambda_0^0$ :

$$L = L_+^+ + L_-^+ + L_-^- + L_+^- = L_+^+ + PTL_+^+ + PL_+^+ + TL_+^+.$$

Здесь ниж. индекс — знак дет  $\Lambda$ , стрелка  $\uparrow$  (или  $\downarrow$ ) отвечает знаку  $\uparrow$  ( $\downarrow$ );  $P$  — инверсия (отражение) простран-

ства:  $(Px)^0 = x^0$ ,  $(Px)^j = -x^j$ ;  $T$  — инверсия времени:  $(Tx)^0 = -x^0$ ,  $(Tx)^j = x^j$ ,  $j=1, 2, 3$ . Преобразования с  $\det \Lambda = +1$  наз. с о б с т в е н н ы м и, с  $\Lambda_0^0 > 0$  — о р т о х р о н н ы м и. Собственная ортохронная группа  $L_+^+$  является подгруппой Л. г.

Л. г. — шестипараметрич. группа Ли; в  $L_+^+$  имеются 3 независимых пространственных вращения  $R_{ij}(a)$  на угол  $a$  в плоскости  $(x^i, x^j)$ :

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu, \quad x'^0 = x^0, \quad x'^i = x^i \cos a + x^j \sin a, \\ x'^j = x^j \cos a - x^i \sin a$$

и 3 независимых (частных) Лоренца преобразований — гиперболич. повороты (бусты)  $B_{0k}(\beta)$  на угол  $\beta$  в плоскости  $(x^0, x^k)$ :

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu, \quad x'^0 = x^0 \operatorname{ch} \beta + x^k \operatorname{sh} \beta, \\ x'^i = x^i, \quad x'^j = x^j, \quad x'^k = x^k \operatorname{ch} \beta + x^0 \operatorname{sh} \beta$$

(здесь  $i, j, k=1, 2, 3$  и их циклич. перестановки). Любой элемент  $\Lambda$  из  $L_+^+$  можно однозначно представить в виде  $\Lambda = RB$ , где  $R$  — вращение, вращение вокруг нек-рой оси, а  $B$  — гиперболич. поворот в плоскости  $(x^0, x^k)$ , где  $x^k$  — нек-рое направление.

В приложениях важно соответствие между  $L_+^+$  и группой  $SL(2, C)$  комплексных матриц  $2 \times 2$  с единичным определителем. Каждому  $x^\mu$  из  $M_4$  ставится в соответствие эрмитова матрица

$$X = x^\mu \sigma_\mu = \begin{pmatrix} x^0 + x^3 & x^1 - ix^2 \\ x^1 + ix^2 & x^0 - x^3 \end{pmatrix},$$

где  $\sigma_0$  — единичная матрица  $2 \times 2$ ,  $\sigma_j$  — Паули матрицы; при этом  $x^\mu x_\mu = \det X$  и  $x^\mu = (1/2) \operatorname{Tr}(\sigma^\mu X)$ . Тогда каждому преобразованию  $X \rightarrow X' = SX S^{-1}$ , где  $S \in SL(2, C)$ , отвечает преобразование  $\Lambda(S) \in L_+^+$ , причём  $\Lambda_0^0 = (1/2) \operatorname{Tr}(\Lambda_0 S \sigma_0 S^{-1})$ . Это соответствие двузначно:  $\Lambda(-S) = \Lambda(S)$ ; вращениям  $R$  отвечают унитарные матрицы  $V = S(SS^\dagger)^{-1/2}$ , бустам  $B$  — неоложительно (либо отрицательно) определённые эрмитовы матрицы  $H = (SS^\dagger)^{1/2}$ , а разложению  $\Lambda = RB$  — разложение  $S = VH$ . Группа  $SL(2, C)$  является универсальной накрывающей Л. г., являясь мин. одноэлем. группой, гомоморфной Л. г. (см. *Группы*).

Параметризации Л. г. с помощью углов поворотов отвечает матричное представление её генераторов  $M_{ij} = -iR_{ij}(0)$ ,  $M_{0k} = iB_{0k}^+(0)$  (штрих означает здесь производную по углу). Их Ли алгебра характеризуется нерестановочными соотношениями:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + g_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - g_{\mu\sigma} M_{\nu\rho} - g_{\nu\rho} M_{\mu\sigma}). \quad (1)$$

В трёхмерных обозначениях удобно перейти к комбинациям

$$N_j = (I_j + iK_j)/2, \quad N_j^\dagger = (I_j - iK_j)/2, \\ I_i = e_{ijk} M^{jk}/2, \quad K_i = M_{0i},$$

где  $e_{ijk}$  — символ Леви-Чивиты. Тогда алгебра (1) расщепляется в прямую сумму двух алгебр Ли вращений группы  $O(3)$ :

$$[N_i, N_j] = ie_{ijk} N_k, \quad [N_i^\dagger, N_j^\dagger] = ie_{ijk} N_k^\dagger, \quad [N_i, N_j^\dagger] = 0. \quad (2)$$

Операторы Казимира, коммутирующие со всеми генераторами, имеют вид  $C_1 = N_i N_i$ ,  $C_2 = N_i^\dagger N_i^\dagger$ .

Неприводимые представления Л. г. (точнее, её подгруппы  $L_+^+$ ) полностью характеризуются собств. значениями  $h_1, h_2$  операторов  $C_1, C_2$ . Для конечномерных представлений удобнее трёхмерная реализация (2) алгебры Ли. Вследствие её расщепления представление  $D^{(j_1, j_2)}$  Л. г. строится как прямое произведение пред-

ставлений  $D^{(j)}$  группы вращений и имеет размерность  $(2j+1)(2j+1)$ . Величины, преобразующиеся по представлениям  $D^{(1/2, 0)}$  и  $D^{(0, 1/2)}$ , являются спинором и сопряженным спинором, по  $D^{(1/2, 1/2)}$  — 4-вектором и т. д. Полная классификация неприводимых представлений Л. г. описывается в терминах параметров  $j_0$ ,  $v$ , связанных с собой значениями операторов Казимира ф-лами  $j_1^2 = 2(j_0^2 + v^2 - 1)$ ,  $j_2^2 = 4ij_0v$ ; параметр  $j_0$  — положит. целое или полуцелое число,  $v$  — любое комплексное число. Представление конечномерно, когда  $j_0$  — целое или полуцелое и  $v^2 = (j_0 + n)^2$ , где  $n$  — целое. Представление унитарно, когда: 1)  $v$  — минимое; 2)  $j_0 = 0$ ,  $v$  — вещественно и  $|v| \leq 1$ . Представление Л. г. однозначно при целом и двузначно при полуцелом  $j_0$ .

Лит.: Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шаниро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца, их приложения, М., 1958; Ильямарк М. А., Линейные представления группы Лоренца, М., 1958; Воголов В. Н., Логовилов А. А., Тодоров И. Т., Основы анкетоматического подхода к инвариантной теории поля, М., 1969; Румер Ю. Б., Фет А. И., Теория групп и квантовые поля, М., 1977; Златиц Д. Ж., Оберс П. П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Рамен П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984. С. И. Азюков, В. П. Павлов.

**ЛОРЕНЦА ЛЕММА** — устанавливает соотношение между двумя решениями Максвелла уравнений, изменяющимися во времени по одному и тому же гармонич. закону  $\sim \exp(i\omega t)$ , но различным образом распределёнными в пространстве. Первые заметки Л. л. содержались в работе Х. А. Лоренца (1896). Непосредственно из ур-ний Максвелла, записанных для комплексных амплитуд полей  $(E, D; H, B)_{1,2}$  и электрич. токов с объёмными плотностями  $J_{1,2}$ , вытекает билинейное векторное тождество:

$$c \operatorname{div} \{ \{EH\} \}_{1,2} - 4\pi \{ \{j^2 E\} \}_{1,2} = i\omega \{ \{DE\} \}_{1,2} - i\omega \{ \{BH\} \}_{1,2}, \quad (1)$$

где фигурные скобки обозначают след. операцию коммутации:

$$\{ \{ab\} \}_{1,2} = [a_1 b_2] - [a_2 b_1].$$

Л. л. (в дифференциальной форме) дв. частный случай тождества (1), отвечающий обращению в нуль его правой части. Это имеет место для линейных изотропных сред с проницаемостями  $\epsilon, \mu$ ; линейных анизотропных сред с симметричными тензорами проницаемости  $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\beta\alpha}$ ,  $\mu_{\alpha\beta} = \mu_{\beta\alpha}$  и др. (см. *Взаимности принцип*). Л. л. в интегральной форме выглядит так:

$$4\pi \int_V \{ \{j^2 E\} \}_{1,2} dV = c \oint_S \{ \{EH\} \}_{1,2} dS, \quad (2)$$

где  $S$  — замкнутая поверхность, охватывающая объём  $V$ ;  $n$  — внешн. нормаль к  $S$ .

Иногда левая и правая части Л. л. (2) независимо обращаются в 0. При этом равенство

$$\int_V \{ \{j^2 E\} \}_{1,2} dV = 0 \quad (3)$$

даёт теорему взаимности, а равенство

$$\oint_S \{ \{EH\} \}_{1,2} n dS = 0 \quad (4)$$

даёт чисто полевой вариант Л. л. Соотношения (2)—(4) существенно облегчают решение мн. задач об излучении, возбуждении и дифракции эл.-магн. волн. Применение *взаимности принципа перестановочной теории* позволяет обобщить Л. л., включая в рассмотрение магн. источники.

Лит.: Лоренцз Н. А., Het theorema van Poynting over de energie in het electromagnetisch veld en een paar algemeene stellingen over de voortplanting van het licht, в кн.: Verslagen der Zittingen van de Wiss.- en Naturkundige Afdeling der K. Akademie van Wetenschappen, 1896, Bd 4, p. 176; Вайн-

штейн Л. А., Электродинамические поля, М., 1988; Кацееленбаум В. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966.

И. Г. Коидратьев, М. А. Миллер.

**ЛОРЕНЦА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ** в специальной теории относительности — преобразование координат и времени к-л. события при переходе от одной инерциальной системы отсчёта (и. с. о.) к другой; выражает равноправие всех и. с. о. в описании законов природы. Впервые Л. п. были сформулированы в 1904 в связи с теоретич. и эксперим. работами по исследованию распространения света. Было установлено, что Максвелла уравнения сохраняют свою форму при Л. п. и, с другой стороны, Л. п. могут быть выведены как следствие (эксперим. факта) одинаковости скорости света в вакууме относительно произвольной системы отсчёта. В дальнейшем было осознано, что Л. п. имеют универсальный характер, являются матем. реализацией относительности принципа и тем самым отражают общие свойства пространства и времени. Решающий шаг в этом направлении был сделан А. Эйнштейном (А. Einstein), важнейшую роль сыграли труды Х. А. Лоренца, А. Пуанкаре (A. Poincaré), Г. Минковского (H. Minkowski).

Если и. с. о.  $K'$  движется относительно и. с. о.  $K$  с пост. скоростью  $V$  вдоль оси  $x$ , то Л. п. имеют вид

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + (V/c^2)x'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме. Ф-лы, выражающие  $x', y', z', t'$  через  $x, y, z, t$ , получают из (1) заменой  $V$  на  $-V$ . В случае медленных движений ( $V/c \ll 1$ ) преобразования (1) приближённо переходят в преобразования Галилея:

$$x = x' + Vt', \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'.$$

Л. п. (1) не совместимы с классич. (дорелятивистскими) представлениями о пространстве и времени. В классич. физике принимается, что понятие одновременности событий и, в частности, промежуток времени между двумя событиями (напр., между актами рождения и распада нестабильной частицы) имеют абс. смысл, т. е. они не зависят от движения наблюдателя. Как установлено относительности теорией, промежуток времени и отрезки длины [в соответствии с (1)] зависят от движения системы отсчёта. Они относительноны примерно в том же смысле, в каком относительными (зависимыми от расположения наблюдателей) являются суждения наблюдателей об углах, расстояниях, под к-рыми они видят одну и ту же пару предметов.

Если в системе  $K'$  два события, происходящие в одном и том же месте, разделены промежуток времени  $\Delta t'$ , то в системе  $K$  эти же события (происходящие в разных местах) разделены промежуток времени  $\Delta t = \Delta t' \sqrt{1 - V^2/c^2}$ . Одна из эксперим. проверок этого вывода состоит в наблюдении за частицами (напр., мюонами), способными к самопроизвольному распаду. Время жизни покоящихся (или движущихся с малыми скоростями) мюонов  $\Delta t' \sim 2$  мс. Мюоны же, образующиеся в потоке космических лучей, движутся относительно Земли со скоростями, достигающими 0,995  $c$ , и успевают пролететь, не распавшись, ок. 6 км, т. е. их время жизни  $\Delta t$  с точки зрения земного наблюдателя в 10 раз больше  $\Delta t'$ .

Аналогично, если отрезок покоится в системе  $K'$  и имеет длину  $\Delta l'$ , то его длина  $\Delta l$  в системе  $K$ , т. е. расстояние между двумя одновременными в  $K$  событиями регистрации положения концов отрезка, принимает значение  $\Delta l = \Delta l' \sqrt{1 - V^2/c^2}$ . Этот результат на Лоренце вым сокращением длины. Так же изменяется объём тела, поскольку преобразуется только продольный (вдоль движения) размер тела, а поперечные размеры не изменяются.

Из Л. п. (1) вытекают ф-лы преобразования скоростей:

$$v_x = \frac{v'_x + V}{1 + v'_x V/c^2}, \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - V^2/c^2}}{1 + v'_x V/c^2},$$

$$v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - V^2/c^2}}{1 + v'_x V/c^2}, \quad (2)$$

где  $v'_x, v'_y, v'_z$  и  $v_x, v_y, v_z$  — компоненты скорости объекта соответственно в системах  $K'$  и  $K$ . В частности, для частицы, движущейся вдоль оси  $x$  ( $v'_y = v'_z = v, v = (v' + V)/(1 + v'V/c^2)$ ). Отсюда следует, что для частицы, движущейся с досветовой скоростью,  $v' < c$ , всегда (в любой системе отсчёта)  $v < c$ , а скорость частицы, движущейся со скоростью света,  $v' = c$ , всегда равна  $c, v = c$ . Ф-лы (1) не имеют смысла при  $V \geq c$ , что соответствует невозможности движения материальных тел со скоростью, превышающей или равной скорости света.

Исходя из преобразований (2), можно получить формулы для релятивистской абберации света. Если луч света распространяется в системе  $K$  под углом  $\theta$  ( $v_x = c \cos \theta, v_y = c \sin \theta, v_z = 0$ ), то относительно системы  $K'$  он распространяется под углом  $\theta'$ , связанным с  $\theta$  формулой

$$\lg \theta = \frac{V \sqrt{1 - V^2/c^2}}{V/c + c \cos \theta} \cdot \sin \theta'.$$

При  $V/c \ll 1$  для угла абберации  $\Delta \theta = \theta' - \theta$  получается обычная зависимость:  $\Delta \theta \approx (V/c) \sin \theta'$ .

Ф-лы (1) указывают на относительность промежутков времени и отрезков длины между событиями, однако оставляют инвариантной (не зависящей от выбора системы отсчёта) их комбинацию, наз. *интервалом* (3). Квадрат интервала между событиями равен:

$$s^2 = c^2 (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2.$$

Для бесконечно близких событий интервал  $s$  между ними определяется равенством

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (3)$$

Величина  $ds^2$  имеет смысл квадрата элемента длины в четырёхмерном мире (мире Минковского), объединяющем пространство и время в неразрывное целое — пространство-время (см. *Минковский пространство-время*). Объединение пространственных и временного измерений не означает их тождественности. Физ. различие между ними выражается тем, что  $dt^2$  входит в (3) с др. знаком.

Геометрически преобразования (1) можно рассматривать как поворот четырёхмерной системы координат  $t, x, y, z$  в плоскости  $tx$ . Три преобразования, подобно (1) (по числу трёх возможных поворотов в плоскостях  $tx, ty, dz$ ), вместе с тремя пространств. поворотами и четырьмя постоянными сдвигами начала координат (по осям  $t, x, y, z$ ) образуют 10-параметрич. группу преобразований, называемую *Пуанкаре группой*. Это наиб. широкая группа непрерывных преобразований, обладающих форму (3) неизменной. Три Л. п. вместе с тремя пространств. поворотами образуют 6-параметрич. *Лоренца группу*. Но сама Л. п. не образует группу, т. к. три последоват. Л. п. могут привести к и. с. о., неподвижной по отношению к исходной, но отличающейся пространств. поворотом (т. н. *томасовская прецессия*).

Различные физ. величины преобразуются под действием Л. п. в зависимости от их свойств ковариантности. Наиб. употребительными являются четырёхмерные скаляры, векторы, тензоры, спиноры. Примером (антисимметричного) тензора второго ранга является тензор эл.-магн. поля, элементы к-рого представляют собой пространств. компоненты напряжённости электрич.  $E$

и магн.  $H$  полей. Под действием Л. п.  $E$  и  $H$  преобразуются след. образом:

$$E_x = E'_x, \quad E_y = \frac{E'_y + (V/c) H'_z}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad E_z = \frac{E'_z - (V/c) H'_y}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},$$

$$H_x = H'_x, \quad H_y = \frac{H'_y - (V/c) E'_z}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad H_z = \frac{H'_z + (V/c) E'_y}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}.$$

Т. о., чисто электрич. или чисто магн. поле в одной системе отсчёта может обладать соответственно магн. или электрич. компонентами в другой.

Как отмечалось, ур-ния Максвелла инварианты относительно Л. п. (неэтрихованные величины лишь замещаются штрихованными или наоборот). Приведение ур-ний механики к виду, инвариантному относительно Л. п., потребовало уточнения понятий энергии и импульса. Энергия тела (частицы)  $\mathcal{E} = mc^2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  и его импульс  $p = mv\sqrt{1 - v^2/c^2}$  [где  $m$  — масса (масса покоя) тела] объединяются в 4-вектор энергии-импульса с компонентами  $(\mathcal{E}/c, p_x, p_y, p_z)$ . Под действием (1) они преобразуются след. образом:

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}' + V p'_x}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad p_x = \frac{p'_x + (V/c^2) \mathcal{E}'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z.$$

Квадрат 4-вектора энергии-импульса является инвариантом:

$$\frac{\mathcal{E}^2}{c^2} - p^2 = \frac{\mathcal{E}'^2}{c^2} - p'^2 = m^2 c^2.$$

Для частиц, движущихся со скоростью света, он, очевидно, равен нулю.

Л. п. играет важную роль не только в классич. (но-квантовой), но и в квантовой физике. Под действием Л. п. преобразуются волновые ф-ции (векторы состояния) квантовой системы, удовлетворяющие соответствующим ур-ниям движения, обеспечивая их инвариантность.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Прицип относительности, [Сб. ст.] М., 1973; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; ЛОРЕНЦА СИЛА — сила, действующая на точечный электрич. заряд во внешнем эл.-магн. поле. Выражение для Л. с. было получено в кон. 19 в. Х. А. Лоренцем путём обобщения опытных данных. В Гаусса системе единиц Л. с.  $F$  определяется выражением

$$F = qE + \frac{q}{c} [vB], \quad (1)$$

где  $E$  — напряжённость электрич. поля,  $B$  — магн. индукция,  $q$  — величина заряда,  $v$  — его скорость относительно системы координат, в к-рой высчитываются величины  $F, E$  и  $B$ . Первый член в (1) — сила, действующая на заряд в электрич. поле, второй — в магн. поле. Магн. часть Л. с. подобна силе Кориолиса в механике (если поле  $B$  сонаправить с вектором угл. скорости соответствующей системы отсчёта) — она действует лишь на движущийся заряд в направлении, перпендикулярном его скорости, и, т. о., не совершает работы над зарядом, оставляя неизменной его энергию и меняя лишь направление импульса.

Во взаимно ортогональных однородных статич. электрич. и магн. полях при  $|E| < |B|$  существует класс движущихся заряд. частиц, для к-рых Л. с. обращается в нуль, — это движения с пост. скоростью

$$V = \frac{c|EB|}{B^2} + V_0 \frac{B}{B}, \quad (2)$$

где скорость  $V_0$  произвольна. Скорость  $c|EB|/B^2$  наз. скоростью дрейфа заряд. частиц в скрещённых  $E, B$ -полях. Соотношение (2) определяет также скорости инерциальных систем отсчёта, в к-рых в соответствии с преобразованиями Лоренца для эл.-магн. поля электрич. поле обращается в нуль.

Лит.: Лоренс в Г. А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, нер. с англ., 2 изд.,

Л., 1956; Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.-М., 1936; Дандау Л. Д., Лишвиц Е. М., Теория полей, 7 изд., М., 1988. М. А. Миллер, Е. В. Суворов. **ЛОРЕНЦА СИСТЕМА** — система трёх нелинейных дифференц. ур-ний первого порядка:

$$\dot{x} = Pr(y - x), \quad \dot{y} = -y + rx - xz, \quad \dot{z} = xy - bz,$$

решения к-рой в широкой области параметров являются нерегулярными ф-циями времени и по мн. своим характеристикам неотличимы от случайных. Л. с. была получена Э. Лоренцем (E. Lorenz) из ур-ний гидродинамики.

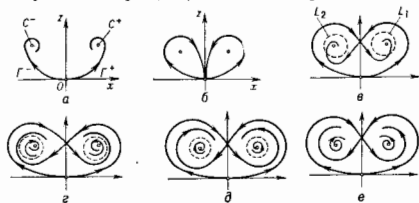


Рис. 1. Иллюстрация последовательных бифуркаций в системе Лоренца при увеличении параметра  $r$ : а)  $1 < r < r_1$ ; б)  $r_1 < r < r_2$ ; в)  $r_2 < r < r_3$ ; г)  $r_3 < r < r_4$ ; д)  $r_4 < r < r^*$ ; е)  $r^* < r$ .

памяки как модель для описания тепловых конвекций в горизонтальном слое жидкости, подогреваемой снизу ( $Pr$  — Прандтля число,  $r = Ra/Ra_c$  — приведенное Рэлея число,  $b$  — определяется выбором моды в Фурье-разложении поля скорости и темп-ры).

Л. с. — один из примеров динамической системы, имеющей простой физ. смысл; она демонстрирует стохастич. поведение системы. В фазовом пространстве этой системы в области параметров, указанных на рис. 1, существует странный аттрактор, движение изображающей точки на к-ром соответствует «случайному» — турбулентному течению жидкости при тепловой конвекции.



Л. с. (при  $b=1$ ) описывает, в частности, движение жидкости в конвективной петле, расположенной в вер-

Рис. 2. Конвективная петля — физическая модель, для которой выводится уравнение Лоренца.

тикальной плоскости в однородном поле тяжести торoidalной полости, заполненной жидкостью (рис. 2). На стенках полости поддерживается не зависящая от времени (но зависящая от угла  $\varphi$ ) темп-ра  $T(\varphi)$ ; ниж. часть петли теплее верхней. Ур-ния движения жидкости в конвективной петле сводятся к Л. с., где  $x(t)$  — скорость движения жидкости,  $y(t)$  — темп-ра в точке  $N$ ,  $z(t)$  — темп-ра в точке  $M$  при больших  $t$ . С ростом  $r$  характер движения жидкости меняется: сначала (при  $r < 1$ ) жидкость периодична, далее (при  $1 < r < r_1$ ) устанавливается циркуляция с пост. скоростью (либо по часовой стрелке, либо против); при ещё больших  $r$  всё течение становится чувствительным к малым изменениям нач. условий, скорость циркуляции жидкости меняется уже нерегулярно; жидкость вращается иногда по часовой стрелке, иногда — против.

При обычно используемых значениях  $Pr=10$ ,  $b = \frac{1}{2}$  Л. с. обладает след. свойствами: ур-ния Л. с. инвариантны относительно преобразования  $x \rightarrow -x$ ,  $y \rightarrow -y$ ,  $z \rightarrow z$ ; фазовый объём сокращается с пост. скоростью

$$\Lambda = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{y}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = -(Pr + b + 1) \approx -13,7,$$

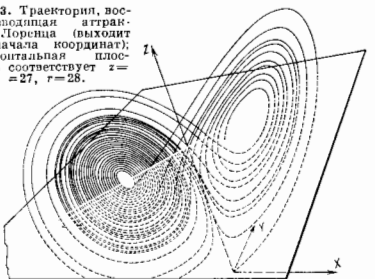
за единицу времени объём сокращается в  $e^{-\Lambda} \approx 10^9$  раз.

С ростом  $r$  в Л. с. происходит след. осн. бифуркации.

1) При  $0 < r < 1$  единственным состоянием равновесия

является устойчивый узел в начале координат  $O(0, 0, 0)$ . 2) При  $1 < r < r_1$ , где  $r_1 = 13,92$ , Л. с. кроме упомянутого тривиального ( $O$ ) имеет ещё два состояния равновесия  $C^+$ ,  $C^-$ . Состояние равновесия  $O$  является седловым, имеющим двумерное устойчивое многообразие и одномерное неустойчивое, состоящее из  $O$  и двух сепаратрис  $\Gamma^+$  и  $\Gamma^-$ , стремящихся к  $C^+$  и  $C^-$  (рис. 1, а). 3) При  $r = r_1$  каждая из сепаратрис становится двоякоасимптотической к седлу  $O$  (рис. 1, б). При переходе  $r$  через  $r_1$  из замкнутых петель сепаратрис рождаются неустойчивые (седловые) периодич. движения — предельные циклы  $L_1$  и  $L_2$ . Вместе с этими неустойчивыми циклами рождаются и очень сложное организованное предельное множество; оно, однако, не является критичикумом (аттрактором), и при  $r_1 < r < r_2$  (рис. 1, в), где  $r_2 = 24,06$ , все траектории но-прямое стремятся к  $C^+$ . Эта ситуация отличается от предшествующей тем, что теперь сепаратрисы  $\Gamma^+$  и  $\Gamma^-$  идут к «не своим» состояниям равновесия  $C^+$  и  $C^-$  соответственно. 4) При  $r_2 < r < r^*$ , где  $r^* = 24,74$ , в Л. с. наряду с устойчивыми состояниями равновесия  $C^{\pm}$  существует ещё притягивающее множество, характеризующееся сложным поведением траекторий, — аттрактор Лоренца (рис. 1, д и рис. 3). 5) При  $r \rightarrow r^*$  седловые циклы  $L_1$  и  $L_2$  стягиваются к состояниям равновесия  $C^+$  и  $C^-$ , к-рые при  $r = r^*$  терпят устойчивость, и при  $r > r^*$  единственным притягивающим мно-

Рис. 3. Траектория, воспроизводимая аттрактор Лоренца (выходит из начала координат), горизонтальная плоскость соответствует  $z = 27$ ,  $r = 28$ .



жеством Л. с. является аттрактор Лоренца. Т. о., если стремить  $r$  к  $r^*$  со стороны меньших значений, то стохастичность в Л. с. возникает сразу, скачком, т. е. имеет место жесткое возникновение стохастичности.

К Л. с. сводятся не только ур-ния, описывающие конвективные движения жидкости, но и др. физ. модели (трёхуровневый лазер, дисковое динамо и т. д.).

Лит.: Lorenz E., Deterministic nonperiodic flow, «J. Atmos. Sci.», 1963, v. 20, p. 130; в рус. пер., в кн.: Странные аттракторы, М., 1981, с. 88; Гангонов-Греков А. В., Рабинович М. И., Хаотическая динамика простых систем, «Природа», 1981, № 2, с. 64; Абрамович Е. С., Быков В. В., Шильников Л. П., О притягивающих негуберн. предельных множествах типа аттрактора Лоренца, «Тр. Московского матем. общества», 1982, т. 44, с. 150; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. В. Г. Шехов.

**ЛОРЕНЦА — ДИРАКА УРАВНЕНИЕ** — релятивистское ур-ние движения классич. точечной заряд. частицы в эл.-магн. поле, учитывающее силу реакции, с к-рой действует на частицу её собств. поле излучения. Эта сила реакции исследовалась до возникновения теории относительности Х. А. Лоренцем (1892), релятивистски инвариантное рассмотрение вопроса проведено П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac, 1938). Л.—Д. у. имеет вид (в СГС)

$$mc \frac{du^i}{ds} = \frac{q}{c} F^i{}_{ik} u^k + \frac{2q^2}{3c} \left( \frac{d^2 u^i}{ds^2} - u^i u^k \frac{d^2 u^k}{ds^2} \right), \quad (1)$$

где  $u^i$  — 4-вектор скорости частицы,  $q$  и  $m$  — её заряд и масса,  $F^{ik}$  — тензор внеш. эл.-магн. поля,  $ds = -cdt\sqrt{1-(v/c)^2}$ ,  $v$  — трёхмерная скорость частицы. В системе отсчёта, в к-рой  $v \ll c$ , (1) можно записать в виде

$$m\dot{v} = qE + \frac{q}{c} [vH] + \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \ddot{v}, \quad (2)$$

где точка обозначает дифференцирование по времени,  $E$  и  $H$  — векторы внешних электрич. и магн. полей. Первые два члена в (2) представляют собой *Лоренца силу*, третий член — силу реакции излучения (называемую также силой торможения излучением или силой радиач. трения). Ур-ния (1) и (2) учитывают, что частица, движущаяся с ускорением, излучает в единицу времени энергию, равную  $2q^2\dot{v}^2/3c^3$  (в системе отсчёта, где  $v=0$ ). Из (1) следует выражение, полученное ранее (из условия баланса энергии и импульса) М. Абрагамом (M. Abraham, 1904) для силы торможения излучением, справедливое при любых скоростях частицы:

$$f = \frac{2q^2}{3c^3} \left[ \frac{\ddot{v}}{1-\beta^2} + \frac{v(\dot{\beta}^2)}{c^2(1-\beta^2)^3} + \frac{3\dot{v}(v\dot{\beta})}{c^2(1-\beta^2)^3} + \frac{3e(\dot{v}^2)}{c^2(1-\beta^2)^3} \right], \quad (3)$$

$$\beta = v/c.$$

В задачах классич. электродинамики сила торможения излучением  $2q^2\dot{v}^2/3c^3$  мала (в системе покоя частицы) по сравнению с силой Лоренца. Условия малости силы торможения излучением можно записать в виде

$$\lambda \gg r_0, \quad H \ll \frac{q}{r_0}, \quad E \ll \frac{q}{r_0},$$

где  $r_0 = q^2/mc^2$  — классич. радиус частицы (см. *Классический радиус электрона*),  $\lambda$  — характеристич. длина волны поля излучения. В области применимости классич. электродинамики эти условия всегда выполняются, т. к. уже при значительно больших длинах волн ( $\sim 137 r_0$ ) и значительно меньших полях ( $\sim q/137 r_0$ ) начинают проявляться квантовые эффекты.

В отсутствие внеш. поля ур-ние (2), кроме физически разумного решения  $v = \text{const}$ , имеет также решение  $v = v(t) = v(0) \exp(3mc^3/2q^2)$ , описывающее самоускоряющуюся частицу. Обычно считается [1], что существование таких абсурдных решений Л.—Д. у. указывает на серьёзную и неустранимую внутр. трудность классич. электродинамики, связанную с бесконечностью эл.-магн. массы точечного заряда. Однако ситуация, когда не все решения не-р-го ур-ния имеют физ. смысл, является довольно общей [2]. Напр., из волновых решений ур-ний Максвелла обычно исполняются только западающие потенциалы, а для описания финитного движения в квантовой механике пригодны только нормируемые решения ур-ния Шрёдингера. Не существует принципиальных затруднений, препятствующих отбору физически разумных решений Л.—Д. у. даже в случаях, когда сила радиач. трения не мала по сравнению с внеш. силой.

Ещё одной, парадоксальной на первый взгляд, особенностью силы радиач. трения является обращение её в нуль при равномерно ускоренном движении. В релятивистской теории равномерно ускоренное движение — это движение, при к-ром ускорение частицы постоянно в сопутствующей (собственной) системе отсчёта. Это означает, что 4-вектор скорости частицы  $u^i$  удовлетворяет условию

$$c^4 \frac{d^4 u^i}{ds^4} = \omega^2 u^i, \quad (4)$$

где  $\omega$  — инвариантное ускорение, т. е. ускорение в сопутствующей системе отсчёта, в к-рой условию (4) соответствуют соотношения

$$\dot{v} = 0, \quad \dot{v}^2 = \omega^2. \quad (5)$$

Условия (4) и (5) приводят к исчезновению силы радиач. трения в ур-ниях (1) и (2). Т. к. частица, движущаяся с постоянным инвариантным ускорением, за время  $t$  излучает энергию

$$E = \frac{2q^2}{3c^3} \omega^2 t,$$

то возникает вопрос: как частица может излучать, если радиач. трение равно нулю? Понять, как это происходит, можно, рассмотрев конкретную физ. ситуацию [3]. Релятивистское равноускоренное движение с инвариантным ускорением  $w = qE/m$  реализуется в случае движения заряж. частицы вдоль иост. однородного электрич. поля  $E$ . Пусть поле заключено в объёме между пластинами конденсатора, тогда частица, двигающаяся с иост. скоростью, попадает в электрич. поле в момент  $t_1$  и покидает его в момент  $t_2$ . Т. к. ускорение при этом изменяется скачкообразно (формально), то сила радиач. трения (3) в эти моменты времени обращается в бесконечность (в рамках принятой формализации), причём так, что работа этой силы в точности равна излучённой энергии.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 2) Кляевиков И. П., Силы торможения излучением и излучение заряженных частиц, УФН, 1985, т. 148, с. 317; 3) Л и в 3 Б у р г В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987. Ю. П. Степановский. ЛОРЕНЦА — ЛОРЕНЦА ФОРМУЛА — связывает показатель преломления  $n$  вещества с электронной поляризуемостью  $\alpha_{эл}$  составляющих его частиц (атомов, ионов, молекул). Установлена в 1880 Х. А. Лоренцем и независимо от него Л. Лоренцем (L. Lorentz). Л.—Л. ф. имеет вид

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{4}{3} \pi N \alpha_{эл},$$

где  $N$  — число поляризующихся частиц в единице объёма.

Л.—Л. ф. является частным случаем ф-лы Клаузиуса—Мосotti для оптич. частот (видимого и УФ-диапазона), когда смещением понов под действием электрич. поля излучения можно пренебречь и рассматривать только электронную поляризуемость  $\alpha_{эл}$ . При этом в Л.—Л. ф. стоит  $n^2$ , а в ф-ле Клаузиуса—Мосotti — диэлектрич. проницаемость  $\epsilon = n^2$  (для оптич. диапазона магн. проницаемость  $\mu = 1$ ). Подробнее см. в ст. *Клаузиуса—Мосotti формула* и лит. при ней. ЛОРЕНЦА — МАКСВЕЛЛА УРАВНЕНИЯ — фундам. ур-ния классич. электродинамики, определяющие микроосн. эл.-магн. поля, создаваемые отдельными заряж. частицами. Л.—М. у. лежат в основе электронной теории (классич. микроосн. электродинамики), построенной Х. А. Лоренцем в кон. 19 — нач. 20 вв. В этой теории среда рассматривается как совокупность заряж. частиц (электронов и атомных ядер), движущихся в вакууме. Основной постулат теории Х. А. Лоренца состоит в предположении, что ур-ния классич. электродинамики (*Максвелла уравнения*) точно описывают поля в любой точке пространства (в т. ч. межатомики и внутриатомики поля) в любой момент времени  $t$ .

В Л.—М. у. эл.-магн. поле описывается двумя векторами: напряженностями микроосн. полей — электрич.  $e$  и магн.  $h$ , иногда обозначаемыми также  $E_{\text{микро}}$  и  $H_{\text{микро}}$ . Все электрич. токи (за исключением тока смещения) в электронной теории — чисто *коллекционные токи*, т. е. обусловлены движением заряж. частиц. Плотность тока  $j = \rho v$ , где  $\rho$  — плотность заряда,  $v$  — его скорость.

В дифференц. форме в *Гаусса системе единиц* Л.—М. у. имеют вид

$$\begin{aligned} [\nabla h] &= \frac{4\pi}{c} \rho v + \frac{1}{c} \frac{\partial e}{\partial t}, \quad \nabla h = 0, \\ [\nabla e] &= -\frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (\nabla e) = 4\pi \rho. \end{aligned} \quad (1)$$

Микроосн.ч. напряженности  $e$  и  $h$  очень быстро меняются во времени и пространстве вблизи элементарных заряж. частиц и не могут быть измерены классич. измерит. приборами. Для описания макроосн.ч. процессов

прибегая к статистическим методам, к-рые позволяют по основе определенных модельных представлений о строении вещества установить связь между ср. значениями напряженностей электрич. и магн. полей и усредненными значениями плотностей зарядов и токов.

Усреднение макроскопич. величин производится по пространств. и временным интервалам, большим по сравнению с микроскопич. интервалами (ворядка размера атомов и времени обращения электронов вокруг ядра), но малым по сравнению с интервалами, на к-рых макроскопич. характеристики эл.-магн. поля заметно меняются (напр., по сравнению с длиной эл.-магн. волны и её периодом). Подобные интервалы наз. физически бесконечно малыми.

Усреднение Л.—М. у. приводит к ур-ниям Максвелла. При этом оказывается, что ср. значение напряженности электрич. микроскопич. поля  $E$  совпадает с напряженностью электрич. поля  $E$  макроскопич. электродинамики:  $\langle e \rangle = E$ , ср. значение напряженности микроскопич. магн. поля  $h$  совпадает с вектором магн. индукции  $H$  макроскопич. электродинамики:  $\langle h \rangle = H$ .

В теории Лоренца все заряды разделяются на свободные и связанные (входящие в состав электрически нейтральных атомов и молекул). Можно показать, что макроскопич. плотность связанных зарядов  $\rho_{связ}$  определяется вектором электрич. поляризации  $P$  (электрич. дипольным моментом единицы объёма среды):

$$\rho_{связ} = -\nabla P, \quad (2)$$

а макроскопич. плотность тока связанных зарядов, кроме поляризации  $P$ , зависит также от намагниченности  $M$  (магн. момента единицы объёма среды):

$$j_{связ} = \frac{\partial P}{\partial t} + c[\nabla M]. \quad (3)$$

Векторы  $P$  и  $M$  являются макроскопич. характеристиками эл.-магн. состояния среды. Вводя два вспомогат. вектора— вектор электрич. индукции

$$D = E + 4\pi P \quad (4)$$

и вектор напряженности магн. поля

$$H = B - 4\pi M, \quad (5)$$

получают макроскопич. ур-ния Максвелла для эл.-магн. поля в веществе в обычной форме, с плотностью свободных зарядов и связанной с ними плотностью электрич. тока в качестве источников.

Для построения самосогласованной электронной теории Л.—М. у. (1) должны быть дополнены выражением для силы, действующей на заряд. частицы в эл.-магн. поле. Объёмная плотность этой силы (Лоренца сил) равна

$$f = \rho \left( e + \frac{1}{c} [vh] \right), \quad (6)$$

Сумма усреднённых значений Лоренца сил, действующих на составляющие тело заряд. частицы, определяет макроскопич. силу, действующую на тело в эл.-магн. поле.

Ур-ния (4) и (6) позволяют объединить ур-ния электродинамики и механики. Напр., в простейшем случае одной частицы, движущейся с нерелятивистской скоростью, ур-ния (4) следует дополнять ур-нием движения:

$$m\ddot{r}_s(t) = \int \rho \left( e + \frac{1}{c} [vh] \right) dr, \quad (7)$$

где  $r_s$  — радиус-вектор центра тяжести заряд. частицы с массой  $m$  и зарядом  $q = \int \rho dr$ . Эта система ур-ний ещё

не является замкнутой, т. к. остаётся открытым вопрос о модели частицы, к-рая необходима для установления зависимости между скоростью  $v_s$  центра тяжести частицы и полем скоростей  $\delta v$  внутри частицы относительно её центра тяжести:  $v = v_s + \delta v$ . Вектор  $\delta v(r, t)$  не опре-

делён и требует дополнит. сведений о структуре частицы. Для модели частицы в виде твёрдого, равномерно заряженного шара радиуса  $a$  действующую силу можно представить в виде ряда

$$\int \rho \left( e + \frac{1}{c} [vh] \right) dr = \left( -\frac{4}{3} \cdot \frac{3e^2}{6ac^2} \right) \ddot{r}_s + \left( \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} \right) \ddot{r}_s + \dots \quad (8)$$

Первый член этого ряда имеет форму произведения ускорения на постоянный коэф., к-рый может быть истолкован как дополнит. масса частицы, обусловленная её зарядом, т. е. как эл.-магн. поправка  $m_{эл}$  к массе частицы:

$$m_{эл} = \frac{4}{3} \cdot \frac{3}{5} \frac{e^2}{ac^2} = \frac{4}{3} \frac{u}{c^2},$$

где  $u = 3e^2/5a$  — эл.-статич. энергия равномерно заряженного по объёму шара радиуса  $a$ . Второй член ряда (8) является не зависящей от модели частицы силой радиации, трения.

Существование два важных результата, вытекающих из Л.—М. у. и не требующих конкретизации модели заряд. частиц.

Закон сохранения энергии электромагнитного поля:

$$f \cdot v = -\frac{\partial w}{\partial t} - \nabla S, \quad (9)$$

где  $w = (e^2 + h^2)/8\pi$  — плотность энергии эл.-магн. поля,  $S = (c/4\pi)[e \cdot h]$  — *Пойнтинга вектор*.

Закон сохранения импульса электромагнитного поля:

$$f = \nabla T - \frac{\partial}{\partial t} \frac{S}{c^2}, \quad (10)$$

где  $T$  — *Максвелла тензор напряжений*,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} (e_i e_k + h_i h_k - \delta_{ik} (e^2 + h^2)/2).$$

В модели точечных заряд. частиц, подобных материальным точкам классич. механики, Л.—М. у. вместе с ур-нием движения зарядов приобретают вид

$$[v \cdot h] - \frac{\partial e}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \sum_i q_i v_i(t) \delta(r - r_i(t)),$$

$$\nabla e = 4\pi \sum_i q_i \delta(r - r_i(t)),$$

$$[v e] + \frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} = 0, \quad \nabla h = 0, \quad (11)$$

$$m_i \ddot{r}_i = \int_j q_j \delta(r - r_j(t)) \left( e + \frac{1}{c} [v_j h] \right) dr,$$

где  $\delta(r)$  — дельта-функция Дирака,  $r_i(t)$  и  $v_i(t) = dr_i/dt$  — координата и скорость  $i$ -й заряд. точки. Эта система ур-ний, однако, не вполне корректна, т. к. в правой части ур-ния движения частиц содержится величина, к-рая в точке нахождения заряд. частицы фактически принимает бесконечное значение. Это не удивительно, поскольку эл.-статич. энергия точечного заряда бесконечна. Поэтому в последнем из ур-ний (11) приходится исключать действие поля данной частицы на саму частицу (т. е. суммировать только по  $j \neq i$ ). Член с  $j=i$  можно не считать в левую часть и считать, что соответствующая ему бесконечная эл.-магн. масса вместе с эмехания ч массой тела наблюдаемому полную конечную массу частицы (эта идея в квантовой теории поля принимает форму т. н. *перенормировки*).

Подобно системе ур-ний Максвелла, Л.—М. у. допускает релятивистски ковариантную запись, если ввести соответствующие тензоры эл.-магн. микрополя и 4-вектор микроплотности тока.

В *квантовой электродинамике* Л.—М. у.— основа для квантового обобщения эл.-магн. процессов. Здесь  $e$  и  $h$  становятся операторами, а  $\rho$  и  $v$  выражаются через операторы полей частиц, взаимодействующих с эл.-магн. полем (напр., электронов). Получаемые при этом



квантовые Л.—М. у. справедливы не как точные ур-ния, связывающие операторы эл.-магн. поля и частиц между собой, а как ур-ния для результатов действия этих операторов на волновые ф-ции реально осуществляющихся состояний системы.

Лит.: Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к рассеянию света и тепловому излучению, пер. с англ., 2 изд. М., 1956; Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория жидк., 7 изд., М., 1988.

**ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТЬ** — то же, что *релятивистская инвариантность*.

**ЛОУРЕНСИЙ** (Lawrencium), Lr, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, получен искусственно, ат. номер 103, относится к *актиноидам*. Известны изотопы Л. с массовыми числами 252—260, из к-рых наиб. устойчивы  $^{259}\text{Lr}$  ( $T_{1/2} = 31$  с) и  $^{260}\text{Lr}$  ( $T_{1/2} = 3$  мин). Впервые о синтезе ядер Л. (радиоаклид  $^{261}\text{Lr}$  или  $^{268}\text{Lr}$ ) было сообщено А. Гиорсо (A. Ghiorso) в 1961, однако результаты его опытов во многом противоречивы. Впервые надёжные сведения о свойствах Л. (радиоаклида  $^{269}\text{Lr}$ ) получены Г. Н. Флёровым с сотрудниками в 1965—67. По расчётам, электронная конфигурация трёх внеш. оболочек атома Л.  $5s^2 5p^6 5d^{10} 4f^{14} 6s^2 7s^2$  (возможно, также  $5s^2 5p^6 5d^{10} 4f^{14} 6s^2 6d^1 7s^2$ ), энергия первой ионизации 5,83 эВ. Значение радиуса иона  $\text{Lr}^{3+}$  0,092 нм, иона  $\text{Lr}^{2+}$  — 0,102 нм. Значение электроотрицательности 1,2. Наиб. устойчивая ступень окисления +3.

С. С. Бердосов.

**ЛОУСОНА КРИТЕРИЙ** — определяет условия возникновения термоядерной реакции в импульсной термоядерной системе: при темп-ре плазмы  $T$  в течение времени  $t$  должна сохраняться плотность  $n$ , т. е. в системе достигнут коэф. усиления энергии  $R(T)$ . Это условие фиксировано для каждой конкретной величины коэф. преобразования  $\eta$  термоядерной энергии в электрическую. Так, напр., для высокотемпературной плазмы ( $T = 8$  кэВ) при  $\eta = 1/3$   $nt \geq 10^{14}$  см $^{-3}$  с для DT-реакции и  $nt \geq 10^{15}$  см $^{-3}$  с для DD-реакции. Критерий установлен Дж. Д. Лоусоном (J. D. Lawson) в 1957.

Л. к. применим для *термоядерного реактора*, работающего в режиме усилителя мощности с коэф. усиления  $R(T)$ . Формально из зависимости  $R(T)$ , выведенной Дж. Д. Лоусоном, можно получить критерий зажигания с а м о о д е р ж и в а ю щ е я с я термоядерной реакции, если принять  $R(T) = E_d/E_\alpha$  для DT-плазмы, где  $E_\alpha$  — полная энергия, выделяющаяся в термоядерной реакции, а  $E_d$  — энергия, выделяющаяся в виде  $\alpha$ -частиц, остающихся в плазме. О график. представления Л. к. и его практич. применении см. в статьях *Управляемый термоядерный синтез*, *Термоядерный реактор*.

Лит.: Lawson J. D., Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, «Proc. of the Phys. Soc., Sec. B», 1957, v. 70, pt. 1, p. 6; см. также лит. при ст. *Зажигания критерий*.

В. И. Иосифович.

**ЛОШМИДА ПОСТОЯННАЯ** (Лошмидта число) ( $N_L$ ,  $N_L$ ) — число молекул (или атомов в случае атомарного газа) в 1 см $^3$  вещества, находящегося в состоянии *идеального газа* при давлении  $p = 101\,325$  Па (1 атм) и темп-ре  $T = 273,15$  К ( $0^\circ\text{C}$ ) (в т. п. н о р м а л ь н ы х условиях). Л. к.  $N_L = N_A/V_m \approx 2,68 \cdot 10^{25}$  см $^{-3}$ , где  $N_A$  — *Авогадро постоянная*,  $V_m$  — объем 1 моля идеального газа в нормальных условиях, равный (22413,83 ± 0,70) см $^3$  (на 1980). Названа в честь П. Лошмидта (J. Loschmidt). В зарубежной научной литературе Л. п. иногда наз. число молекул (атомов) в 1 моле вещества, т. е. постоянную Авогадро, а постоянную Авогадро — числом Лошмидта.

**ЛУНА** — естественный спутник Земли. Л. обращается вокруг Земли по эллиптич. орбите с эксцентриситетом 0,05490 и большой полуосью, равной ср. расстоянию от Земли — 384 400 км. Наиб. расстояние от Земли в апогее 405 500 км, наименьшее в перигее 363 300 км.

Барисентр системы Земля—Луна находится на расстоянии 4670 км от центра масс Земли. Плоскость орбиты Л. наклонена к плоскости эклиптики на угол 5°08'43". Ср. скорость движения Л. по орбите 1,023 км/с (3683 км/ч). Суточная скорость видимого движения Л. среди звезд 13,2". Период орбитального движения Л. 27,32166 сут (сирический месяц) и равен периоду осевого вращения. Благодаря атому равенству к Земле постоянно обращено одно и то же полушарие Л. Смена фаз Л. происходит с периодом 29,53059 сут (синодический месяц). Экватор Л. имеет слаб. наклон к плоскости эклиптики 1°32'47". Неравномерность орбитального движения при ост. скорости осевого вращения Л. приводит к явлению либрации по долготе с наибольшим значением 7°54'. Наклон плоскости экватора Л. к плоскости её орбиты вызывает либрацию по широте с наиб. значением 6°50'. Благодаря либрациям с Земли наблюдается 59% поверхности Л. Периодически вблизи фаз полнолуния Л. оказываются частично или полностью в конусе земной тени и происходит лунные затмения.

Геом. фигура Л. близка к сфере, ср. радиус к-рой 1738,0 км. Угл. радиус видимого диска Л. (на ср. расстоянии от Земли) 31°05'16". Площадь поверхности и объём Л. соответственно 3,796 · 10 $^7$  км $^2$  и 2,199 · 10 $^{10}$  км $^3$ . Масса Л. равна 1/81,30 массы Земли, т. е. 7,35 · 10 $^{22}$  г. Ср. плотность лунных пород 3,343 г/см $^3$ . Неоднородности плотности лунных пород проявляются через аномалии в гравитат. поле Л. При общей нецентральности гравитат. поле Л. обладает местными аномалиями, вызывающими деформацию аквипотенциальных поверхностей. Наиб. крупные аномалии — масконы — имеют местный избыток масс ок. 2,0 · 10 $^{17}$  масс Л.

Тёмные области на поверхности Л. условно наз. морями, светлые — материками. Общая площадь морских образований на поверхности Л. 16,9%. Осн. моря сосредоточены в пределах видимого полушария Л., что согласуется с разной мощностью коры на видимом и обратном полушариях. В масштабах всей Л. разность ср. урневней материков и морей достигает 2,3 км, в пределах видимого полушария это значение составляет 1,4 км. Круглые моря, связанные с масконами, располагаются в среднем на 4,3 км ниже уровня морей неправильной формы и на 4,0 км ниже ср. уровня материков. Осн. формой рельефа являются кольцевые структуры разл. размеров — кратеры ударного происхождения. Общее распределение числа кратеров (на единице площади) по размерам описывается степенной ф-цией. Следы тектонич. процессов зафиксированы в виде линейных структур в осн. типа разломов, борозд и складок. Поверхностный слой вещества Л. — реголит — представляет собой рыхлый пород раздробленных пород, состоящий из фрагментов различной крупности (всичины), включая тонкую пылевидную фракцию. Средняя толщина слоя реголита 2—3 м.

Минералогич. состав лунных пород близок к земным породам типа базальтов, норитов и анортозитов. Основными породообразующими минералами, как и на Земле, являются пироксен, плагиоклаз, ильменит и оливин. При общем сходстве с земными лунные породы заметно отличаются по содержанию окд. окислов в базальтах, в частности железа (более 25%) и титана (до 12%). Нек-рые образцы базальтовых и норитовых пород имеют повышенное содержание калия, редкоземельных элементов и фосфора (т. п. криповые породы). Моря сложены породами базальтового типа. Материк состоит из пород анортозитового ряда. От морских базальтов и норитов (неморских базальтов) анортозиты отличаются более высоким содержанием окислов алюминия (до 35%) и кальция (до 20%). Содержание окислов железа и титана в этих породах существенно ниже. Плотность светлых материковых пород анортозитового состава меньше ср. плотности

Л. и составляет ок.  $2,9 \text{ г/см}^3$ . Плотность морских базальтов  $3,3 \text{ г/см}^3$ , т. е. практически совпадает со ср. плотностью Л. Это означает, что лёгкие анортозитовые породы образуют тонкую внеш. оболочку — лунную кору, а морские базальты имеют прямую связь с глубинным веществом недра.

Естественная сейсмичность недра Л. относительно невелика. Выделение полной сейсмич. энергии в теле Л. менее  $10^{15}$  эрг в год, что в  $10^8$  раз меньше, чем на Земле. Ср. магнитуда колебаний не превышает 2 балла по шкале Рихтера. Сейсмографы на поверхности позволяют фиксировать от 600 до 3000 упругостей в год. Согласно активным сейсмическим экспериментам и изучению характера распространения объёмных волн при глубокофокусных дуноутрашениях, недра Л. делятся на неск. зон. Самая верх. зона, имеющая на видимой стороне мощность (толщину) ок. 60 км, а на обратной — ок. 100 км, отождествляется с лунной корой. Скорость продольных волн во втором слое мощностью ок. 250 км лежит в пределах от 7,8 до 8,1 км/с. Основными составляющими этого слоя — верх. мантия — могут быть оливин и пироксен. Третья зона — ср. мантия — имеет мощность ок. 500 км. Характерным для неё является уменьшение скорости поперечных волн до 3,6—4,0 км/с. По-видимому, морские базальты возникли в результате частичного расплавления пород в этой зоне. Ниж. область ср. мантия на глубинах 600—800 км включает очаги глубокофокусных дуноутрашений. Четвёртая зона — ниж. мантия — отличается полным исчезновением поперечных волн, что может объясняться частично расплавленным состоянием пород. Следовательно, на глубине ок. 800 км кончается твёрдая оболочка — литосфера — и начинается лунная астеносфера, вероятная темп-ра верх. части к-рой оценивается значением ок. 1200 К. На глубине 1380—1570 км резко уменьшается скорость продольных волн, что выделяет границу пятой зоны — ядра. В предположении полного расплава вещества этой части лунных недра расчёты дают величину скорости продольных волн ок. 5 км/с. В качестве иррегулярной гипотезы выдвигается модель ядра, состоящего из сульфида железа, с массой не более 1% массы всей Л.

Критич. скорость для Л. 2,38 км/с, нервая космическая — 1,68 км/с. В большинстве случаев скорости тепловое движение газовых частиц превышает эти значения, поэтому газы либо покидают окололунное пространство, либо рассеиваются на большие расстояния от поверхности Л. Газовая оболочка — атмосфера Л. — находится в сильно разреженном состоянии и по своим физ. свойствам аналогична условиям в земной экзосфере. Осн. компонентами являются водород, гелий, неон и аргон в сильно ионизированном состоянии. Наб. плотность газовой оболочки наблюдается в ясное время и в нерасчёте на плотность у поверхности соответствует суммарной концентрации ионов газов ок.  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . В дневное время концентрация газов падает до  $10^4 \text{ см}^{-3}$ . Эта величина составляет  $\sim 10^{-12}$  концентрация молекул газов в земной атмосфере, но на три-четыре порядка выше концентрации частиц в солнечном ветре на расстоянии 1 а. е. от Солнца.

Л. практически не обладает глобальным магн. полем. Дипольной природы и является немагнитной, сравнительно невращающей и холодной диэлектрич. сферой, поглощающей плазму солнечного ветра и потоки энергичных частиц, свободно падающих на её поверхность. Обтекаемая Л., солнечный ветер образует тень плазмы, протекание к-рой изменяется в зависимости от взаимной ориентации направления солнечного ветра и силовых линий межпланетного магн. поля. Величина глобального магн. поля на поверхности Л. не превышает 0,5 гамм. Напряжённость местного магн. поля, объясняемого в осн. палеомагнетизмом, может достигать в отд. случаях 100—300 гамм на материке,

от 43 до 403 гамм в районах переходного типа и от 40 до 3—6 гамм в морских районах.

По оценкам, основанным на наземных наблюдениях метеоритного вещества в околоземном пространстве, общий поток падающих на Л. твёрдых тел с массами от  $10^{-14}$  г (микрометеориты) до  $10^{18}$  г (крупные метеориты и астероиды) составляет ок.  $4 \cdot 10^{-16}$  г  $\text{см}^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ . Осн. массу составляют микрометеориты, падающие постоянно со скоростью ок. 25 км/с. По данным непосредственных измерений на поверхности Л., плотность потока этих частиц составляет  $2 \cdot 10^{-8}$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ . Наличие пост. флук избыточной яркости в УФ-п. видимой области спектра, обнаруженного по наблюдениям непосредственно на поверхности, указывает на существование над поверхностью Л. разреженного пылевого облака толщиной ок.  $10^3$  км, при размерах частиц 70 мкм и концентрации порядка  $7 \cdot 10^{-10}$  см $^{-3}$ , что в  $10^4$ — $10^8$  раз превышает концентрацию пылевых частиц в межпланетном пространстве.

Отражающая поверхность окровяного вещества Л. имеет уникальные оптич. свойства. Индикатриса отражения Л. сильно вытнута в сторону источника света. Максимум яркости поверхности Л. достигается при совпадении направлений падающего и отражённого наблюдаемого лучей. Для условий наблюдения с Земли это соответствует фазе полнолуния. Визуальная звездная величина Л. в истинное полнолуние составляет ок.  $-12,91^m$ . Геом. альбедо 0,147, сферич. альбедо 0,075. Ср. отражательная способность всей лунной поверхности 12,44%, материковых областей 13,45%, морских областей 7,30%. Поверхностный слой Л. по своим оптич. свойствам в большой степени одиороден. Отражённый Л. поток излучения частично поляризован. Максимум поляризации лунного света наступает при фазовых углах  $100$ — $110^\circ$  и достигает степени поляризации для всего освещённого диска примерно 6—8%. Максимум отраженного излучения Л. приходится на длину волны примерно 0,6 мкм, т. е. по сравнению с солнечным светом имеет несколько красноватый оттенок. Степень покраснения варьирует в зависимости от типа поверхности. Максимум собственного излучения Л. приходится на область 7 мкм. Темп-ра поверхности в подсолнечной точке достигает 400 К. К концу лунной ночи поверхность остывает до 100 К.

Вопросы образования и ранней истории Л. окончательно ещё не решены. Нет полной ясности относительно того, где сформировалась Л. как самостоятельное небесное тело. Нек-рые особенности хим. состава лунных пород позволяют предположить, что Л. и Земля образовались в одной и той же зоне Солнечной системы, но не были в прошлом единым целым. Гипотеза отделения Л. от Земли и гинотеза захвата Л. Землёй встречаются со многими трудностями. На самой ранней стадии существования Л. (4,3—4,6 млрд лет назад) произошла глобальная магматич. дифференциация, в результате к-рой сформировались кора и верх. мантия Л. при весьма интенсивной метеоритной бомбардировке. Большинство крупных материковых кратеров и огромные впадины — лунные бассейны — появились именно в эту эпоху. Завершающая стадия образования гигантских впадин, ставших впоследствии на видимом полушарии морями, совпала с выплыванием и кристаллизацией на поверхности пород портового состава. Процесс раннего лунного вулканизма, породивший базальтовые покрытия лунных морей, имел два всплеска активности недра. Первый завершился выплыванием базальтов со ср. возрастом 3,7 млрд лет. Второй связан с выплыванием из недра базальтов со ср. возрастом 3,2 млрд лет. Следующие два млрд лет являются временем полного постепенного затухания лунного вулканизма и отвердения пород верх. и ср. мантия на глубину в несколько сотен км. Метеоритная бомбардировка

превратилась в осн. фактор формирования совр. рельефа Л.

Лит.: Русеков Е. Л. Происхождение Луны. М., 1975; Галкин И. Н., Геофизика Луны. М., 1978; Савитов М. У., Луная гравиметрия. М., 1978; Шевченко В. В., Современная космография. М., 1980; его же, Луна и ее население. М., 1983.

В. В. Шевченко.

**ЛУПА** — оптич. система, состоящая из линзы или некск. линз, предназначенная для увеличения и наблюдения мелких предметов, расположенных на конечном расстоянии. Наблюдаемый предмет  $OO_1$  (рис. 1) помещают от Л. на расстоянии, немного меньшем её фокусного расстояния  $f$  ( $F'F'$  — фокальная плоскость). В этих условиях Л. даёт прямое увеличенное и мнимое изображение  $O'O_1'$  предмета. Лучи от изображения  $O'O_1'$  попадают в глаз под углом  $\alpha$ , большим, чем лучи от самого предмета (угол  $\varphi$ ); этим и объясняется увеличивающее действие Л.

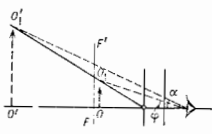


Рис. 1. Схема оптической системы линзы.

Линейное поле  $2y$  в пространстве предмета и диаметр выходного зрачка. Видимым увеличением Л. наз. отношение видим предмет через Л. ( $K$  и  $\alpha$ ), к тангенсу угла, под к-рым наблюдается предмет невооружённым глазом

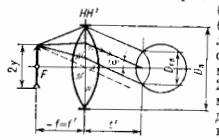


Рис. 2. Схема для определения линейного поля линзы.

фокальной плоскости Л. нет полевой диафрагмы, поэтому поле Л. резко не ограничивается. Оправа Л. является вышестоящей. Угл. поле Л.  $2y$  в пространстве изображений при отсутствии вышестоящих определяется лучом, идущим через верх. край Л. и верх. край глаза (рис. 2), т. е.  $tg \omega' = (D_2 - D_1) / 2f'$ , где  $f'$  — расстояние от Л. до глаза. Соответствующее линейное поле Л. в пространстве предметов  $2y = f(D_2 - D_1) / f'$ .

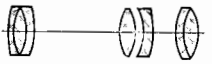


Рис. 3. Виды луп.

Л. в виде одиночных линз имеют увеличение до 5—7х, линейное поле с удовлетворительным качеством изображения для такой Л. не превышает 0,2f'. Усложнение оптич. системы Л. улучшает её характеристики и даёт возможность исправлять aberrации. Так, напр., апланетическая лупа Штейнгейла (рис. 3, а), состоящая из двояковыпуклой линзы из крова (см. Оптическое стекло) и двух отрицат. флинтовых меншек, имеет увеличение до 6—15х и угл. поле до 20°. Наиболее совершенные Л. из четырёх линз (рис. 3, б) имеют увеличение 10—4х, угл. поле 80—100° и устраняют астигматизм.

Лит.: Теория оптичных систем, 2 изд., М., 1981.

**ЛУЧ** — понятие геометрической оптики (световой Л.) и геометрической акустики (звуковой Л.), обозначающее линию, вдоль к-рой распространяется поток энергии волнам, испущенной в определ. направлении источником света или звука. В каждой точке Л. ортогонален волновому фронту. В однородной среде

Л. — прямая. В среде с плавно изменяющимися оптич. (или акустич.) характеристиками Л. искривляется, причём его кривизна пропор. градиенту показателя преломления среды. При переходе через границу, разделяющую две среды с разными показателями преломления, Л. преломляется, согласно Снелля закону преломления. Понятием Л. пользуются только в пределах применимости геом. оптики, т. е. в сильно рассеивающих средах, при наличии дифракции его не используют. Термин Л. употребляется также для обозначения узкого пучка частиц (напр., электронов Л.).

**ЛУЧЕВАЯ ОПТИКА** — то же, что геометрическая оптика.

**ЛУЧЕВАЯ ПРОЧНОСТЬ** — способность среды или элемента силовой оптики сопротивляться необратимому изменению оптич. параметров и сохранять свою целостность при воздействии мощного оптич. излучения (напр., излучения лазера). Л. и. при многократном воздействии часто наз. Л. лучевой стойкостью. Л. и. определяет верх. значение предела работоспособности элемента силовой оптики. Понятие Л. и. возникло одновременно с появлением мощных твердотельных лазеров, фокусировка излучения к-рых в объём или на поверхность среды приводила к её оптическому пробое. Л. п. численно характеризуется порогом разрушения (порогом пробоя)  $q^*$  — плотностью потока оптич. излучения, начиная с к-рой в объёме вещества или на его поверхности наступают необратимые изменения в результате выделения энергии за счёт линейного (остаточного) или нелинейного поглощения светового потока, обусловленного многофотонным поглощением, ударной ионизацией или возникновением тепловой неустойчивости. Первые два механизма реализуются в прозрачных средах, лишённых любого вида поглощающих неоднородностей, а также при микронных размерах фокальных пятен или трельных малых длительностях импульсов излучения. При этом Л. п. достигает очень больших значений  $\sim 10^{10} - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. При значит. размерах облучаемой области оптич. пробой обусловлен тепловой неустойчивостью среды, содержащей линейно или нелинейно поглощающие неоднородности (ПН) субмикронных размеров. Рост поглощения в окружающей микрооднородности матрицы связан с её затрпом ПН. При этом в материалах с малой шириной запрещённой зоны увеличивается концентрация свободных электронов, а в широкозонных диэлектриках происходит термич. разложение вещества. Распространяющаяся по веществу волна поглощения, инициированная неоднородностью, приводит к быстрому росту размеров

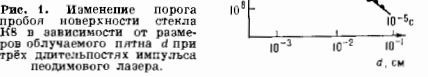


Рис. 4. Изменение порога поверхности стекла К5 в зависимости от размеров облучаемого пятна  $d$  при трёх длительностях импульса леодимового лазера.

поглощающего дефекта до критич. величины, при к-рой образуются макроскопич. трещины. Тепловая неустойчивость в реальных оптич. средах в широких световых пучках возникает при энергетич. освещённости в пределах  $10^8 - 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> для импульсов длительностью больше  $10^{-8}$  с. С уменьшением длительности импульса Л. и. возрастает вследствие нестационарности нагрева неоднородностей. Л. п. резко увеличивается при уменьшении размеров облучаемой области из-за уменьшения вероятности попадания ПН в световой зучок (рис. 1). При диаметрах светового пятна больше 1 мм Л. п. обычно выходит на пост. уровень. В любых режимах воздействия лазерного излучения на среду Л. п. зависит от энергии свали

(ширины запрещённой зоны) кристаллов и степени связности полимерного каркаса стёкол (рис. 2). Порог разрушения среды с температурной зависимостью коэф. поглощения вида  $\chi(T) = \chi_0 \exp(-T^2/T)$  определяется по ф-ле

$$q^{\chi}(R) = \frac{T^2 \chi}{\alpha (R) R} \left[ \ln \frac{\chi_0 R}{\alpha(R)} \right]^{-1},$$

где  $R$  — размер неоднородности,  $\alpha(R)$  — поглощательная способность неоднородности,  $\chi$  — теплопро-

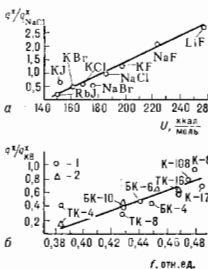


Рис. 2. Относительный порог разрушения нечлочно-радиальных кристаллов и стёкол в зависимости от энергии связи  $U$  кристаллической решетки и степени связности кремниеволородного каркаса:  $f$  — ионные длительности 30 пкс,  $d = 6,6$  мкм, фокусировка в объём;  $g$  — ионные длительности 2,10—3 с,  $d = 300$  мкм, фокусировка в объём (1) и ионные длительности  $10^{-4}$  с,  $d = 300$  мкм, фокусировка на поверхности (2).

водность матрицы,  $T^2$  — характерная для конкретного материала темп-ра. Так, напр., для полупроводников, прозрачных в ИК-области спектра,  $\chi_0 \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ , а  $T^2$  равна половине ширины запрещённой зоны, выраженной в градусах. Для диэлектриков, прозрачных в видимой области,  $\chi_0$  и  $T^2$  — формальные параметры, описывающие температурный рост поглощения за счёт термич. разложения материала. Измеренные значения  $T^2$  и  $\chi_0$  для нек-рых материалов приведены в таблице. Разрушение материалов, содержащих поглощающую технол. дефекты микронных размеров,

	Стекло К8	Плавленый кварц	Двуокись титана
$T^2, \text{K}$ . . . . .	$38 \cdot 10^3$	$72 \cdot 10^3$	$44,5 \cdot 10^3$
$\chi_0, \text{см}^{-1}$ . . . . .	$10^{10}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$
Температурный интервал, $^{\circ}\text{C}$ . . . . .	1500—1700	2400—2600	1200—1800

не связано со стадией тепловой неустойчивости, а обусловлено возникновением трения за счёт термонапряжений в окрестности дефекта. Л. и. в. таких материалов составляет  $10^3$ — $10^6$  Вт/см $^2$ . Поскольку Л. и. п. зависит от размера ПН, она не может быть определ. величиной, если в среде содержится ПН разного размера, и характеризуется вероятностью пробоя в данных условиях (рис. 3). Для матем. описания пробоя

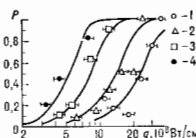


Рис. 3. Вероятность оптического пробоя поверхности стекла К8 в зависимости от плотности светового потока при различных площадях пятен  $S$ : 1 —  $S = 1,8 \text{ мм}^2$ ; 2 —  $S = 7,3 \text{ мм}^2$ ; 3 —  $S = 30 \text{ мм}^2$ ; 4 —  $S = 120 (130) \text{ мм}^2$

в этом случае используют статистич. методы. Л. и. элементов силовой оптики из металлов также ограничивается присутствием ПН, инициирующих локальное плавление и испарение поверхности. С наличием неоднородности часто связано возбуждение поверхностных электромагнитных волн и локализованных

плазмонов, вследствие чего падает коэффициент отражения металла и резко возрастает скорость нагрева поверхности.

Лит.: Дая и Зельво К. К. в др. Поверхностное разрушение кристаллов рубина лазерным излучением, «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 31; Алены и И. В. и др. Оптич. спектр прозрачных сред, содержащих микронородности, «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1214; Сп и Бейсон М. Г. Плазменно-химическая модель оптического пробоя прозрачных диэлектриков, «Письма в ЖЭТФ», 1977, т. 3, с. 448; Бессараб А. В. и др. Статистические закономерности поверхностного разрушения оптического стекла под действием широких лучей лазерного излучения, «Квантовая электроника», 1977, т. 4, № 2, с. 328; Глассов Ю. Б. и др. Новые представления о собственном оптическом пробое прозрачных диэлектриков, «ДАН СССР», 1966, т. 287, № 5, с. 1114.

Л. А. Ижас.

**ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ** астрономического объекта ( $v_r$ ) — составляющая его пространственной скорости вдоль луча зрения (скорость изменения расстояния между объектом и наблюдателем). Оценка Л. с. служит важнейшим источником информации о физ. и кинематик. характеристиках астр. объектов и их систем, а в случае достаточно удалённых галактик — и о расстояниях до них (см. *Расстояний шкала* в астрономии).

Измерение Л. с. в астрономии опирается почти исключительно на *Доплера эффект*, связывающий значение  $v_r$  с характеристикой спектра объекта — параметром смещения  $z = (\lambda_0 - \lambda_e) / \lambda_e$ , где  $\lambda_0$  — длина волны к.-л. детали спектра (обычно узкой линии) в системе отсчёта наблюдателя,  $\lambda_e$  — длина волны этой детали в системе отсчёта источника. При  $v_r \ll c$  ( $c$  — скорость света) справедливо линейное соотношение  $v_r/c \approx z$ . В общем случае зависимость  $v_r$  от  $z$  имеет более сложный вид (см. *Красное смещение*).

В принципе возможно восстановление распределения пространственных скоростей объектов по заданному распределению их Л. с. при условии, что первое распределение, даже будучи неизотропным, сохраняет свой вид в разл. точках пространства (В. А. Амбарцумян, 1935). На практике это применимо лишь к окрестности Солнца в Галактике. Л. с. ближайших к Солнцу звёзд составляет десятки км/с, они обусловлены хаотич. движением звёзд относительно систематич. (среднего) движения — дифференц. вращения Галактики (на расстоянии Солнца от центра Галактики скорость вращения  $\approx 250$  км/с). По контурам линий в спектрах звёзд, зависящих от лучевых скоростей атомов, удастся рассчитать также (при соответствующих предположениях) полную скорость теплового и турбулентного движений атомов в звёздных атмосферах и сделать вывод о возможных упорядоченных движениях (напр., истечения вещества или круговом движении в газовом диске). Осевое вращение звёзд вызывает характерное «гармоническое» уширение спектральных линий (Г. А. Шайн, О. Струве, 1929); измеренная на основании этого эффекта экваториальная скорость вращения звёзд достигает  $\approx 400$  км/с.

В интегральных спектрах звёздных систем (шаровых звёздных скоплений, центральных областей галактик и др.) ширина линий определяется дисперсией скоростей звёзд вдоль луча зрения. Знание дисперсии скоростей в изолированных системах позволяет на основании *вириала теоремы* оценить массу системы (А. Эйнштейн, 1921). Анализируя изменения Л. с. на видимых в проекции дискам галактик, можно определить характеристики вращения галактик и тем самым — радиальное распределение массы в них. Аналогичным образом, путём анализа эмиссионного спектра отд. участков объекта, изучается кинематика газовых туманностей.

Согласно *Хаббл закону* (1929), смещение  $z$  линий в спектрах достаточно удалённых галактик связано с расстоянием до них  $D$  соотношением  $z \approx (H_0/c) \cdot D$ , где  $H_0 \approx 75$  км/(с·мпк) — параметр Хаббл. Механизм этого т. п. красного смещения связывают с эф-

фектом Доплера. При этом на ф-лы Хаббла следует линейное соотношение между  $\Delta$  и расстоянием до галактики:  $v \approx H \cdot D$ , интерпретируемое в рамках нестационарной космологии. модели (А. А. Фридман, 1922) как локальное следствие общего расширения Вселенной (см. *Космология*).

### ЛУЧISTОЕ РАВНОВЕСИЕ

В. Ю. Терзиж. В звёздах — термич., широко используемый в теории строения звёзд для обозначения механит. равновесия всей звезды (или отдельных её частей) в условиях, когда энергия переносится только излучением (см. *Перенос излучения*).

Распространение излучения в звёздном веществе описывается ур-нием переноса, к-рое устанавливает баланс между изменением интенсивности излучения во времени и пространстве и процессами излучения, поглощения и рассеяния фотонов. В самом общем виде уравнение переноса, учитывающее все особенности этих процессов, приходится решать лишь для самых внеш. разреженных слоёв звезды (для *звёздной атмосферы*), где формируется спектральный состав покидающего звезду излучения. В глубоких внутр. слоях звезды, где сосредоточена осн. часть её массы, с огромной точностью применимо более простое (асимптотич.) решение ур-ния переноса в приближении лучистой теплопроводности.

Во внутр. слоях полностью равновесной звезды обычно отсутствуют к.-л. источники энергии и потому  $\Delta$  п. любого элементарного объёма звёздного вещества совпадает равенство между значениями поглощённой и излучённой в единицу времени лучистой энергии. В противном случае происходило бы нагревание или охлаждение звёздного вещества в характеристики звезды изменились бы со временем. Для самых внешних слоёв звезды, к-рые в первом приближении можно считать плоскостараллельными, из равенства между поглощаемой и излучаемой энергиями следует постоянно абс. величины вектора потока лучистой энергии  $H$  в пространстве, поскольку вещество звезды лишь передаёт энергию от внутр. слоёв к наружным, не различая её и оставаясь при этом в стационарном состоянии. Для сферически-симметрич. звезды постоянно  $\Delta$  при заданном его значении и дополнит. заданных значений полной массы и радиуса звезды, а также хим. состава её внутр. слоёв позволяет с помощью ур-ния гидростатич. равновесия рассчитать строение атмосферы звезды и спектр испускаемого ею излучения. Конкретные значения  $H$  и радиуса звезды (с заданными полной массой и хим. составом) находятся из решения задачи о стрoении всей звезды (т. е. путём построения модели звезды; см. *Моделирование звёзд*).

Внутр. звёзд происходит интенсивное освобождение энергии в *термоядерных реакциях*. При  $\Delta$  п. звёздных недр поглощаемая лучистая энергия уже не равна в точности испускаемой: излучённая энергия немного превышает поглощённую — ровно настолько, чтобы отвести излишек энергии, выделенной в термоядерных реакциях. В результате абс. величина  $H$  уже не постоянна, как во внутр. слоях звезды, а изменяется с расстоянием от центра звезды: дивергенция  $H$  ( $\text{div } H$ ) в точности равна энергии, выделяемой посредством термоядерных реакций в единицу времени в единице объёма. При этом звезда находится одновременно как в механит. равновесии (баланс между силами давления и силами гравитации), так и в тепловом равновесии (точное равенство между скоростями выделения и отвода энергии).

На опред. стадиях *эволюции звёзд* (относительно коротких по времени) термоядерные реакции оказываются неэффективными, но звезды всё же светят за счёт запасов тепловой и гравитационной энергий. В таких условиях звезда находится лишь в механитическом, но не в тепловом равновесии. Поток лучистой энергии оказывается постоянным, вообще говоря, не только в недрах звезды, но и в её поверхностных слоях.

Матем. формулировка  $\Delta$  п. основывается на общем ур-нии сохранения энергии, вытекающем из *первого начала термодинамики*:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} + p \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{div } F + \epsilon, \quad (1)$$

где  $\mathcal{E}$  и  $p$  — суммарные уд. энергия и давление вещества и излучения соответственно,  $V=1/\rho$  — уд. объём,  $\rho$  — плотность вещества,  $F$  — полный поток энергии,  $\epsilon$  — уд. энерговыделение ( $\epsilon\rho$  — энерговыделение единицы объёма),  $d/dt$  — полная (субстанциональная) производная по времени. Состояние  $\Delta$  п. соответствует тому случаю, когда вместо  $F$  в (1) можно подставить поток лучистой энергии  $H$ . Связь между  $H$  и физ. параметрами среды (темпер., плотностью и др.) устанавливается ур-нием переноса излучения. Напр., в широко используемом в теории внутр. строения звёзд приближении лучистой теплопроводности

$$H = -\frac{4\sigma}{3\kappa\rho} \text{grad } (T^4), \quad (2)$$

где  $\sigma$  — *Стефана — Больцмана постоянная*, а  $\kappa$  — *непрозрачность* звёздного вещества, зависящая, вообще говоря, от  $T$  и  $\rho$  (непрозрачность определяет ср. длину пробега фотонов  $l=1/\kappa\rho$ ). Случаю полного (теплого) и механит.) равновесия звезды соответствует равенство нулю производных по времени в левой части (1). При отсутствии теплового равновесия эти производные уже не равны нулю и левая часть (1) фактически определяет закон выделения тепловой и гравитационной энергий. Особенно большое значение такой источник энергии приобретает на стадиях *эволюции*, предшествующих включению термоядерных реакций горения водорода (перед выходом звезды на гл. последовательность *Герциларна — Рессела диаграммы*), когда он действует по всему объёму звезды. Его роль очень велика также во внутр. слоях звёзд в случае *аккреции* на них вещества (напр., в *тесных двойных звёздах*).

$\Delta$  п. нарушается, когда становятся эффективными способы передачи энергии, отличные от переноса излучения, либо когда отсутствует механит. равновесие звезды. Осн. конкурирующим с излучением механизмом переноса энергии является *конвекция*. Если градиент температуры достаточно большой, то  $\Delta$  п. оказывают конвективно неустойчивым и в звезде возникают области, в к-рых энергии переносится конвективными токами. Такие области наз. зонами конвективного равновесия. У массивных звёзд гл. последовательности с массой  $M \geq M_{\odot}$  имеются конвективные ядра, а у звёзд с массой  $M \leq M_{\odot}$  ( $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30}$  кг — масса Солнца) конвективные ядра отсутствуют и внутр. слои находятся в  $\Delta$  п., но возникают конвективные оболочки. Имеются также звезды с конвективными ядром и оболочкой, разделёнными промежуточной зоной  $\Delta$  п. (примером могут служить красные гиганты).

В плотном веществе *безызлучающих осн.* механизмом передачи энергии оказывается не перенос излучения, а теплопроводность *вырожденного газа* электронов. При этом, в отличие от случая конвекции, ур-ния, описывающие строение звезды, не претерпевают принципиальных изменений по сравнению со случаем  $\Delta$  п., поскольку полный поток энергии  $F$  в (1), равный сумме потоков лучистой энергии и энергии, переносимой электронной теплопроводностью, можно формально записать в виде (2), подобрав соответствующим образом выражение для  $\kappa$ .

При отсутствии механит. равновесия (что имеет место в нестационарных звёздах: новых, сверхновых, вспыхивающих и др.) энергия в основном переносится в результате макроскопич. движения звёздного вещества, в частности посредством распространения звуковых и ударных волн.

Понятие Л. р. часто применяется и к вращающимся звездам [ур-ния (1) и (2) справедливы и в этом случае]. Однако следует учитывать, что, согласно теореме фон Зейделя (1924), ур-ния Л. р. (1), (2) с  $F=H$ , вообще говоря, не совместимы с ур-нием гидростатич. равновесия вращающейся звезды (если только не подобран спец. образом закон изменения угл. скорости с расстоянием от осей вращения). Поэтому в общем случае во вращающейся звезде должны возникать макроскопич. потоки вещества, вносящие дополнительный вклад в полный поток энергии  $F$  (меридиональная циркуляция).

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Тауссудж Ж.-Л., Теория вращающихся звезд, пер. с англ., М., 1982.

Д. К. Надёжин.

**ЛУЧЕУСТЫЙ ПОТОК** — то же, что *поток излучения*.  
**ЛУЧЕУСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН** (радиационный теплообмен) — процесс переноса энергии, обусловленный превращением части внутр. энергии вещества в энергию излучения (испусканием эл.-магн. волн, или фотонов), нерезонансное излучение в пространстве со скоростью света и его поглощением веществом (обратным превращением энергии эл.-магн. волн во внутр. энергию). При этом перенос излучения в материальной среде может сопровождаться поглощением и рассеянием, а также соств. излучением среды. Однако для Л. т. наличие материальной среды между телами не является необходимым, что принципиально отличает Л. т. от др. видов теплообмена (*теплопроводности, конвективного теплообмена*). Передача теплоты излучением может происходить и разл. областях спектра (в зависимости от темп-ры).

Испускание лучистой энергии (тепловое излучение) абсолютно чёрного тела описывается *Стефаном — Больцманом законом излучения* и *Планка законом излучения*. Применительно к условиям термодинамич. равновесия закон Стефана — Больцмана даёт выражение для плотности потока интегрального излучения в полусфере, испускаемого поверхностью абсолютно чёрного тела в пределах полусферы, телесного угла во всём интервале длин волн от 0 до  $\infty$ ,  $E_0 = \sigma T^4$  [Вт/м<sup>2</sup>], где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>К<sup>4</sup> — *Стефан — Больцмановая постоянная*,  $T$  — темп-ра тела. Плотность потока монохроматич. излучения в полусфере в узком интервале длин волн  $\lambda$  описывается *ф-лой Планка*:

$$E_{\lambda_0} = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} \quad [\text{Вт/м}^2],$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  — константы,  $C_1 = 3,7413 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>, а  $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$  м·К. Излучат. свойства чёрного тела, что учитывается с помощью спец. коэф. — степени черноты,  $\epsilon$ -рых в зависимости от того, относится ли к интегральному или монохроматич. излучению, наз. интегральной степенью черноты ( $\epsilon$ ) или спектральной степенью черноты ( $\epsilon_{\lambda}$ ). В результате плотности потоков интегрального и монохроматич. излучения для реального тела описываются выражениями  $E = \epsilon E_0$ ;  $E_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} E_{\lambda_0}$ . Тела, у к-рых спектральная степень черноты не зависит от длины волны излучения, наз. серыми телами.

Перенос излучения в материальной среде в произвольном направлении описывается в общем случае интегродифференц. ур-нием

$$\frac{\partial I_{\lambda}}{\partial s} = \kappa_{\lambda} (I_{\lambda_0} - I_{\lambda}) + \alpha_{\lambda} \left( \frac{1}{4\pi} \int \lambda d\Omega - I_{\lambda} \right), \quad (1)$$

где  $I_{\lambda}$  — спектральная интенсивность излучения,  $I_{\lambda_0} = E_{\lambda_0}/\lambda$  — спектральная интенсивность излучения абсолютно чёрного тела,  $\kappa_{\lambda}$  — спектральный коэф. поглощения излучения в среде,  $\alpha_{\lambda}$  — спектральный коэф.

рассеяния излучения,  $\chi$  — индикатор рассеяния (см. также *Перенос излучения*). Рассеяние излучения характеризуется вторым слагаемым в правой части ур-ния (1) и существует для сред, содержащих конденсированные частицы (твёрдые или жидкие), напр. для топок и камер сгорания, работающих на твёрдом топливе. При Л. т. в газообразной среде рассеянием излучения, как правило, можно пренебречь и перенос излучения описывать ур-нем

$$\frac{dI_{\lambda}}{ds} = \kappa_{\lambda} (I_{\lambda_0} - I_{\lambda}). \quad (2)$$

При рассмотрении Л. т. в системе тел вводится понятие эффективного и результирующего излучения. Плотность эфф. излучения  $P_{\text{эфф}}$  представляет собой сумму плотностей соств. и отражённого излучения, т. е. сумму всех видов излучения, уходящих от поверхности тела:

$$H_{3\text{эфф}} = E + H_{\text{отр}}.$$

В свою очередь плотность отражённого излучения  $H_{\text{отр}}$  может быть выражена через плотность падающего на поверхность излучения:

$$H_{\text{отр}} = \rho \cdot H_{\text{пад}},$$

где  $\rho$  — отражат. способность поверхности тела. Для непрозрачных тел отражат.  $\rho$  и погложат.  $\alpha$  соотносятся связанным соотношением  $\rho + \alpha = 1$ . Понятие эфф. излучения может применяться как к интегральному, так и к монохроматич. (спектральному) излучению. Плотность потока результирующего излучения равна разности суммарных потоков излучения, уходящих от поверхности тела и приходящих к ней:

$$P_{\text{рез}} = P_{\text{эфф}} - H_{\text{пад}} = E - P_{\text{погл}}.$$

где  $H_{\text{погл}} = \alpha \cdot H_{\text{пад}}$  — плотность поглощённого излучения.

При расчёте Л. т. между отд. телами важную роль играет понятие углового коэф., или коэф. взаимной облучённости. Если тело 1 испускает энергию, а тело 2 её поглощает, то угл. коэф.  $\Phi_{12}$  представляет собой отношение потока энергии, испускаемого телом 1 и падающего на поверхность тела 2, к полному потоку энергии, испускаемому телом 1. Если излучение тела является диффузным, т. е. подчиняется *Дальберта закону*  $E = (E/\pi) = \text{const}$  (9), коэф. взаимной облучённости тел конечных размеров имеет вид

$$\Phi_{12} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi^2 l_{12}^2} dA_1 dA_2,$$

где  $dA_1$  и  $dA_2$  — излучающая и принимающая элементарные площадки на поверхностях тел,  $l_{12}$  — расстояние между площадками,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между нормальными к площадкам и соединяющей их прямой (рис.). Коэф. взаимной облучённости для двух тел обладают свойством взаимности  $A_1 \Phi_{12} = A_2 \Phi_{21}$ , а для тел, образующих замкнутую систему, т. е. систему, излучение из к-рой не может вырваться за её пределы, имеет место свойство

Схема переноса излучения между 2 элементарными площадками: 1 — излучающая площадка на поверхности  $A_1$ ; 2 — площадка на поверхности  $A_2$ , принимающая излучение.

замкнутости, представляющее собой следствие из закона сохранения энергии:  $\sum \Phi_{ij} = 1$ . В это выражение

входит в т. ч. т. я. коэф. самооблучённости  $\Phi_{ii}$ , характеризующий долю излучения, испускаемого  $i$ -м телом и падающего на него самого. При этом  $\Phi_{ii} \neq 0$  лишь для выпуклых поверхностей. Через угловой коэф. может быть выражена плотность потока излучения,

падающего на тело  $i$  со стороны тела  $j$ :  $H_{ij \text{ пад}} = H_{j \text{ эфф}} \Phi_{ij}$ .

Для диатермичной среды, не искусающей, не поглощающей и не рассеивающей излучение, расчёт Л. т. в системе излучающих, поглощающих и отражающих поверхностей с заданной пост. тем-рой  $T_i$  при наличии упрощающих предположений, что поверхность является непрозрачной и её стенка черноты равна поглощат. способности, сводится к линейной системе алгебраич. уравнений:

$$H_{i \text{ эфф}} - (1 - \epsilon_i) \sum_{j=1}^N \Phi_{ij} H_{j \text{ эфф}} = \epsilon_i \sigma T_i^4 \quad (3)$$

( $i=1, 2, \dots, N$ ).

Система, составленная из  $N$  ур-ний вида (3), может быть решена методами линейной алгебры. В результате получают значения плотности потоков полусферического эффективного излучения  $H_{i \text{ эфф}}$  для каждой поверхности.

Если тем-ра ограничивающих поверхностей переменна, во вместо системы алгебраич. ур-ний (3) пользуются линейным интегральным ур-нием Фредгольма:

$$H_{\text{эфф}}(\mathbf{r}_1) = \epsilon(\mathbf{r}_1) \sigma T^4(\mathbf{r}_1) + [1 - \epsilon(\mathbf{r}_1)] \int H_{\text{эфф}}(\mathbf{r}_2) \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{12}^2} dA_2,$$

где  $\mathbf{r}_1$  — радиус-вектор рассматриваемой точки поверхности, а  $\mathbf{r}_2$  — радиус-вектор текущей точки при интегрировании по всем ограничивающим поверхностям.

Если оптич. свойства поверхностей имеют селективный характер, т. е. зависят от длины волны излучения, ур-ния (3) разрешаются относительно монохроматич. (спектральных) потоков излучения для разл. спектральных интервалов, после чего соответствующие интегральные характеристики получают интегрированием по спектру. Наиб. трудности вызывает учёт отсуплений от закона Ламберта для излучат. и отражат. свойств поверхностей. При наличии в системе плоских поверхностей с зеркальными свойствами вводят т. н. разрешающие (или зеркальные) угл. коэф., характеризующие перенос излучения в системе с учётом зеркальных отражений. В общем случае произвольных индикатрис для стенок черноты и отражат. способности поверхностей учитывают перенос излучения в системе по всевозможным направлениям методом статистич. испытаний (метод Монте-Карло).

Учёт переноса излучения в системе излучающих поверхностей необходим и в случае, когда среда не является диатермичной. При этом также можно использовать приближённый подход, основанный на введении разрешающих угловых коэф., учитывающих поглощение излучения в объёме между поверхностями.

Расчёт Л. т. между излучающими, поглощающими и рассеивающими средами и поверхностями основан на решении интегралдифференц. ур-ния переноса излучения (1), к-рое в отсутствие рассеяния сводится к дифференц. ур-нию (2). При этом важную роль играет селективный (т. е. зависящий от длины волны) характер излучения газов при высоких тем-рах. Строгий расчёт Л. т. в этой ситуации вызывает значит. трудности. Широкое распространение получили приближённые методы. При этом определяющим фактором является *оптическая толщина*  $\tau_\lambda$  среды, к-рая равна отношению характерного размера  $L$  излучающего объёма  $V$  к ср. длине свободного пробега излучения  $1/\chi_\lambda$ ;  $\tau_\lambda = L\chi_\lambda$ . Безразмерную оптич. толщину  $\chi_\lambda$  наз. также числом *Бугера*:  $Bu = L\chi_\lambda$ .

Если  $\tau \ll 1$  (оптически тонкий слой), то можно пренебречь ослаблением излучения в объёме. При

этом для расчёта интегрального потока излучения вводят ср. коэф. излучения по Плауку:

$$\kappa_p = \frac{\int_0^\infty \kappa_\lambda E_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda d\lambda} = \frac{1}{E_0} \int_0^\infty \kappa_\lambda E_\lambda d\lambda.$$

В случае  $\tau_\lambda \gg 1$  (оптически толстый слой) используют приближение лучистой теплопроводности, или диффузионное приближение, при этом плотность потока полусферич. излучения пропорц. градиенту тем-ры, причём коэф. лучистой теплопроводности равен  $\lambda_R = (16/3)(\sigma T^3/\kappa_R)$ , где

$$\kappa_R = \int_0^\infty \frac{\partial E_\lambda}{\partial T} d\lambda \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \frac{\partial E_\lambda}{\partial T} d\lambda$$

— ср. коэф. поглощения по Росселлану (S. Rosseland). При совместном действии Л. т., теплопроводности и конвективного теплообмена (сложный теплообмен) относ. вклад разл. видов теплообмена характеризуют критериями подобия. Радиат. число Био  $Bi_p = \sigma T^3 L / \rho c_p$  пропорц. отношению коэффициентов лучистой  $\lambda_R$  и молекулярной  $\lambda$  теплопроводностей. Число Больцмана  $Bo = \rho c_p / \sigma T^3$  ( $\rho$  — плотность,  $u$  — скорость потока жидкости или газа,  $c_p$  — уд. теплоёмкость при пост. давлении) характеризует отношение плотностей конвективного и лучистого тепловых потоков.

Л. т. определяет такие природные явления, как заморозки на почве и *парниковый эффект* атмосфер Земли и Венеры; с Л. т. связаны астрофиз. процессы, протекающие в атмосферах планет и звёзд. Важную роль играет Л. т. в ядерных реакторах, тонках паровых котлов, камерах сгорания авиационных и ракетных двигателей, в электрич. дугах; Л. т. определяет тепловой режим космич. аппаратов в открытом космосе и тепловые нагрузки при уходе спускаемых аппаратов в атмосферу планет со скоростями, превышающими вторую космическую. Законы Л. т. используют при определении яркостной и цветовой тем-р тел и пламен, измерения лучистых тепловых потоков (радиометры), поглощат. способности тел и др.

Лит.: Кутагеладзе С. С., Основы теории теплообмена, 5 изд., М., 1978; Бэй Ш. и Чен Динминя, Динамика излучающего газа, пер. с англ., М., 1968; Спарроу Э. М., Сессе Р. Д., Теплоёмк излучением, пер. с англ., Л., 1970; Мучник Г. Ф., Рубашов И. В., Методы теории теплообмена, [ч. 2] — Тепловое излучение, М., 1974; 3 и 4 гл. в Р. Хьюэлл Дж. Е., Теплоёмк излучением, пер. с англ., М., 1975; Оливер М. Н., Сложный теплоёмк, пер. с англ., М., 1976; Блох А. Г., Теплоёмк в тонких паровых котлах, Л., 1984; Рубашов И. А., Теплоёмк излучением в сплошных средах, Новосибир., 1987; *Л. т.* — см. *Алгоритм*.

**ЛЪЕНАРА — ВИХЕРТА ПОТЕНЦИАЛЫ** — скалярный и векторный *запазывающие потенциалы*, определяющие эл.-магн. поле, создаваемое произвольво движущимся в вакууме зарядом. Найлены А. Лъенаром (A. Liénard, 1898) и Э. Вихертом (E. Wiechert, 1900).

Л.—В. п. в точке  $\mathbf{r}$  в момент наблюдения  $t$  определяются след. ф-лами:

$$\Phi = \frac{e}{R - vR/c}, \quad A = \frac{ev/c}{R - vR/c},$$

где  $e$  — величина заряда,  $R = r - r'$  — вектор, проведённый в точку наблюдения  $\mathbf{r}$  из точки местонахождения заряда  $\mathbf{r}'$  в нек-рый момент времени

$$t' = t - R(t)/c,$$

$v$  — скорость заряда в момент времени  $t'$ . Выражения для Л.—В. п. могут быть записаны в 4-мерной релятивистической ковариантной форме:

$$A^i = ev^i / R_k u^k,$$

где  $u^i$  — 4-вектор скорости заряда с компонентами  $(c\sqrt{1-v^2/c^2}, v/\sqrt{1-v^2/c^2})$ ;  $R_k$  — 4-вектор с компонен-

тамп  $[e(t-t'), -(r-r')]$ , удовлетворяющим условию  $R_k R^k = 0$ .

Л.-В. п. приводит к след. выражениям для напряжённости элктр. и магн. полей:

$$E(r, t) = e \frac{1-v^2/c^2}{(R-Rv/c)} (R-Rv/c) + e \frac{[R\{(R-Rv/c)\dot{e}\}]}{c^2(R-Rv/c)^3},$$

$$H(r, t) = [RE]/R,$$

где  $\dot{v} = \partial v/\partial t'$  и все величины, входящие в правые части этих ф-л, относятся к положению заряда в момент времени  $t'$ .

Эл.-магн. поле, создаваемое произвольно движущимся точечным зарядом, состоит из двух частей разного характера. Первая часть не зависит от ускорения заряда и убывает как  $1/R^2$ . Эта часть соответствует полю, создаваемому равномерно движущимся зарядом. Вторая часть поля, зависящая от ускорения заряда и убывающая как  $1/R$ , описывает эл.-магн. волны, излучаемые зарядом.

Лит.: Л. в. и Л. Д., Л. и Ф. и Л. Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; П. а. и о. с. в. и Ф. и Л. и с. М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963.

Ю. П. Степановский.  
**ЛЪЮБСА ЧИСЛО** (Льюбса — Семёнова число) ( $Le$ ) — один из подобию критериев тепловых и диффузионных процессов в жидкостях и газах,  $Le = D/a$ , где  $D$  — коэф. диффузии,  $a = \lambda/\rho c_p$  — коэф. температуропроводности,  $\lambda$  — коэф. теплопроводности,  $\rho$  — плотность,  $c_p$  — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении. Назв. по имени Г. Н. Льюбса (G. N. Lewis) и И. Н. Семёнова.

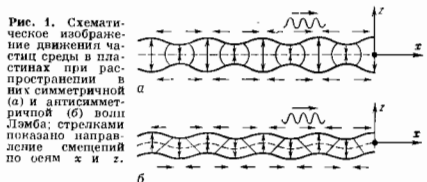
Л. ч. характеризует соотношение между интенсивности переноса массы примеси диффузией и переноса теплоты теплопроводностью. Значения  $D$  и  $a$  для газов могут быть вычислены методами кинетической теории газов (см. также Перенос явления, Кинетика физическая). В совершенных газах (подчиняющихся Гланейрона уравнению)  $Le=1$ . Для большинства реальных газов Л. ч. мало отличается от 1 и слабо зависит от темп-ры. Так, для водорода  $Le=0,95$ , а для углекислого газа  $Le=1,48$ . Поэтому, напр., в расчётах горения (распространения фронта пламени или волны реакции) принимают  $Le=1$ . При  $Le=1$  ур-ния диффузии и теплопроводности становятся идентичными и профили избыточных концентраций и темп-р оказываются подобными. При  $Le \neq 1$  подобие этих профилей не имеет места.

Л. ч. связано с др. критериями подобию — Прандтла числом  $Pr$  и Шмидта числом  $Sc$  — соотношением  $Le = Pr/Sc$ . С. Л. Вичиневичий.

**ЛЭМБА ВОЛНЫ** — упругие волны, распространяющиеся в твёрдой пластине (слое) со свободными границами, в к-рых колебательное смещение частиц происходит как в направлении распространения волны, так и перпендикулярно плоскости пластины. Л. в. представляют собой один из типов нормальных волн в упругом волноводе — в пластине со свободными границами. Т. к. эти волны должны удовлетворять не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на поверхности пластины, картина движения в них и их свойства более сложны, чем у волн в неограниченных твёрдых телах.

Л. в. делятся на две группы: симметричные  $s$  и антисимметричные  $a$ . В симметричных волнах движение частиц среды происходит симметрично относительно ср. плоскости  $z=0$  (рис. 1, а), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение и по оси  $z$  имеет одинаковые знаки, а смещение  $w$  по оси  $x$  — противоположные. В антисимметричных волнах движение частиц антисимметрично относительно плоскости  $z=0$  (рис. 1, б), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение и имеет противоположные знаки, а смещение  $w$  — одинаковые. В пластине толщиной  $2h$  при частоте  $\omega$  может распространяться отред. конечное число симметричных и антисимметричных Л. в., отличающихся одна от другой фазовыми и групповыми скоростями

и распределением смещений и напряжений по толщине пластины. Число волн тем больше, чем больше значение  $\omega h/c_t$ , где  $c_t$  — фазовая скорость сдвиговых волн.



При малых толщинах пластины ( $\omega h/c_t \ll 1$ ) в ней возможно распространение только двух Л. в. нулевого порядка:  $s_0$  и  $a_0$ , к-рые представляют соответствующие продольную и изгибную волны в пластине (см. Изгибные волны). Продольная волна очень похожа на продольную волну в неограниченном твёрдом теле; в ней преобладает продольная компонента смещения и только вследствие того, что грани пластины свободны, понаблюдается небольшое смещение  $w$ , к-рое в  $c_t/\omega h$  раз меньше продольного. Вследствие уменьшения продольной жёсткости из-за податливости боковых граней фазовая скорость  $c_t^{(L)}$  этой волны немного меньше фазовой скорости  $c_t$  продольной волны в неограниченном твёрдом теле и равна

$$c_t^{(L)} = c_t \sqrt{\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma)^2}},$$

где  $\sigma$  — коэф. Пуассона. При увеличении толщины пластины свойства волн  $s_0$  и  $a_0$  меняются: они становятся всё более похожими одна на другую. При  $\omega h/c_t \gg 1$  их фазовые и групповые скорости стремятся к фазовой

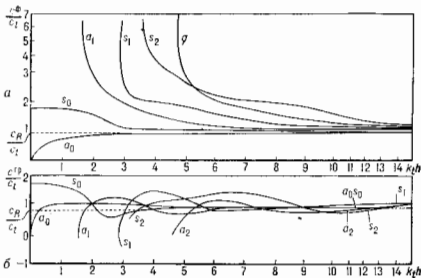


Рис. 2. Зависимость фазовой  $c_t^{(a)}$  и групповой  $c_g^{(s)}$  скоростей симметричных  $s$  и антисимметричных  $a$  волн Лемба различных порядков в пластине, отнесённых к скорости сдвиговых волн  $c_t$ , от величины  $k_1 h = \omega h/c_t$ ; нулевая линия соответствует величине  $c_R c_t$ .

скорости Рэлея волн  $c_R$  (рис. 2), смещения локализуются вблизи свободных границ пластины и их распределения с глубиной стремятся к распределению смещений по глубине в рэлеевской волне. Т. о., каждая из волн  $s_0$  и  $a_0$  превращается в две рэлеевские волны на обеих поверхностях пластины.

Л. в. в порядке выше нулевого появляются только при нек-рых «критич.» значениях  $\omega h/c_t$ . При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии и они представляют собой движение, быстро затухающее вдоль пластины. При критич. значениях  $\omega h/c_t$  но толщине пластины укладывается чётное или нечёт-



ное число продольных или сдвиговых полуволн и рождающаяся Л. в. представляет собой чисто продольную или чисто сдвиговую стоячую волну, образованную двумя волнами соответствующих поляризацій, расширяющимися с равными амплитудами в направлениях осей  $x$  и  $z$ . Фазовые скорости Л. в.  $c^0$  при этом равны бесконечности, а групповые  $c^0 P$  — нулю.

Рис. 3. Структура волны Лэмба в пластине толщиной  $2h$ .

При значениях  $\omega h/c_0$ , близких критических, фазовые скорости Л. в. становятся отличными от бесконечности, а групповые — от нуля. Это можно интерпретировать как новатор направлений распространения двух продольных или сдвиговых волн образующих стоячую волну в критич. области, от осей  $z$  в сторону полукруг. осей  $x$ . При этом из-за отражения от границ пластины возникает волна другой поляризации и Л. в. оказывается «составленной» из четырех компонент (рис. 3): двух продольных волн с волновым вектором  $k_1$  и двух сдвиговых с волновым вектором  $k_2$ , «привнесенных» сюда к другой т. о., что проекции волновых векторов на ось  $x$  одинаковы, а напряжения, создаваемые четырьмя волнами на граничных поверхностях  $z = \pm h$ , равны нулю. Распределение смещений и напряжений по сечению пластины характеризуется узлами и нулями, а траекториями настиг среды в волнах становятся, зыбущие, эксцентриситет  $k$ -рых зависит от типа и порядка волны, глубины и коэф. Пуассона материала пластины.

При больших толщинах пластины ( $kh \gg 1$ ) у всех Л. в., кроме волн  $a_0$  и  $b_0$ , имеется только смещение  $w$  по оси  $z$ , распределённое по толщине синусоидально с пространственным периодом  $2h/n$  ( $n$  — порядок волны) или  $2k/(n - 1/2)$ . Отношения амплитуды этого смещения на поверхности к амплитуде в толще пластины стремятся к нулю, т. е. движение в каждой Л. в., кроме  $a_0$  и  $b_0$ , становится локализованным в толще и не «выходит» на поверхность. Для волн  $a_0$  и  $b_0$ , как уже отмечалось, напротив, имеет место своеобразный *скин-эффект*. Фазовые и групповые скорости всех волн (кроме  $a_0$  и  $b_0$ ) при  $kh \gg 1$  стремятся к  $c_0$ .

Л. в. могут распространяться не только в плоских пластинах из однородного изотропного материала. Они существуют также в искривлённых пластинах, в пластинах с неоднородными механич. свойствами и в пластинах, вырезанных из кристаллов. В этих случаях их свойства усложняются.

Л. в. применяются для всестороннего неразрушающего контроля листовых материалов и конструкций (выявление дефектов, определение толщины изделий и т. д.) и в системах для обработки электрич. сигналов (ультра- и гиперзвуковые линии задержки электрич. сигналов, фильтры и т. д.). В неразрушающем контроле Л. в. диапазона 0,1—10 МГц удачно дополняют объёмные УЗ-волны, с помощью  $k$ -рых контроль возможен только в толстых массивных образцах. Для систем обработки очень ценным свойством Л. в. является зависимость фазовой и групповой скоростей от частоты, благодаря чему можно создавать так называемые дисперсионные линии задержки, где время задержки зависит от частоты. Такие линии задержки и фильтры существуют в частотном интервале 0,1—200 МГц.

Лит.: Коляшкин Г. Волны напряжения в твёрдых телах. Пер. с англ., М., 1955; Физическая акустика, под ред. У. Мозона, пер. с англ., т. 1, ч. А., М., 1966, гл. 2; Бреховский И. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1; Вейсборг В. И. А., Физические основы временной ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 2; его же, Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981. И. А. Викторов.

ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ у р о в н е й — смещение уровня энергии связанных состояний электрона во внеш. поле, обусловленное радиационными поправками. Наб. интерес (в отношении сравнения теории с экспериментом) представляют радиац. поправки к спектру атома водорода и водородоподобных ионов.

Ур-ние Дирака для электрона в кулоновском поле точечного ядра предсказывает *врождение* уровней энергии связанных состояний, обладающих одними и теми же главным квантовым числом  $n$  и квантовым числом полного момента  $j$ , но разными значениями квантового числа орбитального момента  $l = j \pm 1/2$ . Так, например, состояния  $2S_{1/2}(n=2, l=0)$  и  $2P_{1/2}(n=2, j=1/2, l=1)$  должны иметь одну и ту же энергию.

Эксперим. указания на несовпадение уровней энергии  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  атома водорода появились в 1934—39 в результате тщательных спектроскопич. исследований линий серии Балмера. Было обнаружено, что величина тонкого расщепления (см. *Тонкая структура*) меньше, чем это следовало из теории Дирака. Такое несхождение могло быть объяснено тем, что уровень  $2S_{1/2}$  расположен выше уровня  $2P_{1/2}$  приблизительно на 1000 МГц. Однако исследование доплеровского уширения спектральных линий точность экспериментов была невелика, что вызвало сомнения в реальности обнаруженного сдвига этих уровней.

В 1947 У. Э. Лэмб (W. E. Lamb) и Р. Ризерфорд (R. Retherford) посредством разработанного ими радиоспектроскопич. метода однозначно показали, что уровень  $2S_{1/2}$  действительно смещён относительно уровня  $2P_{1/2}$  на 1000 МГц [1]. Это открытие (Нобелевская премия, 1955), а также теоретич. соображения, высказанные Х. Бете (H. Bethe), послужили толчком для всего последующего развития квантовой электродинамики (КЭД),  $k$ -рая в дала исчерпывающее объяснение природы Л. с. Физической его ирчиной являются квантовые флуктуации вакуума эл.-магн. и электромагнитного полей,  $k$ -рые меняют потенц. энергию  $V(r) = -Ze^2/r$  взаимодействия электрона с ядром ( $Ze$  — заряд ядра,  $r$  — расстояние от ядра).

Качественно понять природу и оценить порядок величины лэмбовского смещения можно из след. соображений. Нулевые колебания эл.-магн. поля напряжённости  $E = \sum_{k, \mu} E_{k, \mu} \exp(-i\omega_k t)$  ( $k$  и  $\mu$  — соответственно волновой вектор и поляризация фотона частоты  $\omega_k = ck$ ) вызывают «дрожание» электрона со ср. значением квадрата амплитуды

$$\overline{\delta r^2} = \sum_{k, \mu} \frac{e^2}{m^2} \frac{E_{k, \mu}^2}{\omega_k^4} \approx \frac{2\alpha}{\pi} \left( \frac{h}{mc} \right)^2 \ln(Z\alpha)^{-2}.$$

Здесь  $m$  — масса электрона,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры ( $\alpha \approx 1/137$ ). Большой логарифмич. множитель (для не слишком тяжёлых элементов параметр  $Z\alpha \ll 1$ ) возникает в результате интегрирования по спектру нулевых колебаний в предделах от характерной энергии атома  $mc^2(Z\alpha)^2$  до энергии нолка электрона  $mc^2$ . «Дрожание» электрона приводит к положит. добавке к потенциалу взаимодействия  $\delta V = 1/4\pi\epsilon_0 \overline{\delta r^2} \partial^2 V / \partial r^2$  и, соответственно, к сдвигу атомного уровня вверх на величину

$$\delta E = \frac{1}{6} \overline{\delta r^2} \langle \partial^2 V / \partial r^2 \rangle = \frac{2\pi}{3} \overline{\delta r^2} Ze^2 \omega,$$

пропорциональную вероятности  $w$  нахождения электрона в точке  $r=0$ ,  $k$ -рая максимальна для  $S$ -состояния из-за отсутствия центрального потен. барьера ((. . .) означают квантовое усреднение по состоянию электрона). Тогда для состояний с  $l=0$

$$\delta E_{n0} = \frac{4\pi c^2}{3\lambda^3} \alpha (Z\alpha)^4 \ln(Z\alpha)^{-2};$$

для состояний с  $l \neq 0$  смещение оказывается существенно меньше. Относит. величина расщепл. сдвига  $|\delta E_{nl}/E_{n0}| \sim \alpha(Z\alpha)^{2l} \ln(1/Z\alpha)$  составляет  $10^{-6}$ .

Приведенная оценка соответствует оси, выкладу в Л. с., возникающему от собственно энергии. Фейнманова диаграмма, представленной на рис. 1, а. Сплошная жирная линия изображает электрон в поле ядра, пунктирная — процесс виртуального испускания и поглощения фотона связанным электронам. Эта диаграмма содержит, в частности, вклад от аномального магнитного момента электрона.

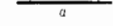


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, определяющие вклад Лэмбовского сдвига.



Другим радиационным эффектом является поляризация вакуума вокруг точечного заряда ядра из-за виртуального рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар (рис. 1, б). Поляризация вакуума искажает кулоновский потенциал, увеличивая эффективный заряд ядра на расстояниях порядка комитоновской длины волны электрона  $\hbar/mc$ , что приводит к отрицат. поправке к энергии уровня. В водородоподобных атомах радиус борковской орбиты электрона  $r_0 = \hbar^2/Zm\epsilon^2$  значительно больше расстояния  $\hbar/mc$ . Поэтому указанная поправка оказывается малой по сравнению с вкладом диаграммы а, так что результирующий сдвиг уровня положительный. Напротив, в *мюонных атомах* Л. с. определяется в основном эффектом поляризации электрон-позитронного вакуума, поскольку из-за большой массы мюона радиус его борковской орбиты приблизительно в 200 раз меньше  $r_0$ . В результате, напр., в мюонном атоме водорода уровень  $2S_{1/2}$  лежит ниже уровня  $2P_{1/2}$ .

В низшем порядке по  $\alpha$  и  $Z\alpha$  Л. с. атомных уровней равны:

$$\delta E_{n0} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\pi n^3} \alpha(Z\alpha)^4 \left[ \ln(Z\alpha)^{-2} + L_{n0} + \frac{19}{30} \right],$$

$$\delta E_{nl} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\pi n^3} \alpha(Z\alpha)^4 \left[ L_{nl} + \frac{3}{8} \frac{l(l+1) - l(l-1) - \frac{3}{4}}{l(l+1)(l+1)} \right], l \neq 0.$$

Логарифм Бете  $L_{nl}$  не зависит от  $Z$  и находится численно. Напр., для состояний с  $n=2$   $L_{20} = -2,812$ ,  $L_{21} = 0,030$ . Для разности энергий  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  состояний атома водорода получаем  $\delta_{H1} = \delta(2S_{1/2}) - \delta(2P_{1/2}) = 0,41 mc^2 \alpha^5$ , что соответствует частоте 1050 МГц.

После этого метод вычисления поправок к уровням энергии основан на использовании точной релятивистской кулоновской ф-ции Грина для электронных линий в диаграммах типа 1, а и 1, б. Однако из-за отсутствия замкнутого выражения для ф-ции Грина такой подход связан с серьезными вычислит. трудностями и полностью не реализован.

В совр. теории Л. с. учтены ведущие поправки высших порядков по константе связи  $\alpha$ , поправки второго порядка по  $\alpha$  в собств. энергии, аномальному магн. моменту и поляризации вакуума, а также эффекты, связанные с конечностью массы и радиуса протона.

В табл. 1 приведены наиб. известные теоретич. значения Л. с. в атоме водорода, полученные Г. В. Эриксеном [2] и П. И. Мором [3]. Осн. источником расхождений их результатов, кое составляет 0,045 МГц и выходит за пределы погрешностей, является разный метод учета эффектов связности высших порядков в однопоточной собственно энергии. диаграммы, однако до конца причина расхождения не выяснена.

Первое точное измерение  $\delta_{H1}$  было выполнено С. Трибассером, Э. С. Дейххоффом и У. Э. Лэмбом в 1950—53 радиоспектроскопич. методом [4], аналогичным первоначальному методу Лэмба—Ризерфорда. Значит.

прогресс в повышении точности измерения  $\delta_{H1}$  был достигнут при использовании пучков быстрых атомов водорода (с энергией  $\sim 20-100$  кэВ) [5, 6], но и в этом случае точность не превышала  $\sim 0,01$  МГц. Это объясняется в первую очередь тем, что во всех рассмотренных методах процедура измерения состояла в получении резонансной кривой перехода  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ .

В работах [7, 8] измерения  $\delta_{H1}$  было выполнено при помощи двойного атомного интерферометра. Процедура измерения состояла в определении выхода  $2P_{1/2}$

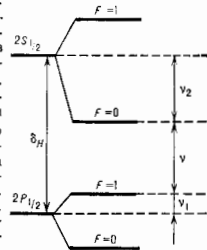


Рис. 2. Спектральное распределение  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ -уровней атома водорода (масштаб не выдержан).

атомов в зависимости от приращения расстояния ( $L$ ) между входной и выходной системами интерферометра при пост. значениях напряженностей локализованных в них электрич. полей. Как и в др. экспериментах с быстрыми атомами, измерялся не сам Л. с., а частота  $\nu$  перехода ( $2S_{1/2}, F=0 - 2P_{1/2}, F=1$ ) между компонентами сверхтонкой структуры  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ -уровней (рис. 2), где  $F$  — квантовое число суммарного момента ядра и электрона. (Компоненты  $2S_{1/2}$  состояния с  $F=1$  предварительно удалялись из пучка с помощью радиочастотных резонансных полей.) Т. о.,  $\delta_{H1} = \nu + \nu_1 + \nu_2$ ;  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , связанные со сверхтонким расщеплением уровней  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ , приводят к добавке  $\nu_1 + \nu_2 = 147,958$  МГц.

Интерференц. эффект описывается ф-цией

$$\cos \left\{ \frac{2\pi\nu}{v} \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot L \right\},$$

где  $v$  — скорость  $2S_{1/2}$ -атомов. Скорость  $v$  измерялась по распадной кривой атома в  $2P$ -состоянии:  $\exp[-\gamma(L/v) \times (1 - v^2/c^2)^{1/2}]$  и выражалась через константу распада  $\gamma$ , к-рая была рассчитана с точностью  $\sim 10^{-6}$ . Величина  $\nu$  определялась путем подгонки теоретич. кривой к эксперим. точкам. Подгонка производилась в широком диапазоне изменения фазы косинуса, к-рый совершал явля осцилляций. В этом заключалось принципиальное отличие метода атомного интерферометра от др. методов (где обрабатывалась резонансная линия с одним максимумом), позволяющее заметно повысить точность определения  $\nu$  (табл. 1).

Табл. 1. — Теоретические и экспериментальные значения Лэмбовского сдвига в атоме водорода (в МГц)

Теория	Эксперимент
1057,9100 (100) [2]	1057,8620 (200) [3]
1057,8640 (140) [3]	1057,8450 (90) [6]
	1057,8514 (19) [7,8]

Интерес к прецизионному расчёту и измерению Л. с. в атоме водорода связан не только с неустраняемым пока расхождением между наиб. точными известными теоретич. значениями  $\delta_{H1}$  а также между теорией и экспериментом, но и с возможностью извлечения информации о структуре и свойствах поправок, не связанных непосредственно с КЭД. В отличие от аномального магн. момента, Л. с. характеризует свойства с яваного со вдром электрона, т. е. учитывает не только эффекты КЭД, но и эффекты, обусловленные

структурой ядра. Для аномального магн. момента поправки, не зависящие от КЭД, лежат далеко за пределами точности измерений. Для Л. с. поправки, обусловленная конечным размером протона,

$$\delta_{\mu} = \frac{mc^2 \cdot (2a)^4 \cdot \langle r_p^{-2} \rangle}{12 \cdot (\hbar/mc)^2}$$

(где  $\langle r_p^{-2} \rangle$  — ср. квадрат радиуса протона), находится в пределах точности совр. эксперимента. Для  $\langle r_p^{-2} \rangle = 0,862$  Ф нокера составляет 0,146 МГц. Допущенная в эксперименте по определению Л. с. методом атомного интерферометра точность  $\sim 2$  кГц позволяет в принципе определить радиус протона с погрешностью 0,007 Ф, к-рая почти в два раза меньше, чем в экспериментах по упругому е — р-рассеянию.

Эксперим. значения Л. с. для перехода  $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$  в нек-рых водородоподобных атомах приведены в табл. 2.

Табл. 2. — Лэмбовский сдвиг в водородоподобных атомах (в МГц)

$\Delta$ 1059, 282 (64)	$O^{+}$ 2215, 6 (75) $10^4$
$He^{+}$ 14046, 4 (2)	$Si^{14+}$ 31, 19 (22) $10^4$
$He^{+}$ (n=3) 483, 17 (54)	$Ar^{17+}$ 38, 0 (6) $10^4$
$Li^{+}$ 62765 (21)	

Лит.: 1) Лэмб У. Е., Ризерфорд Р. К., Тонная структура водородного атома, пер. с англ., «УФН», 1951, т. 45, с. 553; 2) Erickson G. W., Improved Lamb-shift calculation for all values of Z, «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 780; 3) Милл Р. Ф., Lamb shift in a strong Coulomb potential, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1050; 4) Triebwasser S., Dayhoff E. S., Lamb W. E., Fine structure of the hydrogen atom, «Phys. Rev.», 1953, v. 9, p. 98; 5) Andrews D. A., Newton G., Radio-frequency atomic beam measurement of the  $(2S_{1/2} - F=0) - (2^2P_{1/2} - F=1)$  Lamb shift interval in hydrogen, «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1254; 6) Ли Чун-Рун Р., Рипкин F. M., Measurement of the Lamb shift in hydrogen, n=2, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 46, p. 232; 7) Соколов Ю. Л., Яковлев В. П., Измерение лэмбовского сдвига в атоме водорода (n=2), «ЖЭТФ», 1982, т. 83, с. 15; 8) Пальчиков В. Р., Соколов Ю. Л., Яковлев В. П., Время жизни 2-р-состояния и лэмбовский сдвиг в атоме водорода, «Письма в ЖЭТФ», 1983, т. 38, с. 349.

Ю. Л. Соколов, В. П. Яковлев

**ЛЮДЕРСА — ПАУЛИ — ШВИНГЕРА ТЕОРЕМА** — см. Теорема СРТ.

**ЛЮК** в оптике — реальное отверстие (*диафрагма*) или оптич. изображение такого отверстия, к-рое в явн. степени ограничивает *поле зрения* оптич. системы.

**ЛЮКС** (от лат. lux — свет) (лк, lx) — единица СИ освещенности; 1 лк равен освещенности поверхности площадью 1 м<sup>2</sup> при световом потоке нормально падающего на неё излучения, равном 1 люмену. 1 лк =  $10^{-4}$  фот.

**ЛЮКСЕМБУРГ-ГОРЬКОВСКИЙ ЭФФЕКТ** (перекрестная модуляция) — перенос модуляции мощной радиоволны с несущей частотой  $\omega$  на радиоволны др. частот  $\omega'$ , проходящие через ту же область ионосферы, что и мощная радиоволна. Обнаружен в 1933 на радиостанциях в Люксембурге и Горьком. Причина Л.-Г. э. состоит в том, что эл.-магн. поле мощной радиоволны оказывает влияние на движение электронов в ионосфере и, следовательно, на её проводимость. Благодаря этому изменяются условия распространения др. радиоволн в возмущенной области, в частности их поглощение. Если мощная радиоволна модулирована по амплитуде, то в результате вызываемые ею возмущения будут изменяться во времени, а др. радиоволны окажутся промодулированными по амплитуде.

Л.-Г. э. — одно из нелинейных явлений, возникающих при *распространении радиоволн*. Возмущения, вызываемые в ионосфере мощной радиоволной, сказываются и на самой радиоволне, вызывающей эти возмущения; возникает самовоздействие радиоволн, приводящее к искажению сигнала. Л.-Г. э. наиболее значительное на частотах СВ- и ДВ-диапазонов, в ниж.

слоях ионосферы (высота 60—100 км). Л.-Г. э. используют для изучения ионосферы. Л. М. Ерицман. **ЛЮКСМЕТР** (от лат. lux — свет и греч. μέτρον — измерю) — прибор для измерения *освещенности*: один из видов *фотометров*. Простейший Л. состоит из фототрэнзистора и регистратора фототока с регулируемой чувствительностью. При измерении высоких освещенностей паданий на Л. световой поток уменьшают, вводя на пути потока ослабителя с известным пропусканием (*светофильтр*, рассеиватель и пр.). Для правильного измерения освещенности необходимо, чтобы кривая спектральной чувствительности фотоприемника совпадала бы с кривой спектральной чувствительности человеческого глаза. А. П. Гагарин. **ЛЮМЕН** (от лат. lumen — свет) (лм, lm) — единица СИ светового потока; 1 лм — световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле в 1 стерadian при силе света в 1 кандела. **ЛЮМИНОМЕТР** — то же, что *фотометр интегрирующий*.

**ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ** — методы исследования объектов, при к-рых регистрируется либо собственное свечение исследуемого объекта, либо свечение спец. люминофоров, к-рыми обрабатывается исследуемый объект.

Л. а. включает в себя качеств. и количеств. химический Л. а., при к-ром обнаруживают присутствие или определяют содержание определ. веществ в смеси, и сортовой Л. а., позволяющий разделять объекты по наличию или отсутствию люминесценции. В Л. а. используются все виды возбуждения люминесценции, но чаще всего фотовозбуждение, осуществляемое обычно с помощью газоразрядных ламп (ртутных, ксеноновых и т. д.), электрич. искры, лазерного излучения. Регистрируют люминесценцию *визуально* или с помощью фотозатвора, приборной, к-рые повышают чувствительность и точность Л. а.

В хим. Л. а. наличие и концентрация тех или иных примесей в смеси определяют по интенсивности и спектру излучения (см. *Спектральный анализ*). При малых оптич. толщинах исследуемого объекта и при малых концентрациях (т. е. в отсутствие концентрационного *тушения люминесценции*) интенсивность свечения пропорц. концентрации люминесцирующего вещества. При увеличении оптич. толщины проницательность нарушается, и при больших толщинах яркость люминесценции может не зависеть от концентрации.

Чувствительность хим. Л. а. очень велика и позволяет обнаруживать примеси нек-рых, в частности органических, веществ в концентрации до  $10^{-10}$ — $10^{-11}$  г/см<sup>3</sup>. В газовой фазе удаётся регистрировать отд. атомы. При возбуждении атомов и молекул в газовой фазе узкополосным излучением негерманового лазера можно наблюдать люминесценцию отд. изотопов, т. е. проводить изотопный Л. а.

Помимо интенсивности и спектра люминесценции исследуемой характеристикой может быть её кинетика. В нек-рых случаях обработка спец. реактивами меняет параметры люминесценции (яркость, спектр, длительность и т. д.), и при Л. а. исследуется это изменение. Совр. методы Л. а. имеют временное разрешение выше чем  $10^{-12}$  с. Знание кинетики люминесценции позволяет изучать процессы хим. превращения веществ и передачи энергии, внутр. дель энергии, и хим. преобразований при фотосинтезе.

Сортовой Л. а. применяют в медицине и ветеринарии для обнаружения грибковых заболеваний, в сельском хозяйстве — для обнаружения заболеваний растений и семян, в геологии — при поиске полезных ископаемых, для обогащения алмазосодержащей породы, исследования нутей подземной миграции воды и т. д.

К Л. а. можно отнести и люминесцентную дефектоскопию, а также регистрацию элементарных частиц с помощью сцинтилляционного счётчика. В люминесцентной микроскопии Л. а. производит с помощью мик-

роскопа. Л. а. применяют также для определения содержания документов, обнаружения следов токсич. веществ, в реставрационных работах и т. п.

Лит. см. при ст. Люминесценция. Э. А. Смирнов.

**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** (от лат. *lumen*, род. п. *luminis* — свет и *-escent* — суффикс, означающий слабое действие) — излучение, представляющее собой избыток над *тепловым излучением* тела и продолжающееся в течение времени, значительно превышающего период свечения колебаний. Первая часть определения Л. отделяет её от теплового равновесного излучения и указывает на то, что понятие Л. применимо только к совокупности атомов (молекул), находящихся в состоянии, близком к равновесному (отклонение от равновесного состояния может заключаться в том, что одна термодинамич. подсистема, напр. ионы, имеет определ. темп-ру, а другая — валентные электроны — находится в неравновесном состоянии). При сильном отклонении от равновесного состояния говорить о тепловом излучении или Л. не имеет смысла. В видимой области спектра тепловое излучение становится заметным только при темп-ре  $\sim 10^3$ — $10^4$  К, люминесцировать же в этой области тело может при любой темп-ре, поэтому Л. часто наз. холодным свечением.

Вторая часть определения — признак длительности — была введена С. И. Вавиловым, чтобы отделить Л. от разл. видов рассеяния, отражения, параметр. преобразования света, тормозного и Черенкова — Вавилова излучений. В отличие от рассеяния света, при Л. между поглощением и испусканием происходит промежуточные процессы, длительность к-рых больше периода световой волны. Однако критерий сравнения длительности этих процессов с периодом световой волны недостаточен, чтобы, напр., отделить резонансное рассеяние от т. н. резонансной флуоресценции (см. ниже). При большом времени жизни возбуждённого состояния акт резонансного рассеяния длится более периода световых колебаний, как и процесс когерентного испускания света, системой атомов (см. *Фотонное эхо*). Однако в этих процессах сохраняются определ. соотношения между фазами поглощённой и испущенной световых волн, в то время как при Л. эта корреляция утрачивается. Поэтому целесообразно отделять Л. от др. процессов во времени фазовой релаксации воляризации среды.

Л. в природе — северное сияние, свечение некоторых пасмоков, минералов, гниющего дерева — наблюдалась давно, однако систематически Л. изучается с 17 в. Л. — квантовый процесс, происходит при квантовых переходах в атомах, молекулах, кристаллах.

Виды люминесценции. По виду возбуждения различают фотолюминесценцию (возбуждение светом), радиолюминесценцию (возбуждение проникающей радиацией; к ней, в частности, относятся рентгено-, катодо-, ионо- и  $\alpha$ -люминесценция), электролюминесценцию (возбуждение электрич. полем), катодолюминесценцию (возбуждение при механич. воздействиях, напр. при разрушении кристаллич. решёток), хемилюминесценцию (возбуждение при хим. реакции), в частности биолюминесценцию, радикалорекombинационную Л., люминесценцию (возбуждение при растворении кристаллов).

По длительности свечения различают флуоресценцию (быстротухающую Л.) и фосфоресценцию (длительная Л.). Это деление условное, оно зависит от времениго разрешения регистрирующих приборов. Иногда термины «флуоресценция» и «фосфоресценция» используют, чтобы отличить Л., происходящую при переходах с синглетных уровней, от переходов, происходящих с метастабильных триплетных уровней.

По механизму элементарных процессов различают резонансную, спонтанную, метастабильную, или вынужденную, и рекомбинационную Л.

Многие способы возбуждения к осн. характеристиками Л. относятся энергетич. и квантовый выход Л., кинетика Л., спектральный состав свечения и возбуждающее света, механизм преобразования энергии.

Люминесцировать могут вещества во всех агрегатных состояниях — газы и пары, растворы органич. веществ, стёкла, кристаллич. вещества; осн. условие — наличие дискретного спектра. Вещества с непрерывным энергетич. спектром (напр., металлы в конденсированном состоянии) не люминесцируют, т. к. в них энергия возбуждения непрерывным образом переходит в тепло. Кроме того, для возникновения Л. вероятность излучат. переходов должна превышать вероятность безызлучательного. Соотношение между этими вероятностями определяет эффективность Л. Интенсивность Л. зависит от интенсивности возбуждения, поэтому не может служить характеристикой Л. Более однозначная характеристика — выход Л. — отношение энергии Л. к поглощённой энергии возбуждения (при фотолюминесценции — квантовый выход Л. — отношение числа испущенных и поглощённых квантов света).

Тупение люминесценции. Повышенно вероятности безызлучательных переходов влечёт за собой тупение Л. Эта вероятность зависит от мн. факторов, возрастает, напр., при повышении темп-ры (температурное тупение), концентрации люминесцирующих молекул (концентрационное тупение) или примесей (примесное тупение). Тупение Л. зависит как от природы люминесцирующего вещества и его агрегатного состояния, так и от внеш. условий.

При низком давлении люминесцируют пары металлов, благородные газы, пары мн. органич. веществ. В достаточно разреженных атомных парах, когда время между соударениями больше времени жизни возбуждённого состояния, выход Л. близок к единице. При столкновении энергия возбуждения может переходить в кинетич. энергию атомов, что уменьшает выход Л. В молекулярных парах энергия электронного возбуждения может безызлучательно переходить в колебательно-вращательную энергию молекул, к-рая при соударениях переходит в кинетич. энергию. Такие процессы часто приводят к полному тупению Л.

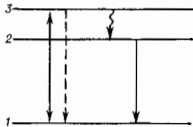
В конденсированных средах ещё более вероятны безызлучат. переходы и распределение её между мн. молекулами в результате их взаимодействия, что приводит систему к состоянию термодинамич. равновесия. Поэтому Л. наблюдается не у всех веществ, а лишь у тех, для к-рых по тем или иным причинам отношение вероятностей излучат. и безызлучат. переходов высоко. У специально приготовленных ярко люминесцирующих веществ — *люминофоров* — квантовый выход фотолюминесценции составляет десятки процентов, а у нек-рых приближается к единице.

В жидком состоянии люминесцируют растворы органич. веществ с цепями сопряжённых двойных связей, в т. ч. большинства ароматич. соединений (некоторые из них — стильбен, антрацен и др. — способны люминесцировать и в кристаллич. состоянии), растворы ураниевых и платиносиеродистых солей, нек-рых солей редкоземельных и переходных металлов (примеси этих солей в кристаллич. и стеклообразных матрицах также способны к Л.). Люминесцируют нек-рые щёлочно-галогениды кристаллы, а также кристаллы групп  $A_{II}B_{VI}$  (напр.,  $ZnS$ ) и  $A_{III}B_{VI}$ , особенно кристаллы, содержащие примеси-активаторы (см. *Кристаллофосфоры*).

Механизм и свойства люминесценции. При возбуждении Л. атом (молекула), поглощая энергию, переходит с основного уровня энергии I (рис. 1) на возбуждённый уровень  $\bar{2}$ . В атомных парах (Hg, Na, Cd и др.), нек-рых простых молекулах и в примесных атомах Л. может происходить непосредственно при переходе  $3 \rightarrow 1$ .

В этом случае частоты Л. и возбуждающего света совпадают, а Л. наз. резонансной. При взаимодействии с окружающими атомами возбужденный атом может передать им часть энергии и перейти на уровень 2, при излучат. переходе с  $n$ -рого и происходит Л., наз.

Рис. 1. Схема квантовых переходов при элементарном процессе люминесценции: 1 — основной уровень энергии; 2 — уровень ионизации; 3 — уровень возбуждения. Пунктирной линией обозначен переход, соответствующий резонансной люминесценции, волнистой — безызлучательный переход.



с о н т а н о й. Как правило, уровень ионизации 2 лежит выше уровня 3, часть энергии при возбуждении теряется на тепло, а длина волны ионизирующего света больше, чем поглощенного (стоксова люминесценция; см. Стокса правило). Возможны и процессы, когда излучающий атом получает доп. энергию от др. атомов; тогда испущенный квант может иметь меньшую длину волны (антискотсова Л.). Эта добавочная энергия может быть как суммарной тепловой движения атомов, так и результатом суммирования энергии возбуждения — передачи энергии, поглощенной нек. атомами, одному излучающему атому (см. Кооперативная люминесценция).

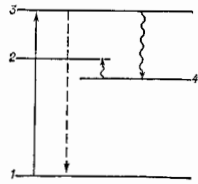


Рис. 2. Схема квантовых переходов при метастабильной (стимулированной) люминесценции: 1, 2, 3 — то же, что на рис. 1; 4 — метастабильная уровень.

В нек-рых случаях атом (молекула), прежде чем пе-

рейти на уровень ионизации 2 (рис. 2), оказывается на промежуточном метастабильном уровне 4 и для перехода на уровень 2 ему необходимо сообщить доп. энергию, напр. энергию теплового движения или света. Л., возникающая при таких процессах, наз. метастабильной (и вынужденной или стимулированной).

В молекулах мн. органич. веществ метастабильным уровнем наиб. часто служит триплетный. В этих молекулах наблюдается как флуоресцирующая Л., соответствующая переходу между синглетными уровнями, так и более длительная Л. — с участием триплетных уровней. Во мн. веществах триплет-синглетный переход также является излучательным, это приводит к появлению в спектре Л. дополнительной, более длинноволновой полосы.

При спонтанной Л. уровни 2 и 3 могут относиться к одному и тому же электронному состоянию, но к различным колебат. состояниям. Время колебат. релаксации  $\sim 10^{-11} - 10^{-13}$  с, т. е. существенно меньше времени жизни возбужденного электронного состояния. Т. о., за время, много меньшее времени высвечивания Л., в системе успевает установиться термодинамич. равновесие по колебат. степеням свободы. Это равновесное распределение и определяет спектральный состав полосы Л. В этом случае говорят о независимости спектра фотолюминесценции от длины волны возбуждающего света, а для опред. электронного состояния спектры поглощения и Л. зеркально симметричны относительно частоты чисто электронного перехода (см. Лёвшина правило).

При наблюдении Л. за очень короткие промежутки времени, когда в веществе ещё не установилось термодинамич. равновесие, можно обнаружить, что спектр Л. отличается от равновесного (см. Горячая люминесценция). Ширина спектральных полос Л. зависит от размеров молекул, агрегатного состояния, темп-ры и раз-

имет значение (в волновых числах) от  $10^{-3}$  (Л. атомов в атомных лучках) и единиц  $\text{см}^{-1}$  (Л. примесей редкоземельных элементов в кристаллах) до  $10^3 \text{ см}^{-1}$  (Л. растворов сложных органич. молекул).

Уровень ионизации может принадлежать как тому же атому (молекуле), к-рый подгот. энергию возбуждения (такие переходы называются в литературе *т р о в ы м и*), так и др. частице. Передача энергии др. атомам и молекулам осуществляется электронами при электронно-ионных ударах, при процессах ионизации и рекомбинации, индуктивно-резонансным или обменным путём, при непосредственном столкновении возбужденного атома с невозбужденным. Из-за малой концентрации атомов в разреженных газах процессы резонансной и обменной передачи энергии в них играют малую роль. Они становятся существенными в конденсированных средах, где энергии возбуждения могут передаваться также с помощью колебаний ядер. И, наконец, в кристаллах определяющей становится передача энергии с помощью электронов проводимости, дырок и электронно-дырочных пар (экситонов). Если заключит. актом передачи энергии является рекомбинация (напр., электроно и ионов или электронов и дырок), то сопровождающая этот процесс Л. наз. *рекомбинационной*.

В реальных кристаллах необходимо учитывать происходящие в них промежуточные процессы. Упрощенная схема переходов в кристаллофосфорах представлена на рис. 3. Между энергетическими зонами — валентной (1) и проводимости (3) расположены локальные уровни энергии, связанные с атомами примесей или дефектами решетки. Если переходы между уровнями локального центра сопровождаются излучением, то такие центры наз. *центрами свечения* или *центрами Л.* (уровни 2 и 4). Помимо центров свечения примеси и др. дефекты решетки могут создавать ловушки (5) электронов и центры безызлучат. рекомбинации (6) (центры тушения я). Поглощение света при фотолюминесценции или электронный удар при электролюминесценции переводит электроны из валентной зоны или центра Л. в зону проводимости (переходы а и б соответственно). При межзонном возбуждении дырка из валентной зоны может уйти на центр Л. (в). В зоне проводимости электроны диффундируют, оседая на т. н. мелких ловушках и затем термически высвобождаясь из них (переходы в и д соответственно). Далее они могут возвратиться на ионизованный центр Л. (2) и при рекомбинации испустить квант света.

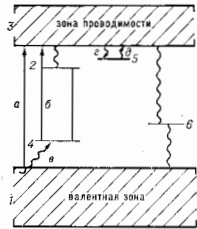


Рис. 3. Схема переходов при люминесценции кристаллофосфора: 1 — валентная зона; 2 и 4 — уровни центра люминесценции; 3 — зона проводимости; 5 — ловушки электронов; 6 — уровень безызлучательной рекомбинации. Переходы а и б соответствуют возбуждению люминесценции, в — ионизация центра дырок; в и д — оседание электронов на ловушках и их освобождение.

В чистых кристаллах с малым кол-вом примесей наблюдаются также полосы *экситонной* Л., соответствующие рекомбинации экситонов. В нек-рых кристаллах возможно наблюдение т. н. *красовой* Л., соответствующей непосредственной межзонной рекомбинации электронов и дырок. В процессе миграции электронов по зоне проводимости может возникать их безызлучат. рекомбинация с центрами тушения (6), захватывающими дырки из валентной зоны.

Кинетика люминесценции. Кинетика затухания спонтанной Л. в простейшем случае, когда можно пренебречь временем колеб. релаксации и малой вероятности безызлучат. переходов, описывается экспоненциальным законом:

$$I - I_0 \exp(-t/\tau),$$

где  $I_0$  и  $I$  — интенсивности Л. соответственно в нач. момент времени и через время  $t$ ;  $\tau$  характеризует ср. время жизни возбуждённого состояния, равное обратной величине вероятности А спонтанного перехода в единицу времени (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если квантовый выход Л. меньше единицы, то  $1/\tau = A + q$ , где  $q$  — вероятность безызлучат. потери энергии электронного возбуждения. В этом случае экспоненциальный закон затухания сохраняется только при  $q = \text{const}$ . Когда  $q$  оказывается зависящим от времени (напр., если тушение определяется диффузионным сближением молекул люминесцирующего вещества и тушителя при индуктивно-резонансном или обменном механизме передачи энергии; см. *Перенос энергии*), затухание Л. не является экспоненциальным. Отклонение от экспоненциальной зависимости может возникнуть также при Л. вещества большой толщины, когда спектры Л. и поглощения перекрываются; тогда явления реабсорбции и переизлучения (см. *Перенос излучения*) приводит к затгиванию Л. При большой мощности возбуждения может возникнуть инверсия населённости в веществе, когда на нижних колебат. уровнях возбуждённого электронного состояния оказывается больше частиц, чем на колебат. уровнях осн. электронного состояния. В этом случае наблюдается эффект усиления света, которое приводит к изменению спектрального состава Л., её яркости, кинетики и угл. распределения. Такая Л. наз. с у н е р л ю м и н е с ц е н ц и е й.

Кинетика метастабильной Л. после прекращения возбуждения в случае с одним метастабильным уровнем определяется суммой двух экспонент:

$$I(t) = C_1 \exp(-t/\tau_1) + C_2 \exp(-t/\tau_2),$$

причём времена жизни  $\tau_1$  и  $\tau_2$  на уровнях зависят от вероятности излучат. и безызлучат. переходов, а предэкспоненциальные множители  $C_1$  и  $C_2$  — кроме того, и от нач. состояния молекул. Вероятность  $W$  безызлучат. перехода с метастабильного уровня 4 на уровень испускания 2 при поглощении энергии теплового движения зависит от абс. темп-ры  $T$ :

$$W = W_0 \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{kT}\right),$$

где  $\Delta\epsilon$  — глубина метастабильного уровня 4 относительно уровня 2. В связи с этим время затухания метастабильной Л. оказывается резко зависящим от темп-ры, в отличие от спонтанной, в к-рой температурная зависимость проявляется только через тушение.

В простейшем случае кинетика рекомбинационной Л. описывается ур-нием бимолекулярной реакции, решение к-рого приводит к гиперболич. закону затухания:

$$I = I_0/(1 + pt)^2$$

( $p$  — постоянная).

Кинетика Л. кристаллофосфоров сложна и определяется вероятностями излучат. и безызлучат. переходов, вероятностями захвата и освобождения электронов в дырок ловушками. Во мн. случаях в широком диапазоне времён кинетика затухания Л. аппроксимируется гиперболой Беккереля:

$$I = I_0/(1 + pt)^\alpha,$$

где  $\alpha \ll 2$ . При включении возбуждающего света наблюдаются процессы нарастания яркости Л., связанные с накоплением электронов на ловушках. В зависимости от условий, в частности от глубины ловушек и

темп-ры затухание Л. кристаллофосфоров может продолжаться от  $\sim 10^{-8}$  с до деск. часов. Если происходят процессы тушения, то сокращается время затухания Л. и уменьшается её выход.

При изучении Л. кристаллофосфоров необходимо учитывать также освобождение электронов из ловушек под действием возбуждающего света (т. н. высвечивающее действие света). Запасённая электронами на ловушках энергия (запасённая светосумма) может быть освобождена при нагревании кристаллофосфора. Метод термостимулирования применяется для исследования энергетик. спектра уровней захвата. Освобождение ИК-светом электронов из ловушек предварительно возбуждённого кристаллофосфора используется для создания внешних фосфоров, предназначенных для визуализации ИК-света (см. *Сенсибилизированная люминесценция*).

Исследование кинетики Л. позволяет судить о вероятностях переходов, процессах миграции энергии и процессах взаимодействия атомов и молекул. Кинетика Л. изучается с помощью спектрофлуориметров в совр. Спектрофлуориметры, основанные на высокочастотной модуляции возбуждающего света или использующие лазеры с пикосекундной длительностью возбуждающих импульсов света, имеют временное разрешение в пек. пикосекунд. С их помощью удаётся исследовать процессы внутримолекулярной релаксации колебат. энергии.

Применения люминесценции. Исследование спектров Л. и спектров возбуждения Л. является составной частью спектроскопии и даёт информацию об энергетик. спектре веществ. Наряду с обычными задачами спектроскопии при исследовании Л. важным является измерение выхода Л.

По поляризации Л. можно определить ориентацию и мультиальность испускающих и поглощающих атомных и молекулярных систем и получить информацию о процессах передачи энергии между ними (см. *Поляризованная люминесценция*).

Люминесцентные методы относятся к наиб. важным в физике твёрдого тела. При изучении кристаллофосфоров параллельно сравнивают их Л. и провозимост. Биоломинесценция позволяет получать информацию о процессах, происходящих в клетках на молекулярном уровне.

Люминесцирующие вещества являются активной средой лазеров. Яркость Л. и её высокая энергетич. выход для ряда веществ позволили создать итерепные источники света (газоразрядные и люминесцентные лампы) с высоким кпд. Яркая Л. ряда веществ обусловила развитие метода обнаружения малых кол-в впримесе и сортировки по их Л. и изучение смесей, напр. нефти; чувствительность совр. флуоресцентного анализа позволяет детектировать отд. ионы (см. *Люминесцентный анализ*).

Катодолуминесценция лежит в основе свечения экранов осциллографов, телевизоров, локаторов и т. д. Ми. полупроводниковые светодиоды, основаны на явлениях электролюминесценции; в рентгенооскопии используется рентгенолюминесценция. В *цифляционных детекторах* используется радиолюминесценция. Л. применяется в дефектоскопии, криминалистике, люминесцентными красками окрашивают ткани, дорожные знаки, отбеливают бумагу и т. д.

Лит.: Левши В. Л., Фотолуминесценция жидких и твёрдых веществ, М.—Л., 1951; Вапиров С. П., Собр. соч., т. 2, М., 1952, с. 20, 28, 29; Антонов-Романов Е. и В. В., Кинетика фотолуминесценции кристаллофосфоров, М., 1960; Турвич А. М., Введение в физическую химию кристаллофосфоров, 2 изд., М., 1982; Агранович В. М., Галаган М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978. Э. А. Смирнов.

**ЛЮМИНОФОРЫ** (от лат. lumen, род. п. luminis — свет и греч. phos — несущий) — специальные синтезируемые вещества, способные к люминесценции к-рых при разл. способах возбуждения используется

для практич. целей. Различают органич. Л. и неорганич. Л. По типу возбуждения и соответственно областям применений Л. делят на фото-, катодо-, электро-, рентгено-, хемилуминофоры и т. п.

Состав и методика синтеза Л., а также вид и условия их возбуждения (темпа, интенсивность возбуждения и т. д.) обычно существенно сказываются на кинетике происходящих в них процессов, а тем самым и на осн. характеристиках люминесценции (спектральном составе излучения, эффективности преобразования энергии, длительности послесвечения). Лишь в нек-рых фотолюминофорах реализуется механизм внутримолекулярной люминесценции, т. е. механизм, при к-ром все процессы от поглощения энергии возбуждения до испускания квантов света происходят в пределах одного и того же центра люминесценции. В большинстве же Л. (напр., в кристаллофорах) при иониз. способах возбуждения (а иногда и при фотооблучении) возникновению свечения предшествуют разл. процессы переноса энергии возбуждения, наличие к-рых, а также процессов размножения элементарных возбуждений или суммирования их энергии приводит к ещё более сильной зависимости характеристик люминесценции от структуры Л.: существования в нём нек. сортов центров люминесценции и тушения, образования специально вводимыми или неконтролируемыми примесями, а также структурными дефектами (напр., вакансиями и межузельными ионами в кристаллофорах). Поэтому, чтобы устройства, в к-рых применяют Л., удовлетворяли технич. требованиям, должна строго соблюдаться технология синтеза Л.

В СССР ассортимент промышленных Л. насчитывает сотни марок и непрерывно расширяется. Процесс получения Л. состоит из нек. последоват. стадий: приготовления и очистки исходных реактивов, соосаждения полупродуктов, термич. обработки, очистки поверхности для удаления примесей и т. д. Концентрация тушащих примесей в конечном продукте не должна превышать  $10^{-4} - 10^{-5} \%$ .

Из неорганических Л. наиб. широко применяют кристаллофосфоры, к-рые используют в светотехнике, телевидении, измерит. технике (системах оптич. отображения информации), медицине, ядерной физике, квантовой электронике и т. д. К неорганич. Л. относятся также люминофоры и индикаторные стёкла (в основном с добавками ионов редкоземельных элементов), к-рые применяют в качестве активных сред лазеров.

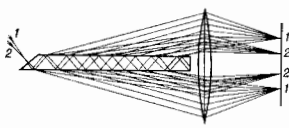
Органические Л. представляют собой сложные высокомолекулярные соединения: ароматич. углеводороды и их производные, гетероциклич. соединения, комплексные соединения атомов металлов с органич. лигандами и т. д. Механизм свечения органич. Л. обычно внутримолекулярный. Нек-рые из них люминесцируют в растворах, другие — в кристаллах, состоящих. Растворы органич. Л. (красителей) применяют в качестве рабочего вещества в лазерах с нерезервируемой частотой (см. Жидкостные лазеры). Органич. Л. входят в состав флуоресцентных красок, к-рые благодаря сложному люминесцентному и отражённому поверхностно света обладают высокой яркостью. Пигменты на основе карбамида- и меламиноформальдегидных смол применяют для окрашивания пластмасс и волокон, отбеливания тканей, бумаги и для разл. покрытий. Органич. Л. используют также в люминесцентной дефектоскопии, в молекулярной биологии и медицине для обнаружения и определения малых кол-в веществ. При этом особое значение приобретает применение небольших кол-в нек-рых органич. Л. (напр., флуоресцины, акридин жёлтый, меропиганины) в качестве меток и микрораздатчиков для изучения жизнедеятельности клеток, проницаемости мембран, межклеточных взаимодействий, установления границ поражения тканей, транспорта лекарственных препаратов или отравляющих веществ в живых организмах.

Лит.: Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964; Неорганические люминофоры, Л., 1975; Красовицкий В. М., Вологдин В. М., Органические люминофоры, 2 изд., М., 1984; Владимир Ю. А., Добрецов Г. Е., Флуоресцентные зонды в исследовании биологических мембран, М., 1980.

Ю. И. Тимофеев.

**ЛЮММЕРА — БРОДХУНА КУБИК** — см. Кубик фотометрический.

**ЛЮММЕРА — ГЕРКЕ ПЛАСТИНКА** — многолучевая опич. интерферометр, представляющий собой плоскопараллельную пластинку из стекла или кварца, обработанную с высокой степенью точности. При попадании на неё света от поверхности пластинки (рис.)



часть исходного луча, преломляясь, выходит из неё. При этом образуются лучки параллельных лучей, обладающие разн. разностью хода по отношению друг к другу, к-рые интерферируют в фокальной плоскости собирающей линзы, поставленной на их пути. Изобретена О. Люммером (O. Lummer) и Э. Герке (E. Gehrcke).

Лит. см. при ст. Интерферометр.

**ЛЮТЕЦИЙ (Lutetium), Lu** — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 71, ат. масса 174,967, относится к лантаноидам. Природный Л. состоит из смеси стабильного  $^{175}\text{Lu}$  (97,41%) и слабо  $\beta$ -радиоактивного  $^{176}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 3,6 \cdot 10^{10}$  лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек  $5f^7 6s^2 4f^{14} 6d^2$ . Энергии последоват. ионизации равны 5,426; 13,9; 20,960 и 45,19 эВ. Кристаллохим. радиус атома Л. 0,174 нм, иона  $\text{Lu}^{3+}$  0,080 нм. Значение электроотрицательности 1,14.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Обладает гексагональной плотноупакованной решёткой, параметры к-рой  $a = 0,3505$  и  $c = 0,5553$  нм. Плотн. 9,84 г/см $^3$ ,  $t_{пл} = 1663$  °С,  $t_{кип}$  ок. 3412 °С. Теплоёмкость  $c_p = 26,56$  Дж/(моль·К), тепло плавления 18,85 кДж/моль, тепло кипения 356,6 кДж/моль. Уд. сопротивление 0,68 мОм·м (25 °С). Л. парамагнитен, магн. восприимчивость  $+0,102 \cdot 10^{-5}$ . Тв. по Виккерсу (для литого Л.) 1,15 ГПа.

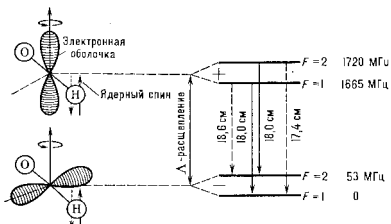
В соединениях проявляет степень окисления +3. Может применяться как геттер в ал.-вакуумной технике. На ядрах искусств. нейтронно-дефицитного  $^{151}\text{Lu}$  иерные наблюдали испускание протонов из осн. состояния. В качестве радиоакт. индикатора наиб. удобен  $\beta$ -радиоактивный  $^{177}\text{Lu}$  ( $T = \frac{1}{2} 6,71$  сут).

С. С. Бердников.

**ЛЯВА ВОЛНЫ** — поверхностные акустические волны с горизонтальной поляризацией, к-рые распространяются на границе твёрдого полупространства с твёрдым слоем.

**ЛЯМБДА-УДВОЕНИЕ (РАСЩЕПЛЕНИЕ) УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛ** — слабое расщепление на два уровня каждого электрошно-колебательно-вращательного энергетич. уровня молекулы с неравными нулю квантовыми числами  $L$  и  $J$  (см. Молекула). Число  $L$  описывает проекцию момента кол-ва движения электронной оболочкой  $L$  на электрнич. ось молекулы  $Z$ ,  $J$  — вращательное квантовое число молекулы. При  $L \neq 0$  проекция  $L$  на вектор  $Z$  может располагаться в двух противоположных направлениях: вдоль и против  $Z$ . При отсутствии вращения молекулы как целого ( $J = 0$ ) оба состояния имеют равную энергию (состояния вырождены). Вырождение снимается вращением молекулы. При  $L \neq 0$  электронное облако молекулы не является сферически-симметричным. При  $L = 1$ , когда асим-

метрия наиб. выражена, электронов облако имеет вид гантели, ориентированной перпендикулярно оси молекулы (рис.). Во вращающейся молекуле электронное облако может быть вытянуто либо вдоль оси вращения молекулы, либо перпендикулярно оси. Моменты инерции молекулы в этих двух случаях различны и вращательные уровни расщепляются на два. Возникающие пары уровней имеют разную чётность. Переходы между ними диллоно разрешены, и излучение, соответствующее этим переходам, попадает в радиодиапазон. А-уд-



Схема, поясняющая А-удвоение основного состояния радикала ОН, а также сверхтонкое расщепление, обусловленное спином протона. F — полный момент молекулы, учитывающий ядерные спины; знаки + и — указывают чётность состояний. Энергия уровней относительно нулевого уровня дана в МГц.

воение обычно возникает в возбуждённых состояниях молекул. В осн. энергетич. состояниях чаще всего  $\Lambda=0$  ( $\Sigma$ -термы) и  $J=0$ . Исключение составляют пек-рые радикалы. Примерами являются СН и ОН, имеющие один неспаренный электрон, ниж. электронные термы  $^2\Pi_{1/2}$  и  $^2\Pi_{3/2}$  и мин. значения  $J$ , равные  $1/2$  и  $3/2$  соответственно. Переходы между уровнями А-дублета молекулы ОН ( $J=3/2$ ,  $^2\Pi_{3/2}$ ) межзвёздной среды порождают радиоизлучение с длиной волны 18 см.

Н. Г. Бочкарёв.



**МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА** — атомные ядра, в к-рых число нейтронов  $N$  или ( $n$ ) число протонов  $Z$  равно одному из т. я. магич. чисел: 2, 8, 20, 50, 82 и  $N=126$ . М. я. отличаются среди др. ядер повышенной устойчивостью, большей распространённостью в природе и др. особенностями. Напр., при переходе через магич. число наблюдается уменьшение энергии отрыва нуклона от ядра. Магич. числа соответствуют наиб. выраженным максимумам распространённости ядер. Ядра с магич.  $N$  и  $Z$  наз. д. в а ж д и м а г и ч е с к и м и. К ним относятся  $^2\text{He}_2$ ,  $^{16}\text{O}_8$ ,  $^{20}\text{Ca}_{20}$ ,  $^{40}\text{Ca}_{20}$ ,  $^{48}\text{Ca}_{28}$ ,  $^{50}\text{Sn}_{28}$ ,  $^{82}\text{Pb}_{50}$ ,  $^{126}\text{Xe}_{82}$ ,  $^{126}\text{Xe}_{82}$ . Менее отчётливо выражены максимумы, соответствующие  $N=28$ ,  $Z=28$ , 38, 40. Это  $^{30}\text{Ca}_{28}$ ,  $^{58}\text{Ni}_{28}$ ,  $^{86}\text{Sr}_{50}$ ,  $^{40}\text{Zr}_{50}$ . Есть основания считать магич. числом  $Z=64$  (не общепринято). Ядра с магич.  $N$  и немагич.  $Z$  (или наоборот) иногда наз. полумагическими.

В зависимости энергии связи  $\epsilon_{\text{св}}$  ядра от  $N$  и  $Z$  магич. числам соответствуют особенности. Однако эти особенности заметны только после выделения из полной энергии связи впадины части, описываемой капельной моделью ядра. Остаток (т. н. оболочечная поправка) очень мал ( $\sim 1-2\%$ ), но именно он и испытывает резкие скачки вблизи магич.  $N$  и  $Z$  (рис. 1). Более отчёт-

ливо магичность ядер проявляется в энергиях отделения нейтрона (рис. 2):

$$\epsilon_n(N, Z) = \epsilon_{\text{св}}(N, Z) - \epsilon_{\text{св}}(N-1, Z)$$

и протона:

$$\epsilon_p(N, Z) = \epsilon_{\text{св}}(N, Z) - \epsilon_{\text{св}}(N, Z-1).$$

Существование М. я. послужило одним из доводов в пользу простейшей оболочечной модели ядра, согласно к-рой нуклоны в ядре движутся независимо и ср. поле, создаваемое др. нуклонами. При этом оболочечная структура ядра в основном определяется системой одночастичных уровней (подоболочек) в этом поле. В сферич. ядре из-за центр. симметрии ср. поля одночастичные уровни ( $2j+1$ ) раз кратко вырождены, где  $j$  — полный угловой момент нуклона. Нуклоны данного сорта последовательно заполняют подоболочки. Магич. числа

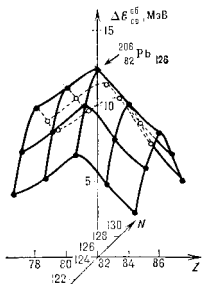


Рис. 1. Зависимость оболочечной поправки  $\Delta\epsilon_{\text{св}}^{\text{об}}$  от  $N$  и  $Z$  вблизи магического ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

связаны с существованием в спектрах одночастичных состояний зазоров, панного превышающих ср. расстояние между подоболочками (магич. я в е р с е т ы). В М. я. все уровни ниже магичого просвета заполнены. Большая энергетическая щель между

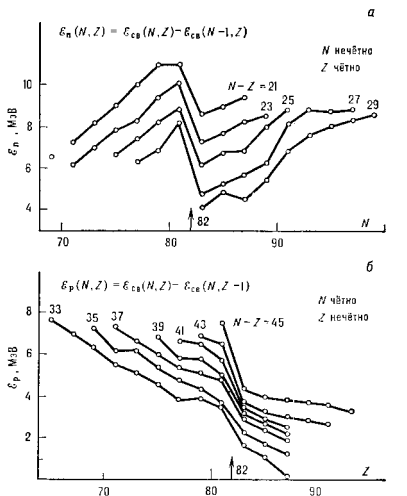


Рис. 2. Зависимость от  $N$  и  $Z$  энергий отделения нейтрона (а) и протона (б) для нечётных ядер в окрестности магич. чисел  $Z=82$ ,  $N=82$ . Соединяемые точки, отнесённые кривым с одной и той же величиной нейтронного избытка  $N-Z$ , являются  $\epsilon_n$  вблизи  $N=82$  и  $\epsilon_p$  вблизи  $Z=82$  испытывают характерный излом. Аналогичная картина наблюдается и вблизи других магических чисел.



заполненными и свободными уровнями и обуславливает повышенную устойчивость М. я.

Свойства нечётных ядер, являющихся соседями М. я. (о к о л о м а г н. я. д р а), также объясняются одночастичной моделью оболочек. В их энергетике спектра выделяются состояния, совпадающие с одночастичными уровнями в ср. поле М. я. При этом уровни, лежащие выше магтового просвета (частичные уровни), определяют спектр ядра, получающегося добавлением нуклона к М. я., а уровни ниже магтового просвета (дырочные уровни) — спектр ядра, образуемого при удалении нуклона из М. я.

Отличит. чертой М. я. является отсутствие в них сверхтекучести, к-рая изменяет характер спектра одночастичных возбуждений (см. *Сверст-*



Рис. 3. Одночастичные нейтронные уровни в магическом ядре  $^{128}\text{Sn}$  и полумагическом, сверхтекучем по нейтронам ядре  $^{124}\text{Sn}$  (обозначения уровней см. вст. Оболочечная модель ядра).

кая модель ядра). В сверхтекучем ядре каждое одночастичное состояние — суперпозиция частичной и дырочной компонент. На рис. 3 показан спектр нейтронных одночастичных возбуждений ядра  $^{128}\text{Sn}$ , в к-ром нейтронами подсистема сверхтекуча. Разделение уровней на частичные и дырочные условно и означает только, что в первом случае больше частичная компонента, а во втором — дырочная. В несверхтекучем М. я.  $^{128}\text{Sn}$  щель между частичными и дырочными уровнями значительно больше, чем в сверхтекучем  $^{124}\text{Sn}$ . Это проявляется в большем по сравнению с немагич. ядрами разлении между энергиями присоединения и отделения нуклона в М. я.

Значительно различаются и свойства частично-дырочных коллективных возбуждений ядер в магич. и немагич. ядрах. В дважды М. л. первое возбуждённое состояние имеет, как правило, характеристики  $I^\pi = 3^-$  (откупольное возбуждение отрицат. чётности,  $I$  — полный угловой момент,  $\pi$  — чётность состояния). В немагическом (хотя бы по одному типу частиц) ядре это всегда уровень  $2^+$  (квадрупольное возбуждение вложит. чётности). При этом в полумагич. средних и тяжёлых ядрах уровень  $2^+$  обычно имеет энергию возбуждения  $\epsilon \sim 1$  МэВ, а в немагических (по обоим сортам частиц)  $\epsilon \sim 300$ — $500$  кэВ (рис. 4). Понижение уровня  $2^+$  отражает уменьшение квадрупольной «жесткости», к-рое является предвестником возникновения стабильной ядерной деформации (см. *Деформированные ядра*). Спектры  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{148}\text{Gd}$  во многом идентичны. Этот факт — один из основных аргументов в пользу магичности  $^{148}\text{Gd}$ . Сильное опускание уровня  $2^+$  в немагич. ядрах и связанная с этим большая степень его коллективности приводит к сильному взаимодействию между коллективными и одночастичными степенями свободы. В М. я. это взаимодействие повелико и может быть учтено на основе теории возмущений. Поэтому теоретич. описание М. я. и их нечётных соседей наиб. просто.

Резкие изменения свойств коллективных возбуждений  $2^+$  в окрестности М. я. ответственны за одну «магическую» аномалию — особенность в зависимости радиуса ядра  $R$  от массового числа  $A$ . Радиусы ядер с

большой точностью описываются моделью жидкой капли:  $R = r_0 A^{1/3}$ , где коэфф.  $r_0$  ( $\sim 1$  фм) почти не зависит от  $A$ . Этот закон справедлив как для радиуса распределения по массе, так и для зарядового радиуса  $R_c$ . Вблизи М. я. наблюдаются отклонения от этого закона. Они наиб. отчетливо проявляются в т. н. изотонич. сдвигих атомных уроней, из к-рых находится изменение  $R_c$  ядра при добавлении к нему одного или двух нейтронов. Модель жидкой капли даёт:  $\delta R_c = -(1/3)r_0 A^{-2/3} \delta A$ . В окрестности М. я. этот закон, как правило, нарушается:

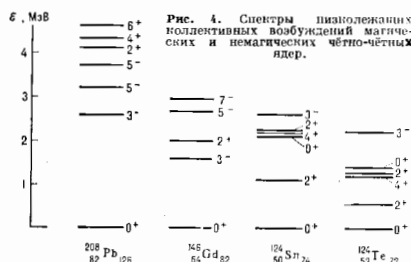


Рис. 4. Спектры низколежащих коллективных возбуждений магических и немагических чётно-нечётных ядер.

в цепочке полумагич. изотопов (магич.  $Z$ ) при приближении к магич.  $N$  со стороны меньших значений рост  $R_c$  резко замедляется. Иногда вместо роста происходит уменьшение  $R_c$  (напр.,  $^{86}\text{Sr}$ — $^{88}\text{Sr}$ ). Зато при дальнейшем увеличении  $N$  рост происходит быстрее, чем по закону  $r_0 A^{1/3}$ , так что в среднем этот закон выполняется.

Модель оболочек и микроскопич. теория ядра предсказывают существование новых магич. чисел:  $Z=110, 114, 120, N=184$  и др. В связи с этим предполагается существование новых областей («островов») сверхтяжёлых ядер, обладающих повышенной стабильностью по сравнению с соседями. Синтез элементов с  $Z=106, 109$  подтверждает этот вывод теории, однако полученные ядра  $\alpha$ -активны, так что, по-видимому, открыт не остров, а «мель» стабильности (см. *Трансурановые элементы*). Др. направление поиска новых М. я. связано с продвижением за границы долины  $\beta$ -стабильности. На этом пути были получены М. я.  $^{132}\text{Sn}$  и  $^{148}\text{Gd}$ , а также др. изотопы Sn, близкие к нока не полученному М. я.  $^{100}\text{Sn}$ .

Лит.: Бор О., Моттельсон Э. Б. Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971.

Э. Е. Савирицкий. МАГНЕТИЗМ — 1) особая форма взаимодействия электрич. токов и магнитов (тел с магнитным моментом) между собой и токов с магнитами. 2) Раздел физики, изучающий это взаимодействие и свойства веществ, в к-рых М. проявляется.

#### Основные проявления магнетизма

Магн. взаимодействие пространственно разделённых тел осуществляется магнитным полем  $H$ , к-рое, как и электрич. поле  $E$ , представляет собой проявление эл.-магн. формы движения материи (см. *Электрическое магнитное поле*). Между электрич. и магн. полями нет полной симметрии: источниками  $E$  являются электрич. заряды, но магн. зарядов (магнитных монополей) пока не наблюдали, хотя теория (см. *Великое объединение*) предсказывает их существование. Источник магн. поля  $H$  — движущийся электрич. заряд, т. е. электрич. ток. В атомных масштабах движение электронов и протонов создаёт орбитальные микротоки, связанные с нерезонансным движением этих частиц в атомах или атомных ядрах; кроме того, наличие у микрочастиц спина обуславливает существование у них спинового магн. момента. Поскольку электроны, протоны и нейтроны,

образующие атомные ядра, атомы, молекулы и все макротела (газы, жидкости, кристаллич. и аморфные твердые тела) имеют собств. магн. момент, то, в принципе, все вещества подвержены влиянию магн. поля — обладают магн. свойствами, т. е. являются *магнетиками*.

Известны два осн. эффекта воздействия внеш. магн. поля  $H_{вн}$  на вещества: 1) по закону *электромагнитной индукции* при помещении тела в поле  $H_{вн}$  в теле возникает индукц. ток, магн. поле к-рого направлено против  $H_{вн}$  (*Ленца правило*), т. е. магн. момент вещества, создаваемый  $H_{вн}$ , всегда направлен против поля (*диамагнетизм* веществ); 2) если атомы вещества имеют спонтанн. магн. момент, то  $H_{вн}$  ориентирует атомные магн. моменты вдоль своего направления и создает магн. момент вещества вдоль поля (*парамагнетизм* веществ). Сущест. влияние на магн. свойства вещества могут оказывать и внутр. взаимодействия (электрич. и магн.) микрочастиц — носителей магн. момента. Иногда они приводят к спонтанной (не зависящей от  $H_{вн}$ ) упорядоченной ориентации магн. моментов частиц. Вещества, в к-рых атомные магн. моменты спонтанно ориентируются параллельно друг другу, наз. ферромагнетиками (ФМ) (см. *Ферромагнетизм*), а вещества, в к-рых ориентация отд. групп атомных моментов антипараллельна, — антиферромагнетиками (АФМ) (см. *Антиферромагнетизм*). Кроме таких коллинеарных ФМ- и АФМ-структур наблюдаются и неколлинеарные *магнитные атомные структуры* (винтовые или спиральные, треугольные и др.). Сложность атомной структуры вещества, состоящих из огромного числа микрочастиц, даёт практически неисчерпаемое разнообразие их магн. свойств, связь к-рых с немагн. свойствами (электрич., механич., оптич. и др.) позволяет использовать исследование магн. свойств для получения информации о внутр. структуре и др. свойствах микрочастиц и макротел.

Огромный диапазон проявлений М. — от М. элементарных частиц до М. космич. тел (Земли, Солнца, звезд и др.), а также космич. пространства — объясняет глубокий интерес к М. со стороны ми. наук (физики, астрофизики, геофизики, химии, биологии, геологии и др.) и его широчайшее применение в технике.

### Магнетизм веществ

Макроскопич. проявления М. веществ рассматриваются в рамках теории эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), *термодинамики* и *статистической физики*. Одной из осн. макрохарактеристик магнетика, определяющей его термодинамич. состояние, является вектор намагниченности  $M$  (суммарный магн. момент единицы объёма вещества) — ф-ция  $H$  и темп-ры  $T$ . Зависимость  $M(H, T)$  (см. *Намагничивание кривые*) имеет разл. вид у разных магнетиков. В ряде случаев эта связь линейна:  $M = \chi H$ , где  $\chi$  — *магнитная восприимчивость* единицы объёма вещества (для диамагнетиков  $\chi < 0$ , для парамагнетиков  $\chi > 0$ ). Для ФМ зависимость  $M(H, T)$  нелинейна и неоднозначна (см. *Гистерезис магнитный*);  $\chi$  у ФМ зависит не только от  $T$  и свойств вещества, но также от  $H$  и магн. предостройки. В термодинамике  $M$  определяется через *потенциал термодинамический*  $\Phi(H, T, P)$  по ф-ле  $M = -(\partial\Phi/\partial H)_{T, P}$  ( $P$  — давление).

Из общих положений классич. статистич. физики и электродинамики следует, что электронные системы не могут обладать устойчивым магн. моментом (*Бора — ван Леева теорема*), что противоречит опыту. Квантовая механика, объяснявшая устойчивость атомов, объяснила и существование устойчивых магн. моментов у атомов и макротел. М. электронной оболочки атомов и атомных ядер обусловлен спинowymi и орбитальными магн. моментами электронов и нуклонов (см. *Атом. Ядро атома* и *Магнетизм микрочастиц*). У одновалентных инертных газов (He, Ne, Ar и др.) электронные оболочки магнитно-нейтральны, и эти газы являются диамагнетиками (ДМ). Электронная оболочка атомов

щелочных металлов (Li, Na, K и др.) в невозбужденном состоянии обладает лишь спинowym магн. моментом валентного электрона ( $s$ -состояние, орбитальный магн. момент = 0). Т. о., атомы этих веществ парамагнитны. У атомов переходных  $d$ -металлов (Fe, Co, Ni и др. 3d-, 4d- и 5d-хим. элементы), редкоземельных 4f-металлов (PЗМ), актиноидов (U и др.) и трапсуранов не достроены внутренние  $d$ - и  $f$ -слои электронных оболочек. Спинowe и орбитальные магн. моменты электронов этих слов не скомпенсированы (*Хунда правило*), что приводит к существованию у атомов и ионов этих хим. элементов спонтанных магн. моментов.

Магн. свойства веществ определяются природой атомных носителей М. и характером их взаимодействий: вещество одного хим. состава в зависимости от внеш. условий, кристаллич. и фазовой структуры, степени атомного порядка в сплаве и т. н. может обладать разл. магн. свойствами. Более простая картина реализуется в газах и (в определенной степени) в кристаллич. и аморфных *диэлектриках*. Однако в проводниках (металлах и сплавах) всё усложняется из-за наличия в них коллективизиров. электронов (бывших валентных), к-рые сами являются источниками М. В переходных металлах из-за взаимодействия коллективизиров. электронов с магн. моментами  $d$ - и  $f$ -оболочек (а также взаимодействия между этими самыми оболочками) взаперекрестия волновых ф-ций соседних атомов, что имеет место гл. обр. для  $d$ -оболочек) нарушается строгая атомная локализация электронов этих оболочек, возникает *гибридизация  $s$ - и  $d$ - $f$ -состояний* (см. *Гибридизация атомных орбиталей*). В результате атомные магн. моменты, особенно  $d$ -оболочек, оказываются изменёнными по сравнению с моментами изолиров. атомов. Т. о., в металле магн. момент иона обусловлен самим ионом и окружающим его облаком коллективизиров.  $s$ -электронов, а также, по крайней мере, частично  $p$ -,  $d$ - и даже  $f$ -электроном, намагниченным, как правило, антипараллельно магн. моменту локализованных  $d$ - или  $f$ -оболочек (что может приводить к т. н. окрапированию Кондо). Наоб. ярко это проявляется при очень низких темп-рах и в сильно разбавленных растворах магн. ионов в диаман. матрице — при  $T < T_K$ , где  $T_K$  — темп-ра Кондо. При  $T > T_K$  экранирование разрушается. В случае более концентриров. растворов при чистых  $d$ -металлах сами  $d$ -электроны могут быть полностью или частично коллективизированы и представление о локализованном магн. моменте либо вообще теряет смысл, либо требует специального рассмотрения. Здесь имеет место М. коллективизиров. электронов, в к-ром надо учитывать два эффекта: 1) обменный, обусловленный *Паули принципом*, — электроны с параллельными спинами располагаются на больших взаимных расстояниях, чем с антипараллельными, а между ними возникают обменные дырки (или дырки Ферми), что уменьшает эл.-статич. энергию их взаимодействия (в изолиров. атомах это объясняет правило Хунда); 2) динамич. корреляционный: кулоновское отталкивание стремится удалить электроны друг от друга (независимо от ориентации их спинов), что создаёт т. н. *корреляционные дырки* у {см. *Корреляционная энергия*}. Уменьшение энергии электронов из-за этих эффектов приводит к росту их фермиевской кинетич. энергии. В результате конкуренции двух видов энергий в системе электронов устанавливается равновесие (см. ниже). Необходимо также учитывать детали кривых плотности состояний электронов вблизи *ферми-поверхности* (ферми-уровня) и *спинowe флуктуации*. На магн. моменты  $d$ - и  $f$ -оболочек оказывает также сильное влияние эл.-статич. взаимодействие окружающих ионов матрицы (являндов), к-рое иногда может радикально изменить магн. состояние ионов (см. *Защраживание орбитальных моментов*).

Коллективно взаимодействие между атомными носителями М. в веществе можно охарактеризовать ве-

личной энергии этого взаимодействия  $\epsilon_{\text{эз}}$ , рассчитанной на отд. пару частиц — носителей магн. момента. Энергию  $\epsilon_{\text{эз}}$  составляют энергия частицы, имеющей магн. момент  $\sim \mu_B$  (см. *Магнетон*) в нек-ром эффективном магн. поле  $H_{\text{эф}}$ , т. е.  $\epsilon_{\text{эз}} = \mu_B H_{\text{эф}}$ , и со ср. энергией тепловой движения частицы при нек-рой критич. темп-ре  $T_{\text{кр}}$ , т. е.  $\epsilon_{\text{эз}} \sim kT_{\text{кр}}$ . При  $H < H_{\text{эф}}$  и  $T < T_{\text{кр}}$  будет сильно проявляться магн. свойства вещества, определяемые внутр. взаимодействиями атомных носителей М. (т. н. кооперативный или «слабый» М. вещества). Наоборот, при  $H > H_{\text{эф}}$  или  $T > T_{\text{кр}}$  доминируют внеш. факторы ( $H$  и  $T$ ), подавляющие эффект внутр. взаимодействия  $\epsilon_{\text{эз}}$  (т. н. некооперативный, или «слабый», М. вещества). Для полного выяснения природы М. веществ надо знать физ. генезис  $\epsilon_{\text{эз}}$  и характер атомных магн. носителей М. Если не рассматривать ядерный М., то в электронных оболочках атомов и молекул, а также в электронной системе веществ действуют два типа сил — элетрич. и магнитные. Мерой первых является эл.-статич. энергия двух электронов на расстоянии порядка размера атома  $a$  ( $a \sim 10^{-8}$  см):  $\epsilon_{\text{эл}} \sim e^2/a \sim 10^{11}$  эрг. Мерой магн. взаимодействия является энергия связи двух атомных магн. моментов на расстоянии  $a$ , т. е.  $\epsilon_{\text{м}} \sim \mu_B^2/a^3 \sim 10^{-15}$  эрг. Т. о.  $\epsilon_{\text{эл}} \gg \epsilon_{\text{м}}$  на 4 порядка. Поэтому сохранение ферромагнетизма, напр. у Fe, Co и Ni до  $T_{\text{кр}} \sim 1000$  К, может быть обусловлено только элетрич. взаимодействием, т. к.  $\epsilon_{\text{м}}$  способно обеспечить ФМ лишь до  $T_{\text{кр}} \sim 1$  К.

Можно рассматривать  $\epsilon_{\text{м}}$  как малое возмущение по сравнению с  $\epsilon_{\text{эл}}$ . Однако у хим. элементов с большой атомной массой — у РЗМ и актиноидов — магн. моменты атомов достигают  $\sim 10 \mu_B$ , и поэтому  $\epsilon_{\text{м}}$  возрастает в 2-3 порядка. Согласно квантовой механике (в силу принципа Паули), наряду с квазиклассическим эл.-статич. взаимодействием электронов существует чисто квантовое эл.-статич. *обменное взаимодействие*, являющееся от взаимной ориентации спиновых моментов электронов. Это эл.-статич. по своему генезису взаимодействие  $\epsilon_{\text{об}}$  оказывает существен. влияние на магн. состояние электронных систем. В частности, оно благоприятствует атомному магн. порядку. Верхний предел  $\epsilon_{\text{об}} \sim 10^{13}$  эрг. Если М. некооперативный, то магн. порядок устанавливается лишь внеш. полем  $H_{\text{вн}}$ , а магн. беспорядок — темп-рой. В случае кооперативного М. род обменного взаимодействия превалирует, а поле  $H_{\text{вн}}$  лишь помогает обнаружить внутр. магн. порядок. Положит. знак  $\epsilon_{\text{об}} > 0$  способствует параллельной ориентации атомных магн. моментов, т. е. ферромагнетизму. При  $\epsilon_{\text{об}} < 0$  имеет место тенденция к антиферромагн. упорядочению. В некоторых случаях возможно так называемое смешанное обменное взаимодействие, когда для различных соседних магнитных атомов энергия  $\epsilon_{\text{об}}$  меняет знак.

В веществах реализуют обменную связь двух типов: 1) прямой обмен между двумя соседними магн. ионами, когда их волновые функции сильно перекрываются. В этом случае взаимодействие короткодействующее, экспоненциально убывающее с расстоянием между ионами. Для двух электронов в одной атомной оболочке всегда  $\epsilon_{\text{об}} > 0$ , и поэтому атомы  $d$ -металлов, РЗМ и актиноидов всегда имеют спонтанный магн. момент. В общем случае для соседних ионов в веществе  $\epsilon_{\text{об}}$  может быть как  $> 0$  так и  $< 0$  (в зависимости от их электронной структуры). 2) Непрямой обмен между удаленными магн. ионами, когда практически нет перекрытия их волновых ф-ций и связь осуществляется промежуточными агентами (в диэлектриках и полупроводниках это *ковалентное обменное взаимодействие* через немагн. ион — лиганд, находящийся между двумя магн. ионами, а в металлах, системах связь, напр. между соседними  $f$ -слоями, осуществляется электронами проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*). Обменное взаимо-

действие этого типа — дальнедействующее ( $\sim r^{-3}$ ) и осциллирующее с переменной знака.

Изоленное возмущает провести физ. классификацию магн. свойств веществ.

Некооперативный магнетизм слабовазимодействующих магнитных частиц ( $\epsilon_{\text{об}} < \mu_B H$  и  $\epsilon_{\text{об}} \ll kT$ ). Пр. об. в области диамагнетизма. К веществам этого класса относятся: а) все инертные газы; все газы, атомы и молекулы  $k$ -рых не имеют спонтанных магн. моментов. У них  $\chi < 0$ , очень мала но абс. величина (молярная восприимчивость  $\chi \sim -10^{-7} \pm -10^{-5}$ ) и от  $T$  практически не зависит; б) органич. соединения с неполярной связью, в  $k$ -рых молекулы или радикалы не имеют магн. моменты или у них парамагнетизм подавлен диамагнетизмом; у таких веществ восприимчивость  $\chi \sim -10^{-6}$ , практически не зависит от  $T$ ; но обладает заметной аннотропией; в) некоторые металлы (Cu, Zn, Au, Hg, и др.), растворы, сплавы и хим. соединения (напр. галюиды), в  $k$ -рых ионные остовы ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^{2+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{Cl}^-$  и др.) подобны атомам инертных газов, в связи с чем они обладают диамагнетизмом.

Пр. об. в области парамагнетизма. Характерно для: 1) веществ, у  $k$ -рых атомы (ионы, молекулы) обладают магн. моментом. К ним относятся газы ( $\text{O}_2$ , NO) и пары спечочных и переходных металлов со значениями  $\chi \sim 10^{-3} \pm 10^{-5}$ . При не очень низких  $T$  и в не очень сильных полях ( $\mu_B H/kT \ll 1$ )  $\chi$  не зависит от  $H$ , но существенно зависит от  $T$ :  $\chi = C/T$  (*Кюри закон*),  $C$  — постоянная Кюри; в сильных магн. полях и при достаточно низких  $T$  у этих веществ наблюдается магн. насыщение; 2) ионов переходных элементов в жидкой фазе, в кристаллич. и аморфных соединениях при слабом взаимодействии ионов друг с другом и изотропом атомном окружении. При  $\mu_B H \ll kT$  их магн. восприимчивость  $\chi$  не зависит от  $H$ , а их зависимость от  $T$  описывается *Кюри — Вейса законом*:  $\chi = C'/(T - \theta_{\text{ВВ}})$ , где  $C'$  — постоянная, а  $\theta_{\text{ВВ}}$  — парамагнитная точка Кюри, характеризующая взаимодействие магн. ионов, т. е. в этом случае проявляется уже нек-рый кооперативный характер парамагнетизма; 3) ферромагнетиков и антиферромагнетиков выше точек Кюри и Неэля ( $T_C$  и  $T_N$ ).

Особо следует выделить ряд специфич. магн. состояний веществ. Так, ниже нек-рой критич. темп-ры  $T_{\text{СД}}$  в кристаллич. и аморфных парамагнетиках может возникнуть *сперомагнетизм*, для  $k$ -рого характерна «замороженность» магн. моментов ионов в произвольных направлениях (равновероятно по всем направлениям), ярчём магн. моменты не испытывают флуктуаций ориентации, как в идеальных парамагнетиках. Модификацией подобного магн. состояния является идеальное *спиновое стекло*, осн. признаком  $k$ -рого является максимум на кривой  $\chi(T)$  при темп-ре замерзания спинового стекла  $T_{\text{С}}$ . Наиболее типичные спиновые стекла — разбавленные растворы атомов  $d$ -металлов в диамагнитной матрице (Cu, Au и др.) в предел. интервале концентраций  $C$  (между  $C_{\text{мин}}$  — пределом разбавления и  $C_{\text{макс}}$  — пределом протекания). При  $C < C_{\text{мин}}$  магн. ион полностью экранирован электронами проводимости матрицы от взаимодействия с др. магн. ионами и магн. упорядочение отсутствует. При  $C > C_{\text{макс}}$  возникает кооперативный ФМ или АФМ. В спиновых стеклах магн. ионы связаны либо РККИ-обменом (ложно-дипольными или отрицательным), либо чисто антиферромагн. взаимодействием (здесь могут быть случаи, когда магн. момент со своими соседями связан обменными взаимодействиями противоположных знаков, что может привести к структурной неравновесности (*фрустрация*)) и, как следствие, к магн. гистерезису). Если в спиновом стекле при росте  $C$  возникает локальные корреляции ионов — двух- и трёх- и многоионные кластеры, связанные прямым обменом в единое образование, внедрённое в немагн. матрицу, то при  $T < T_{\text{С}}$  это кооператив-

ное состояние наз. *микромангнетизмом*. Состояние спинового стекла весьма типично для неупорядоченных магнетиков, в к-рых ориентация магн. ионов и их местоположения распределены случайно. Если в сперомагн. системе появятся преимуществ. ориентации у фиксированных магн. моментов в немагнитной матрице, то это состояние наз. *асперомагнетизмом* (примером таких кристаллических веществ являются GdAg, YbFe<sub>2</sub>, GdAl<sub>2</sub>, аморфных веществ — DyNi<sub>3</sub>, TbAg). В зависимости от соотношения энергий обмена  $\epsilon_{0b}$  и анизотропии  $\epsilon_{2b}$  могут быть два типа асперомагнетизма: 1)  $\epsilon_{0b} > \epsilon_{2b}$  векторы  $M$  в отд. областях (доменах) сильно закреплены и внеш. поле  $H_{вн}$  не может довести образец до магн. насыщения даже при  $H_{вн} > 10$  Тл; 2) при  $\epsilon_{2b} > \epsilon_{0b}$  направления  $M$  в доменах закреплены менее жестко и уже в не очень сильных полях возможно достичь магн. насыщения.

В слоистых кристаллич. веществах, когда атомные расстояния в нек-рых системах атомных плоскостей сильно отличаются от расстояний между этими плоскостями, может наблюдаться различие знаков  $\epsilon_{0b}$  между атомами в плоскости и между атомами соседних плоскостей. Это может привести к т. н. геликоидальной магн. атомной структуре, когда, напр., отд. плоскости намагничены ферромагнитно, а при переходе от одной плоскости к соседней вектор поворачивается на некоторый угол (шаг такой спирали не обязательно соответствует параметру кристаллич. решетки вдоль оси  $c$ , перпендикулярной атомным плоскостям). Типичными веществами с геликоидальным  $M$  являются MnAu<sub>2</sub>, MnO<sub>2</sub> и РЗМ (в последних это связано с взаимодействием РККИ); могут быть и более сложные спиральные магн. структуры, напр. в РЗМ вектор  $M$  при переносе вдоль оси  $c$  может вращаться не в плоскости, а по поверхности конуса.

**Магнетизм** электронов проводимости в металлах, полупроводниках и сверхпроводниках. Парамагнетизм электронов проводимости (спиновый Паули парамагнетизм) наблюдается у щелочных (Li, Na, K и др.), щелочноземельных (Ca, Sr, Ba и др.) и переходных (3d-, 4d- и 5d-металлов, кроме Fe, Co, Ni, Cr и Mn) металлов, у них магн. восприимчивость  $\chi \sim 10^{-5}$ , она не зависит от поля и очень слабо меняется с темп.-рой. В ряде металлов этот парамагнетизм маскируется более сильным диамагнетизмом ионных остовов. Если в парамагн. металле обменное взаимодействие недостаточно, чтобы создать устойчивый ферромагнетизм, но может образовывать временные ферромагн. флуктуации (парамагноты) в ограниченных областях с числом электронов  $\sim 10^3 - 10^4$ , к-рые с понижением темп.-ры становятся всё более устойчивыми и в пространстве и во времени, то наблюдается обменно усиленный парамагнетизм Паули (набл. ярко в Pd, Pt, TiV<sub>6</sub> и ряде др. металлов). Может также наблюдаться усиление магн. моментов отд. ионов переходных металлов в диамагн. металлах, матрице за счёт спиновых флуктуаций около атомов примесей.

**Диамагнетизм** электронов проводимости металлов (диамагнетизм Ландау) присущ всем металлам, но наблюдается не так часто и лишь при условии, что его не маскирует либо более сильный парамагнетизм Паули, либо диамагнетизм ионных остовов. По могут быть и исключения, например аномально сильный диамагнетизм у В.

**Парамагнетизм** и диамагнетизм электронов проводимости в полупроводниках (ПП). В ПП число электронов проводимости растёт с ростом  $T$ , поэтому  $\chi_{дм}$  и  $\chi_{пм}$  зависят от  $T$ . Типичные ПП, напр. Ge и Si, диамагнитны. Имеется ещё два важных типа магн. ПП: а) ПП, обладающие ферромагнетизмом, как правило *ферригелетизмом* (ферриты и др., см. ниже), и б) узкозонные или бесщелевые разбавленные ПП — т. н. полу-

магнетизм полупроводники, в основном — это твердые растворы халькогенидов Hg (HgTe, HgSe и т. п.) и переходных d-металлов или редкоземельных металлов (MnTe, MnSe, EuTe и др.). Вариации состава этих веществ существенно меняют их электронный энергетич. спектр (от бесщелевого до спектра с большой энергетич. щелью), что приводит и к существ. изменению их магн. свойств (напр., к магнитному фазовому переходу из парамагн. состояния в состояние спинового стекла).

**М. сверхпроводников** (СП) (см. *Сверхпроводимость*) обусловлен электрич. токами, текущими в тонком поверхностном слое ( $\sim 10^{-5}$  см), к-рые окрапируют толщу СП от внеш. магн. полей, поэтому в массивных СП при  $T < T_c$  магн. индукция  $B=0$  (*Мейснера эффект*). СП являются в определ. смысле антиподами ФМ и АФМ, т. е. их спонтанное магн. поле должно разрушать сверхпроводимость (разрывать куперовские пары электронов, см. *Купера эффект*). Однако в нек-рых трояких соединениях РЗМ (HoMo<sub>2</sub>S<sub>8</sub>, ErRh<sub>2</sub>B<sub>4</sub> и др.) в ограниченной области темп.-ры обнаружено сосуществование СП и ФМ (см. *Магнитные сверхпроводники*). В окисидных высокотемпературных сверхпроводниках существует сложная связь между сверхпроводимостью и магнитоупорядоченным состояниями.

Магн. свойства системы электронов проводимости в металлах и ПП неразрывно связаны с их упругими, тепловыми, оптич. и др. свойствами (см. *Магнитоупругое взаимодействие, Гальваномагнитные явления, Магнитоптика*).

**Магнетизм** веществ с атомным магнетизмом порядком ( $\epsilon_{0b} \gg \mu_B$  или  $\epsilon_{0b} \gg kT$ ). Ферромагнетизм наблюдается в веществах с  $\epsilon_{0b} > 0$ : в кристаллических Fe, Co, Ni, в РЗМ (Gd, Tb, Dy, Ho, Er и Tm), в бинарных и более сложных сплавах и соединениях этих элементов между собой и с др. элементами (переходными и нормальными), в сплавах Cr, Mn (т. н. гейслеровых сплавах), сплавах парамагн. переходных элементов с нормальными элементами (Zr—Zn, Sc—In, Au—V и др.), в соединениях урана. Для ФМ характерна спонтанная намагнитченность  $M_{сп} \neq 0$  при  $0 < T < T_c$  ( $T_c$  — точка Кюри). Известны случаи, когда нижняя температурная граница ферромагнетизма  $T_{кин} > 0$  К. При  $T > T_c$  ФМ переходит либо в ПМ с  $\chi \sim C/(T-0)$  (казалось бы, для ферромагн. металлов при  $T > T_c$  должен наблюдаться парамагнетизм Паули, однако учёт спиновых флуктуаций показал, что для магн. восприимчивости  $\chi$  должен выполняться закон Кюри (Вейсса), либо в АФМ (напр., в нек-рых РЗМ). При  $H_{вн} = 0$  результирующая намагнитченность ферромагн. образца (если исключить вторичное явление остаточной намагнитченности) также отсутствует. Это объясняется тем, что при охлаждении ФМ от  $T > T_c$  до  $T < T_c$  и при  $H_{вн} = 0$  образец ФМ спонтанно разбивается на малые области — домены с  $M_{сп} \neq 0$ , но при этом ориентация векторов в разных доменах такова, что суммарная намагнитченность многодомного образца равна нулю (см. *Магнитная доменная структура, Ферромагнитные домены*). В поле  $H_{вн}$  доменная структура меняется благодаря двум осн. процессам (см. *Намагничивание*): росту объёма доменов, в к-рых векторы  $M$  направлены относительно  $H_{вн}$  энергетически более выгодно, за счёт менее выгодно намагнитченных доменов, реализуемого смещением границ доменов (процессы сдвига) и повороту векторов  $M$  из их первонач. положения вдоль осей децимального намагнитчивания по направлению внеш. поля (процессы вращений). В результате этих процессов намагнитчиваемый образец приобретает суммарный магн. момент — макроскопич. намагнитченность (см. *Парапроцесс*). Намагнитченность  $M$  ФМ зависит не только от  $H$  и  $T$ , но также и от магн. предистории образца, это явление неоднозначной зависимости  $M$  от  $H$  наз. магн. гистерезисом. При выключении  $H_{вн}$  об-

разец может сохранить остаточную намагниченность  $M_r$  и для его полного размагничивания нужно приложить обратное магн. поле ( $-H_c$ ), к-рое наз. *кюрицкой силой*. В зависимости от величины  $H_c$  различают *магнитно-мягкие материалы* ( $H_c < 800$  А/м, или 10 Э) и *магнитно-твёрдые материалы* (высококоэрцитивные) ( $H_c > 4$  кА/м, или 50 Э). Значения  $M_r$  и  $H_c$  зависят от природы в-ва, от темп-ры и, как правило, убывают с её ростом, стремясь к нулю при  $T \rightarrow T_c$ . Доменная структура энергетически выгодна лишь в достаточно объёмных образцах. С уменьшением размера образца разбиение его на домены может стать энергетически невыгодным и он становится о.д.п. о.м. е.и.н.м. с  $M = M_s$ . Из-за тепловых флуктуаций магн. момент одного домена может вести себя как атомный магн. момент в идеальном парамагнетике (ПМ), такое явление наз. *суперпарамагнетизм*.

Антиферромагнетизм наблюдается в веществах с  $e_{00} < 0$ : в кристаллах. Сг,  $\alpha$ -Мп, в ряде РЗМ (Сг, Рг, Nd, Pm, Sm, Eu), а также в многочисленных соединениях (оксидов, сульфидов Fe, Ni, Mn и др. элементов), силидах ( $Fe_3Si$ ,  $CrFe$  и др.) и аморфных веществах, содержащих атомы переходных элементов. Кристаллич. решётка этих веществ разбивается на две или более *магнитные подрешётки*, в к-рых векторы  $M_s$  либо антипараллельны (коллинеарная магнитная атомная структура), либо направлены под углом друг к другу, отличным от  $\pi$  (неколлинеарная структура). Антиферромагнетизм наблюдается в интервале темп-р от 0 К до точки Нееля  $T_N$ . При  $T > T_N$  АФМ становится ПМ и его восприимчивость  $\chi$  описывается в большинстве случаев законом Кюри — Вейсса. При  $T < T_N$   $\chi$  с понижением темп-ры уменьшается из-за роста магн. упорядоченности. В АФМ различают  $\chi_{||}$  и  $\chi_{\perp}$  — магн. восприимчивости вдоль и поперёк оси антиферромагнетизма — направления, в к-ром ориентируются векторы  $M_s$  магн. подрешёток при  $T < T_N$ .

В зависимости от того, равен ли неравен нулю суммарный момент всех магн. подрешёток АФМ, различают *скомпенсированный антиферромагнетизм* и *нескомпенсированный антиферромагнетизм*, или *ферримагнетизм*. В ферримагнетиках (ФИМ) имеются магн. ионы двух или более типов разной хим. природы или одной природы, но разной валентности (напр.,  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ ), либо ионы одной хим. природы, одной валентности, но имеющие в магн. подрешётках разное число узлов в единице объёма образца. Ферримагнетизм реализуется гл. обр. в кристаллах окислов d-металлов с решётками типов шпинели, граната, перовскита и др. (т. п. *ферриты*  $MO \cdot Fe_2O_3$ , где М обозначает Fe, Ni, Co, Mn и др.). Эти вещества, как правило, но электрич. свойствам — ПМ или диэлектрики, по магн. свойствам они похожи на ФМ [с векторами  $T$  и  $\chi(T)$ ]. У аморфных ФИМ (напр.,  $Gd_{30}Co_{70}$ ,  $TbFe_2$  и др.) магн. ионы двух или более сортов размещены в пространстве случайно. Некор. модификацией кристаллич. ФИМ являются (уже упоминавшиеся выше) спермагнетики (СИМ), в них магн. моменты одного из сортов магн. ионов «заморожены» со случайной ориентацией. Преобладание ферромагн. упорядоченности в системе одного из сортов магн. ионов приводит к тому, что СИМ обладают суммарной спонтанной намагниченностью ( $M_s \neq 0$ ).

В АФМ возможно спонтанное нарушение полной компенсации намагниченности подрешёток в результате релятивистского взаимодействия Дзялошинского — Морья (возмущения магн. спин-орбитального взаимодействия взаимодействием орбиталей магн. ионов при наличии косвенного обменного взаимодействия); в итоге имеет место *слабый ферромагнетизм* (СФМ) с  $M_s \sim 0,1\%$  от обычных значений  $M_s$  для ФМ (типичные представители СФМ:  $\alpha$ - $Fe_2O_3$ , карбонаты ряда металлов, ортоферриты и др.).

Кроме упомянутых выше спиновых стёкол магн. упорядочение наблюдается в очень широком классе

аморфных металлич. веществ — *металлических стёкол* (метглассах), обладающих рядом специфич. свойств ( $Fe_{40}Ni_{40}Co_{20}$ ,  $Fe_{75}Mo_{25}B_{80}$ ,  $Fe_{40}Ni_{40}Pt_{10}B_{10}$ ,  $Ni_{60}Nb_{40}$  и др.). Металлич. стёкла практически почти лишены магн. анизотропии, что делает их очень хорошими магнитно-мягкими материалами.

#### Научные и технические проблемы магнетизма

Осн. научными проблемами совр. М. являются: 1) выяснение природы обменного взаимодействия и взаимодействий, определяющих анизотропию в разл. магнетиках; объяснение спектров элементарных магн. возбуждений (*магнонов*) и механизма их взаимодействий между собой и с др. модами элементарных возбуждений в веществе — *фононами*, *электронами* проводимости, *экситонами* и др. 2) Проблема нелинейной динамики доменных стенок — *солитоны* магнитных (связанных состояний) большого числа магнов. 3) Развитие теории *магнитных фазовых переходов* между различными магн. состояниями (ФМ — ПМ, ФМ — АФМ и др., в том числе т. п. *ориентационные фазовые переходы*). Здесь важное место занимает представления о волнах зарядовой и спиновой плотности, а также спонтанного нарушения *магнитной симметрии* (см. *Волны зарядовой плотности, Спиновая плотность волн*).

М. весьма широко используется как средство изучения хим. связей и структуры молекул (см. *Магнетотомия*). Изучение диамагнетизма и парамагнетизма газов, жидкостей, растворов и соединений в твёрдой фазе позволяет разобратся в деталях физ. и хим. процессов, протекающих в этих веществах, и происходящих в них структурных изменениях. Изучение магн. дипляч. характеристик (*магнитного резонанса и релаксации*) помогает понять кинетику многих физ. и физ.-хим. процессов. Интенсивно развивается магнитобиология, а также применение М. в медицине (см. *Магнитные поля биологических объектов*).

Связь М. и оптич. свойств веществ приводит к огромному числу физ. эффектов (см. *Земляна эффект, Фарадей эффект, Коттона — Мутона эффект, Халле эффект* и др.), в т. ч. к влиянию света на возникновение и изменение магн. порядка.

К важнейшим проблемам М. космоса относятся: выяснение происхождения магн. полей Земли, др. планет, Солнца, звезд (в частности, *пульсаров*), радиогалактик, квазаров и др. астрономич. объектов, а также роли магн. полей в космич. пространстве (см. *Межзвёздная среда*).

Проблемы технич. применений М. входят в число важнейших в электротехнике, приборостроении, вычислит. технике, автоматике и телемеханике, навигации. В технике широко применение нашли магн. *дефектоскопия* и др. магн. методы контроля. Очень важную роль играют измерения магн. характеристик электротехнич. и радиотехнич. материалов. Магн. материалы идут на изготовление магнитопроводов электрич. генераторов, моторов, трансформаторов, реле, магн. усилителей, элементов магн. памяти, лент и дисков магн. записи, стрелок магн. компасов, магнитоотрицательных излучателей и приёмников и т. д.

#### Историческая справка

Первые письменные свидетельства о М. (Китай) имеют более 2000-летнюю давность, в них упоминается об использовании естеств. постоянных магнитов в качестве компасов. В работах древнегреч. и римских учёных упоминается о притяжении и отталкивании магнитов и о намагничивании магнитом железных еноклов (напр., у Лукреция Кара в поэме «О природе вещей», 1 в. до н. э.). В средние века в Египте широко применялся магн. компас (с 12 в. н. э.), предпринимались эксперименты по изучению свойств магнитов [Пьер де Марикур (Pierre de Maricourt), Франция, 1269]. Результаты исследований М. в эпоху Возрождения обобщены У. Гильбертом (W. Gilbert) в трактате «О маг-

ните, магнитных телах и о большом магните — Земле» (1600). В этом труде показано, что Земля — *диполь магнитный*, и доказана невозможность разделения двух разномысленных магн. полюсов. Далее учение о М. развилось в трудах Р. Декарта (R. Descartes), Ф. Эпикуса (F. Aprius) и П. Кулона (Ch. Coulomb). Декарт — первый автор метафиз. теории М. и геомагнетизма («Начала философии», ч. 4, 1644); он исходил из существования особой магн. субстанции, обуславливающей своим движением М. тел. В трактате «Обит теории электричества и магнетизма» (1759) Эпинус подчеркнул сходство электричества и М., а Кулон (1785—89) показал и определил количеств. соответствие явлений: взаимодействие точечных магн. полюсов подчиняется тому же закону, что и взаимодействие точечных электрич. зарядов (Кулонов закон). В 1820 Х. Эрстед (H. Ørsted) открыл магн. поле электрич. тока, и тогда же А. Ампер (A. Ampère) установил законы магн. взаимодействия токов, эквивалентность магн. свойств кругового тока и тонкого плоского магнита; М. веществ он объяснил существованием молекулярных токов. В 30-х гг. 19 в. К. Гаусс (C. Gauß) и В. Вебер (W. Weber) развили математич. теорию *земного магнетизма* и разработали методы магн. измерений.

Новый этап изучения М. начался с М. Фарадея (M. Faraday), к-рый дал последоват. трактовку М. на основе представлений о реальном эл.-магн. поле. Ряд важнейших открытий в области электромагнетизма (электромагнитная индукция — Фарадей, 1831; правило Ленца — Э. Х. Ленц, 1833, и др.), теоретич. обобщение эл.-магн. явлений в трудах Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell, 1872), систематич. изучение свойств ФМ и ИМ А. Г. Столетовым (1872), П. Кюри (P. Curie, 1895) и др. заложили основы совр. макротеории М. Изучение М. на микроуровне стало возможным после открытия электронно-ядерной структуры атомов. На основе классич. электронной теории вещества Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz), П. Ланжевена (P. Langevin) создана теория диамагнетизма и парамагнетизма. В 1892 Е. Л. Розинг и в 1907 П. Вейс (P. Weiss) высказали идею о существовании внутр. молекулярного поля, обуславливающего ферромагнетизм. Открытие спина электрона и его М. [С. Гаудсмит (S. Goudsmit), Дж. Удленбек (G. Uhlenbeck), 1925], создание квантовой механики привели к развитию квантовой теории диа-, пара- и ферромагнетизма. На основе квантовой механики (пространств. квантования) Л. Бриллюэна (L. Brillouin, 1926) найден зависимость намагниченности ПМ от  $H$  и  $T$ . В 1927 Ф. Хунд (F. Hund) провёл сравнение эксперим. и теоретич. значений эффективных магн. моментов ионов в разл. парамагн. солях, что привело к открытию влияния электрич. полей парамагн. кристалла на «замораживание» орбитальных моментов ионов. Исследование этого явления позволило установить, что, напр., ферромагнетизм  $d$ -металлов определяется почти исключительно спиновыми моментами [У. Пенни (W. Penney), Р. Шлалл (R. Schlapp), Дж. Х. Ван Флек (J. H. Van Vleck), 1932].

Детальная квантовая теория парамагнетизма атомов и молекул была разработана Ван Флеком в 1932, к-рый наряду с обычным классич. ориент. парамагнетизмом открыл т. н. *ванфлексовый парамагнетизм* (поляризационный), связанный с виртуальными квантовыми переходами электронов между стационарными энергетич. уровнями атомов или молекул. В 1927—30 была построена квантомеханич. теория М. электронов проводимости металлов (см. *Паули парамагнетизм*, *Ландау диамагнетизм*). Сущность, значение для развития теории парамагнетизма имело предсказание Я. Г. Дорффмана (1923) и открытое Е. К. Завойским (1944) явление *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Созданию квантовой теории ферромагнетизма предшествовали работы (1925) Э. Ингана (E. Ising, одномерная модель ПМ) и Л. Онсагера (L. Onsager, двумерная модель), Я. Г. Дорффмана (1927, им была доказана

немагн. природа молекулярного поля), В. Гейзенберга (W. Heisenberg, квантомеханич. расчёт атома  $\text{H}_2$ , 1926), В. Гейтлера и Ф. Лондона (W. Heitler, F. London, расчёт молекулы  $\text{H}_2$ , 1927). В двух последних работах был использован открытый в квантовой механике эффект обменного взаимодействия электронов [П. Дирак (P. Dirac), 1926] в оболочке атомов и молекул и установлена его связь с магн. свойствами электронных систем, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике* (*Паули принцип*). Квантовая теория ферромагнетизма была начата работами Я. И. Френкеля (1928, коллективизирован. модель ферромагн. металлов) и Гейзенберга (1928, модель локализованных спинов). Рассмотрение ферромагнетизма как кооперативного явления [Ф. Блох (F. Bloch) и Дж. Сэлтер (J. Slater), 1930] привело к открытию спиновых волн. В 1932—33 Л. Нельс (L. Néel) и Г. Д. Ландау предсказали существование антиферромагнетизма. Затем Нельс объяснил сущность ферромагнетизма. Изучение новых классов магнетиков — АФМ и ферритов — позволило глубже понять природу М. вообще. Была выяснена роль магнитоупругой энергии в происхождении энергии магн. антозотропии и в явлении магнитострикции. Начиная с 1931 стали разрабатываться методы наблюдения магн. доменной структуры ФМ [1931, Ф. Биттер (F. Bitter), 1932, Н. С. Акчулов, метод порошковых фигур]. Создание теории доменной структуры началось с работ Я. И. Френкеля и Я. Г. Дорффмана (1930) и особенно после работы Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица (1935, см. *Ландау — Лифшица уравнения*).

Дальнейшее развитие квантомеханич. моделей М. металлов и ПМ, рассматривавшихся в работах Я. И. Френкеля (1928), Ф. Блоха (1930) и Э. Стопера (E. Stoner, 1930), было осуществлено в работах С. П. Шубина и С. В. Вонсовского (1934, полярная и обменная  $s-d$ ,  $f$  модели ферромагнетизма, см. *Шубина — Вонсовского модели*). Частным случаем полярной модели является *Хаббарда модель* (J. Hubbard, 1964). Теория М. продолжает интенсивно развиваться, этому в значит. мере способствует создание новых эксперим. методов исследования веществ. Нейтроннографич. методы (см. *Магнитная нейтроннография*) позволили определить типы атомных магн. структур. *Ферромагнитный резонанс*, открытый и исследованный в работах В. К. Аркадьева (1913), а затем Дж. Гриффитса (J. Griffiths, 1946), и антиферромагн. резонанс [К. Гортер (C. Gorter) и др., 1951] открыли возможность исследования процессов магн. релаксации, а также дали независимый метод определения эффективных полей антозотропии в ФМ и АФМ. Физ. методы исследований, осн. на явлении *ядерного магнитного резонанса* [Э. Перселл (E. Purcell) и др., 1946], и *Мессбауэра эффект* (1958) существенно углубили знания о пространств. распределении силовой плотности в веществе, особенно в магн. металлах. Наблюдение рассеяния нейтронов и света позволили для ряда веществ определять спектры спиновых волн. Параллельно с эксперим. работами развивались и раал. аспекты теории М.: магн. симметрия кристаллов, ферромагнетизм коллективизиров. электронов, применение новых расчётных методов в теории М. (диаграммная техника, методы *Грина функции* и т. п.), изучение магн. фазовых переходов с критич. явлений, разработка моделей квазидоменных и двумерных магнетиков. Открытие и исследование *квантового Холла эффекта* [К. Клитцинг (K. Klitzing), 1980], *Кюндта эффекта*, вестка с шероховатой валентностью, прикладных систем кюндовского типа, вещества с *тяжёлыми фермионами* — всё это позволило глубже понять магн. свойства веществ.

Успехи в изучении магн. явлений позволили осуществить синтез новых перспективных магн. материалов: ферритов под СВЧ-устройств, высококоэрцитивных соединений типа  $\text{SmCo}_5$  (см. *Магнит постоянных*), прозрачных ферромагнетиков, магн. плёнок типа «сэндвичей» с уникальными магн. свойствами, аморфным

магнетиков (в т. ч. спиновых стёкол, метгласов), веществ с *цилиндрическими магнитными доменами* и др. См. Тамм И. Е., Основы теории электродинамики, М., 1976; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Маттис с Д., Теория магнетизма. Введение в изучение кооперативных явлений, пер. с англ., М., 1967; Вонсеков И. С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Тикадуи и С., Физика Ферромагнетизма. Магнитные свойства веществ, пер. с англ., М., 1983; Херд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, с. 351, С. В. Востокский.

**МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ** — магн. свойства молекул, атомов, атомных ядер и субъядерных частиц (т. н. *элементарных частиц*). Магн. свойства элементарных частиц обусловлены наличием у них спина, а более сложных систем (ядер, атомов, молекула) — особенностями их строения и вкладом в суммарный магнетизм микросистемы отд. составляющих её частиц.

**Магнетизм субъядерных частиц.** Для элементарных частиц — лептонов и адронов — осн. магн. характеристикой является спиновый дипольный *магнитный момент*. Магн. моменты субъядерных частиц включают т. н. нормальную составляющую, предсказываемую релятивистской квантовой механикой (теорией Дирака см. *Дирака уравнение*), и аномальную добавку (см. *Аномальный магнитный момент*), обусловленную в случае лептонов их взаимодействием с электроно-позитронным вакуумом (см. *Вакуум в квантовой теории*), а в случае адронов — характерным для них *сильным взаимодействием* (напр., для нуклонов — протонов и нейтронов — их связь с иновым нолем, см. *Пионы*). По теории Дирака, для *электронов*, движущихся в центральо-симметричном поле атомного ядра, одним из интегралов движения является *момент количества движения*, равный сумме обычного орбитального момента  $l$  и добавочного — спинного  $s$  (см. *Спин*). Спиновое *квантовое число*  $s = \pm 1/2$ , величина модуля вектора спина равна:  $|s| = \sqrt{s(s+1)} = \sqrt{3}/2$ , а его проекция на ось квантования  $s_z$  равна:  $s_z = \pm 1/2$ . Со спином электрона связан вынужденный, не зависящий от переносного движения, дипольный магн. момент (как и спин, он обусловлен быстрым колебательным движением релятивистского электрона, т. н. дрожающим по Шрёдингеру — Zitterbewegung). Вектор спинового магн. момента электрона  $\mu = g(e/2m_e c)s$ , а его проекция  $|\mu_z| = g(e\hbar/2m_e c) \cdot (\hbar/2)$ , где безразмерная величина, наз. *g-фактором* или *Ланде множителем*, по теории Дирака, для частиц со спином  $1/2$  равна двум ( $g=2$ ), и поэтому  $|\mu_z| = |e\hbar/2m_e c| = \mu_B^e$ . Величину  $\mu_B^e$  наз. *магнетонном Бора* (электронным),  $\mu_B^e = \mu_B = 0,9274078(36) \cdot 10^{-20}$  эрг-Гс $^{-1}$  [в единицах СИ  $\mu_B = 9,274078(36) \cdot 10^{-24}$  Дж-Тл $^{-1}$ ]. Для др. заряд. элементарных частиц со спином  $1/2$  (лептонов и адронов, которые подчиняются уравнению Дирака) значения магнетонов иные, т. к. масса частицы входит в знаменатель. Так, для *мюона*  $\mu_B^e = |e\hbar/2m_\mu c| \approx (1/207) \mu_B$ , для протона  $\mu_B^p = |e\hbar/2m_p c| = (1/1836) \mu_B$ , эта величина называется *ядерным магнетоном*,  $\mu_B^p = \mu_N = 5,050824(20) \cdot 10^{-24}$  эрг-Гс $^{-1}$  [в единицах СИ  $\mu_N = 5,050824(20) \cdot 10^{-27}$  Дж-Тл $^{-1}$ ].

Экспериментально спиновый магн. момент электрона был измерен в *Штерна — Герлаха опыте* (1924) по отклонению молекулярных нуцков в магн. поле. Аномальная добавка к магн. моменту элементарных частиц была измерена магнитно-резонансным методом (см. *Раби метод*) Дж. Раби, Э. Нельсона и И. Раби (J. N. P. Rabi, E. Nelson, I. Rabi, 1947), а также П. Кутшем и Г. Фоли (P. Kusch, N. Foley, 1948). В опытах фактически измеряется магн. момент атома или молекулы, при этом выбираются такие состояния атомных систем, в к-рых кроме магн. момента одного электрона в атомной оболочке все остальные источники магнетизма ис-

сключаемых объектов, напр. их орбитальные электронные магн. моменты и ядерные моменты, равны нулю. Определить экспериментально непосредственно только спиновый магн. момент свободного электрона, как показал Н. Бор (N. Bohr), невозможно. Это обусловлено тем, что спиновый магнетизм электрона носит кинематич. характер, и поэтому его невозможно отделить при измерении от магн. эффектов, связанных с переносным движением электрона, как это следует из *неопределённости соотношения* Гейзенберга.

Для *античастицы* электрона — *позитрона* теория Дирака предсказывает те же значения спина и его магн. момента, как и у электрона (только с изменением знака). Опытное определение магн. спинового момента позитрона (нестабильной частицы) были произведены косвенным путём при измерении характеристик метастабильной атомооднойной системы связанных электрона и позитрона — *позитрония*. Данные опытов подтвердили, что позитрон имеет такой же спиновый магн. момент, как и электрон. Таким же образом был определён магн. момент др. лептона — мюона ( $\mu^+$  и  $\mu^-$ ), а также *мюония* (атомной системы из  $\mu^+$  и  $\mu^-$ ) и *мезоатома* (мюонот, находящийся на атомной орбите около к-л. атомного ядра). Магнитный момент т. н. тяжёлого лептона ( $t$ -лептона, открытого в 1975) пока ещё не измерен.

В семействе лептонов входит ещё 6 частиц — три нейтринно (электронное, мюонное и  $\tau$ -лептонное) и три их античастицы. Поскольку все эти частицы не имеют заряда, то, по теории Дирака, они не должны иметь и нормального спинового магн. момента (от их аномального момента см. ниже).

При экспериментальном определении спиновых магн. моментов адронов, в первую очередь протона и нейтрона, сразу же было обнаружено полное несоответствие их значений с теоретич. значениями в рамках теории Дирака. Во-первых, магн. момент протона  $\mu_p$  оказался почти в три раза больше  $\mu_B^p$  [ $\mu_p \approx 2,7928456(11) \mu_B^p$ ] и, во-вторых, у нейтрона было обнаружено магн. момент  $\mu_n = -1,913148(66) \mu_B^p$ , хотя, по теории Дирака, нейтрон, как не имеющий электрич. заряда, не должен был бы обладать магн. моментом (однако И. Е. Тамм и С. А. Альшутер ещё в 1934 теоретически предсказали его существование). Расхождение теории и опыта в случае адронов обусловлено тем, что для адронов основным является сильное взаимодействие, а для лептонов более слабое электромагнитное. Поэтому в случае адронов представление о свободной частице оказывается несравненно менее приемлемым, чем в случае лептонов, т. к. неизбежна связь адронов с вакуумом материальной поля, соответствующего сильному взаимодействию, оказывается столь интенсивной, что предсказания теории Дирака в этом случае резко нарушаются. Для лептонов, как оказалось (И. Раби и др., 1947), также существуют заметные отклонения от значений дираковских норм. магн. моментов, но они составляют лишь немногим более одной тысячной доли от соответствующих значений лептонных магнетонов Бора для электрона и мюона. Эти экспериментальные результаты были полностью объяснены в рамках *квантовой электродинамики* (КЭД) Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948). Здесь следует заметить, что по абс. величине аномальные поправки к моментам лептонов оказались почти такими же, как и поправки для адронов; это объясняется тем, что  $\mu_B$  более чем в 1500 раз меньше  $\mu_B^e$ .

Установление аномальных добавок к моментам лептонов позволило сделать вывод, что величина добавок определяется преобладающим по силе взаимодействием из числа взаимодействий, в к-рых участвуют рассматриваемые элементарные частицы. Для заряд. лептонов можно ограничиться учётом эл.-магн. взаимодействия, поскольку для них слабое взаимодействие играет по сравнению с первым незначит. роль (правда, в области

очень высоких энергий, где происходит объединение этих двух взаимодействий в единое *электрослабое взаимодействие*, такой подход неверен). Для адронов необходимо в первую очередь рассматривать только сильное взаимодействие и можно пренебречь эл.-магн. и слабым взаимодействиями.

Для оценки величины добавок в случае ленточных аномальных моментов используется принятый в КЭД метод разложения по малому безразмерному параметру — *тонкой структуре постоянной*  $\alpha$ ,  $k$ -рая определена интенсивность этого взаимодействия. Постоянная  $\alpha = [137,035987(29)]^{-1} \approx 7,297351(11) \cdot 10^{-3}$ ; ее малость определяет относительную слабость всех аномалий, обусловленных взаимодействием лептонов с физ. вакуумом. Добавку к магн. моменту обычно принято определять относительно отклонением  $g$ -фактора от его дираковского значения 2 — т. е. а. а. м. а. л. и. е.  $a = (g-2)/2$ . Одно из последних теоретич. значений  $a_{\text{теор}} = 0,5 (\alpha/\pi) - 0,32848 (\alpha/\pi)^2 + 1,184175 (\alpha/\pi)^3 \approx 0,001159652236(28)$ . В то же время  $a_{\text{эксп}} = 0,5 (\alpha/\pi) - 0,32848 (\alpha/\pi)^2 + 1,168 \pm 0,33 (\alpha/\pi)^3 \approx 0,001159655241(20)$ . Совпадение  $a_{\text{теор}}$  и  $a_{\text{эксп}}$  показывает блестящее совпадение теории и эксперимента. Теорией были также учтены поправки  $\sim (\alpha/\pi)^4$  и влияние на аномальный магн. момент вист. магн. поля. Прекрасное согласие теории и опыта оказалось и при оценках аномальных добавок к магн. моментам позитрона и позитрония, а также мюона, мюония и мезозатона. Не решён пока вопрос о магн. моменте нейтрона и антинейтрона:  $\nu_e, \bar{\nu}_e; \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu; \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ . Не имея электрич. заряда, эти частицы лишены дираковского норм. магн. момента. Но в принципе они, подобно нейтрону и антинейтрону, могли бы иметь аномальный магн. момент. Вопрос об этом моменте, как и о массе покоя нейтрона и антинейтрона, остаётся открытым.

В случае адронов с их приоритетным сильным взаимодействием необходимо учитывать их взаимодействие с физ. вакуумом, но уже не о схеме теории возмущений (как для лептонов). Простейшее представление о возможных причинах возникновения аномальных магн. моментов у адронов, напр. нуклонов, можно получить на основе элементарной мезонной теории Юкавы. Согласно этой теории, протон и нейтрон непрерывно испускают и поглощают виртуальные частицы  $\pi^\pm$  (пионы), т. е. нуклоны как бы окружены пионным облаком. Применяя закон сохранения электрич. заряда, можно показать, что реализуются только процессы  $p \rightarrow p + \pi^+$  и  $n \rightarrow n + \pi^-$ . Пионы не имеют спина, следовательно не обладают синовым магн. моментом, но они испускаются в орбитальное  $p$ -состояние (см. *Атом.*), поэтому будут иметь орбитальный магн. момент, равный одному пионному магнетону:

$$\mu_B^{\pi} = |e|\hbar/2m_{\pi}c = (m_p/m_{\pi})\mu_N \approx 7\mu_N.$$

Т. о., абс. величина добавочного магн. момента нуклонов, обусловленного орбитальным движением виртуального пиона, равна примерно 7 ядерным магнетонам. В связи с этим для объяснения наблюдаемых значений аномальных магн. моментов протона и нейтрона необходимо предположить, что испущенный виртуальный пион должен находиться в  $p$ -состоянии ок. 25% времени своего существования. Различие в знаке заряда пионов, испускаемых протонами и нейтронами, приводит к различию знака аномальных моментов у этих нуклонов. Поскольку сильно взаимодействие не зависит от электрич. заряда частиц, то вероятности испускания пиона у протона и нейтрона одинаковы и, следовательно, оба аномальных момента должны иметь примерно одинаковую абс. величину, что и подтверждается опытом. Конечно, кроме однопиконных промежуточных состояний возможны и более сложные, но пока полнота расчётов таких состояний нет. Более точные значения аномальных магн. моментов адронов можно получить в результате расчёта и измерения зарядовых и магн. *формфакторов* нуклонов при рассеянии на них,

очень быстрых электронов (с энергиями до 1300 МэВ). Зарядовый формфактор  $F_1$  связан в этом случае с рассеянием электронов на распределённом в пространстве заряде пуклона  $\rho_{\text{эл}}(r)$ , а магн.  $F_2$  — с рассеянием на пространственно-распределённом аномальном магн. моменте нуклона  $\rho_{\text{магн}}(r)$ . Распределение дираковского норм. магн. момента учитывает зарядовый формфактор  $F_1$ , поскольку, по теории Дирака (см. выше), свободная частица, испытывая «дрожание», порождает замкнутые токи и связанные с ними магн. моменты. Следовательно, плотность распределения норм. магн. момента непосредственно связана с плотностью распределения электрич. заряда. Наоборот, аномальные магн. моменты протона и нейтрона связаны с излучением виртуальных пионов, и поэтому плотность распределения этих моментов будет существенно отличаться от плотности дираковских моментов. Общие

выражения для формфактора  $F(q) = \int \rho(r)e^{i(qr)}dr$  [где  $\rho(r)$  — пространств. плотность рассеивающих зарядов или моментов,  $F$  — радиус-вектор от центра рассеивания и  $q$  — изменение волнового вектора рассеиваемой частицы, зависящее от ее начальной энергии и угла рассеяния] при  $q=0$ , т. е.  $F(0)$ , представляет собой суммарный заряд или суммарный аномальный магн. момент, равный интегралу по всему пространству от плотности их распределения.

*Квантовая теория нуклона* и кварковая модель адронов (см. *Тварки*) позволили найти новый путь к определению магнетизма этих частиц. В частности нуклоны, согласно магнетизма этих частиц, состоят из трёх кварков двух типов ( $u$  и  $d$ ): протон — из двух кварков  $u$  и одного  $d$ , а нейтрон — из двух  $u$  и одного  $u$ , т. е.  $p(u, u, d)$  и  $n(u, d, d)$ . Все эти кварки имеют спин  $1/2$ , но разные электрич. заряды:  $+2/3e$  кварк  $u$  и  $-1/3e$  кварк  $d$ . В кварковой модели синовые магн. моменты кварков пропорциональны их зарядам, т. е.  $\mu_u = 2/3\mu_N$ ,  $\mu_d = -1/3\mu_N$ , где  $\mu_N$  — постоянная величина. Волновая функция протона,  $k$ -рый имеет спин  $1/2$ , при конструировании её из волновых  $f$ -ций трёх кварков со спином тоже  $1/2$  будет представлять собой суперпозицию двух состояний с разным весом:  $-\sqrt{2/3}(u+u+d) + \sqrt{2/3}(u+u+d)$ , так что соответствующая вероятность состояния протона будет:  $1/3(u+u+d) + 2/3(u+u+d)$ . Отсюда может быть получена величина магн. момента протона:  $\mu_p = 1/3(2/3\mu_N - 2/3\mu_N - 1/3\mu_N) + 2/3(2/3\mu_N - 1/3\mu_N) = 1/3(2/3\mu_N + 2/3\mu_N - 1/3\mu_N) = 2/3\mu_N$ . Для нейтрона, реализующегося с вероятностью  $1/3(u+d+d) + 2/3(u+d+d)$ ,  $\mu_n = 1/3(2/3\mu_N - 1/3\mu_N - 1/3\mu_N) + 2/3(2/3\mu_N - 1/3\mu_N - 1/3\mu_N) = -1/3\mu_N$ . Отношение магн. моментов протона и нейтрона не зависит от величин  $\mu_1, \mu_2$ , так что  $\mu_p/\mu_n = -2/3 \approx -0,667$ , в то время как опыт даёт значение  $\mu_p/\mu_n \approx -0,685$ . Совпадение теории и опыта очень хорошее (точность до 2%), что рассматривают как один из веских доводов в пользу теории кварков.

Пока ещё нет законченной теории аномальных магн. моментов адронов. Далеко не совершенны и эксперим. методы измерений этих моментов. Прямым способом измерения магн. момента является наблюдение скорости его прецессии во внеш. магн. поле. Для такого эксперимента необходимо иметь поляризов. частицы и уметь измерить направление их поляризации. Все эти трудности эксперимента приводят пока к большим

Магнитные моменты некоторых адронов (совпадение данных эксперимента и статистической кварковой модели)

Адроны	Эксперимент. $\mu_N$	Теоретич. $\mu_N$
$p$	$-2,817 \pm 0,48$	$-2,793$
$\Delta^0$	$-0,6138 \pm 0,0047$	$-0,61$
$\Sigma^+$	$2,33 \pm 0,13$ $2,38 \pm 0,02$	$2,67$
$\Sigma^-$	$-1,41 \pm 0,27$ $-1,11 \pm 0,031$	$-1,09$
$\Xi^0$	$-1,23 \pm 0,03$ $-1,233 \pm 0,044$	
$\Xi^-$	$-1,236 \pm 0,044$ $-0,75 \pm 0,07$ $-0,69 \pm 0,04$	$-1,44$ $-0,50$



ошибкам, как видно из таблицы эксперим. значений магн. моментов нек-рых адронов.

**Магнетизм атомов** (магнетизм атомных ядер рассмотрен в ст. *Ядро атома*). Все одноэлектронные оболочки протонов водорода ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{D}$ ,  $^3\text{T}$ ) и водородоподобных ионов ( $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{2+}$ ,  $\text{Be}^{3+}$  и др.) имеют различные магн. моменты ядер, но одинаковый спиновый магн. момент оболочки. Спиновый момент электрона  $s$  (см. *Спин*) имеет величину  $|s| = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \sqrt{3}\hbar/2$ , где  $s=1/2$  — спиновое квантовое число. Возможные проекции  $s$  на ось квантования  $z$  равны:  $s_z = m_s\hbar = \pm\hbar/2$ , где  $m_s$ , равное  $\pm 1/2$  или  $-1/2$ , — магн. спиновое квантовое число. Электрон с зарядом  $-e$  и массой  $m$  обладает *магнитомеханическим отношением*  $\gamma_0 = |e|/2mc$ , аномальным множителем Ланде  $g_{\text{e}n} = 2$  и проекцией спинового магн. момента  $\mu_{\text{e}n}^z = g_{\text{e}n}\gamma_0 s_z = \pm 2(|e|/2mc)(\hbar/2) = \pm\mu_B$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора; абс. величина  $|\mu_{\text{e}n}| = g_{\text{e}n}\gamma_0|s| = \sqrt{3}\mu_B$ . Орбитальный механич.  $l$  и магн.  $\mu_{\text{orb}}$  моменты (см. *Орбитальный момент*) определяются орбитальными квантовым числом  $l$  ( $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$ , где  $n$  — главное квантовое число) и при  $g_{\text{orb}} = 1$  значение  $|l| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$  и  $|\mu_{\text{orb}}| = g_{\text{orb}}\gamma_0 l = \sqrt{l(l+1)}\mu_B$ . При  $l=0$  ( $s$ -состояние)  $|\mu_{\text{orb}}| = 0$ ; при  $l>0$  возможны состояния:  $p$  ( $l=1$ ),  $d$  ( $l=2$ ),  $f$  ( $l=3$ ) и т. д., причём  $|\mu_{\text{orb}}|$  в  $l$  раз равны нулю. В соответствии с пространственным квантованием  $l_z = m_l\hbar$ , где магн. орбитальные квантовые числа  $m_l$  при заданном  $l$  равны:  $-l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, 2, \dots, (l-1), l$ , т. е. всего существует  $2l+1$  проекций  $l$  на ось квантования;  $\mu_{\text{orb}}^z = g_{\text{orb}}\gamma_0 l_z = m_l\mu_B$ . Полный механич. момент оболочки (из одного электрона) равен  $\mathbf{J} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ . Если  $l=0$ , то квантовое число полного момента  $j = s = 1/2$ , если  $l>0$ , то  $j = l \pm 1/2$ .

В многоэлектронных атомах и ионах в приближении центрально-симметричного ядра сохраняются то же квантовые числа для состояний отд. электронов (векторная модель); эти состояния определяются электронно-ионной конфигурацией, т. е. числом электронов с заданными  $l$  и  $S$ . По *Паули принципу*, в каждом состоянии может находиться не более  $2(2l+1)$  электронов; когда это число достигнуто, слой оказывается замкнутым. Замкнутые слои обозначаются:  $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3d^{10}, \dots$ . Состояние оболочки в целом определяют только моменты — орбитальный  $L = \sum l_k$  и спиновый  $S = \sum s_k$ . Их квантовые значения выражаются через суммарные квантовые числа  $L$  и  $S$ , образующие комбинации чисел  $l_k$  и  $s_k$ . Для полного момента  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ , его квантовые числа равны:  $J = L+S, L+S-1, \dots, L-S+1, L-S$  (если  $L \geq S$ ) и  $J = S+L, S+L-1, \dots, S-L+1, S-L$  (если  $L < S$ ). Величины всех моментов — механических и магнитных — равны:

$$|L| = \sqrt{L(L+1)}\hbar, |S| = \sqrt{S(S+1)}\hbar, |J| = \sqrt{J(J+1)}\hbar, \quad (1)$$

$$|\mu_L| = \sqrt{L(L+1)}\mu_B, |\mu_S| = \sqrt{S(S+1)}\mu_B, |\mu_J| = \sqrt{J(J+1)}\mu_B, \quad (2)$$

их проекции определяются квантовыми числами

$$\begin{aligned} m_L &= -L, -(L-1), \dots, (L-1), L; \\ m_S &= -S, -(S-1), \dots, (S-1), S; \\ m_J &= -J, -(J-1), \dots, (J-1), J. \end{aligned} \quad (3)$$

В векторной модели есть два предельных случая:  $LS$ -связь и  $jj$ -связь. В первом случае (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*) электростатич. взаимодействие значительно больше магнитного. Поэтому разности энергий состояний оболочки с различными  $L$  и  $S$  важнее больше разностей энергий состояний с данными  $L$  и  $S$ , но с различными  $J$ , т. е. различных взаимных ориентаций (углами) векторов  $L$  и  $S$ .  $LS$ -связь обус-

лавливает *тонкую структуру* атомных спектров. В случае оболочки атомов тяжёлых хим. элементов магн. спин-орбитальная связь может по энергии сравниться и даже превзойти электростатич. энергию, это нарушит  $LS$ -связь. В возникшей  $jj$ -связи  $l_k$  и  $s_k$  сначала объединяются ( $j_k = l_k + s_k$ ), а затем создают полный (суммарный) момент  $J$ . Конкретные значения  $L, S$  и  $J$  находят с помощью *Хунда правила*: 1) наименьшей энергией обладает состояние с наибольшим (при заданной конфигурации) значением суммарного спина  $S$  и наибольшим при заданном  $S$  суммарным орбитальным моментом  $L$ ; 2) если  $L \neq 0$  и  $S \neq 0$ , а оболочка  $nl$  содержит меньше половины максимально возможного числа электронов ( $< 2l+1$ ), то наименьшую энергию имеют уровни мультиплета с  $J = |L-S|$ , а при числе электронов, превышающем  $2l+1$ , — уровни с  $J = L+S$ . Согласно этому, можно найти  $L$

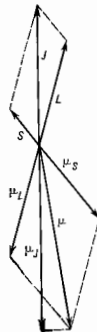


Рис. 1. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома.

и  $S$  для атомов начала таблицы Менделеева: у He с  $Z=2$   $S_{\text{He}} = L_{\text{He}} = 0$ ; то же у Be с  $Z=4$ ; но у C ( $Z=6$ ) с шестью электронами характер заполнения электронной оболочки иной — появляются  $p$ -уровни и по правилу Хунда два  $p$ -электрона имеют параллельные спины и орбиты с  $l=1$ , т. е.  $S_C = 1$  и  $L_C = 1$ . Из первых 18 элементов с чётным числом электронов только атомы восточной половины таблицы являются диамагнитными (He, Ar, Ne, Kr) и ещё Be, Mg, Ca, Zn. Атомы всех остальных 10 элементов с чётным числом электронов (C, O, Si, S, Ti, Cr, Fe, Ni, Ge, Se) и все 18 с нечётным числом (от H до Br) являются парамагнитными, из них только 5 со спиновыми моментами (H, Li, Na, K, Cu) и 13 со спиновыми и орбитальными (B, N, F, Al, P, Cl, Sc, V, Mn, Co, Ga, As, Br). Можно определить моменты атомов и всех др. элементов, включая также и элементы переходных групп. Результирующий магн. момент оболочки  $\mu$ , в силу аномалии спинового фактора Ланде ( $g_{\text{e}n} = 2g_{\text{orb}}$ ) не будет совпадать по направлению с моментом  $J$  (рис. 1). Поскольку заряд

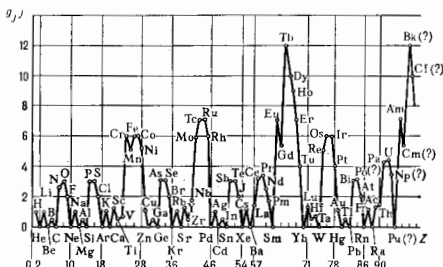


Рис. 2. Максимальные проекции полных магнитных моментов электронных оболочек атомов  $gJ$  (в единицах  $\mu_B$ ) химических элементов в зависимости от их порядкового номера  $Z$  в таблице Менделеева.

$e < 0$ , векторы  $S$  и  $L, \mu_S$  и  $\mu_L$  антипараллельны,  $\mu$  и  $J$  составляют угол  $\neq 180^\circ$ . Эффективный магн. момент оболочки определяет слагающая  $\mu_J$ :

$$\mu_J = \mu_L \cos(L, J) + \mu_S \cos(S, J). \quad (4) \quad 637$$

Применяя к треугольнику из векторов  $L, S$  и  $J$  тригонометрия, ф-лы и используя выражения (1) и (2) для величин векторов, находим значения косинусов в (4) и получаем  $\mu_J = g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B$ , где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (5)$$

фактор Ланде обобщения атома. При  $L=0$ :  $J=S$  и  $g_J = g_{S,0} = 2$ ; при  $S=0$ :  $L=J$  и  $g_J = g_{L,0} = 1$ . В магн. поле вектор  $\mu$  имеет  $2J+1$  возможных проекций, равных  $m_J g_J \mu_B$ . В качестве магн. момента оболочки атома часто вводят не его проекцию  $\mu_J$  на  $J$ , а макс. пологит. значение проекции на направление магн. поля, т. е.  $(\mu_H)_{\max} = J g_J \mu_B$ . Значения  $(\mu_H)_{\max}$  для всех хим. элементов приведены на рис. 2. График показывает периодичность зависимости  $(\mu_H)_{\max}$  от  $Z$ , а также то, что наиб. значения  $(\mu_H)_{\max}$  принадлежат переходным элементам.

**Магнетизм молекулы.** Уже в простейшем случае двухатомных молекул векторная схема изменяется по сравнению со схемой атомной оболочки. Результирующий орбитальный момент не является интегралом движений (поскольку электроника, поле ядер молекулы не обладает сферич. симметрией); сохраняется (приблизительно при неподвижных ядрах и слабой спин-орбитальной связи) проекция этого момента на ось молекулы, соединяющую центры ядер, т. к. в двухатомных молекулах поле ядер имеет аксиальную симметрию. Для этой проекции вводят новое квантовое число  $\Lambda$ , по значениям к-рого классифицируют термы молекулы:  $\Sigma(\Lambda=0)$ ,  $\Pi(\Lambda=1)$ ,  $\Delta(\Lambda=2)$ ,  $\Phi(\Lambda=3)$ , ... Подойм числом к квантовому числу  $J$  равен векторной сумме «параллельной» проекции орбитального  $\Lambda$  + спинового  $S_z$  моментов и момента вращения атомов вокруг перпендикуляра к оси молекулы (квантовое число  $N$ ). Различают два случая: а) связь орбитального и спинового моментов сильная, чем  $SN$ -связь, поэтому суммарный момент  $\sqrt{J(J+1)}\hbar$  равен векторной сумме момента  $N$  и результирующей проекции  $\Lambda + S_z$  на ось молекулы (рис. 3, а); б)  $SN$ -связь слабее  $SN$ -связи, поэтому проекция  $S_z$  исчезает (рис. 3, б). Векторы  $\Lambda$  и  $N$  дают результирующий вектор  $K$ , к-рый, складываясь с  $S$ , даёт суммарный момент  $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ . В случае диамагн. молекул результирующий спин оболочки равен нулю, а также отсутствует  $\Lambda$  (в случае двухатомных молекул это  $\Sigma$ -состояние) или в многоатомных молекулах вообще отсутствует орбитальный момент.

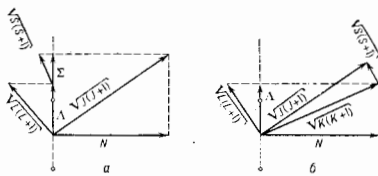


Рис. 3. Векторная модель момента количества движения молекулы.

В химии молекул различают два осн. типа связей — ионную и ковалентную. Образование двухатомных молекул с ионной связью, напр. из галогена F и щелочного металла Li, описывается как переход валентного электрона от металла к галогену, что превращает атомы в катион  $Li^+$  ( $1s^2$ ) и анион  $F^-$  ( $1s^2 2s^2 2p^6$ ). Между ионами возникает кулоновское притяжение, в основном определяющее связь атомов в такой молекуле. Конфигурации оболочек ионов совпадают с таковыми для инертных газов He и Ne, поэтому молекулы с ионной

связью оказываются, как правило, магнетонейтральными. В случае ковалентной связи соединяющиеся атомы не превращаются в ионы, их валентные электроны принадлежат молекуле и образуют валентные пары с нулевыми спиновыми и орбитальными моментами. Фактически в разл. молекулах преобладает либо ионная, либо ковалентная связь. Наглядно это можно проиллюстрировать переходом от ярко выраженной ковалентной связи молекул IV группы периодич. системы элементов (Ge или Si) через соединения типа  $A_{III}B_{III}$  ( $GaAs$ ) и  $A_{IV}B_{VI}$  ( $ZnSe$ ) к чисто ионным соединениям  $A_{II}B_{VII}$  (напр.,  $KBr$ ) (см. Полупроводники). К двухатомным молекулам с преобладанием ковалентной связи и с магнетонейтральным осн. состоянием относятся  $H_2, N_2, CO$ , галогиды ( $F_2, Cl_2, \dots$ ), галогеноводороды ( $HF, HCl, \dots$ ), трёх-, четырёх- и пятиатомные молекулы ( $H_2S, H_2O_2, NH_3, CH_4, \dots$ ), а также огромное число органич. молекул с насыщенной валентностью. Имеются также молекулы с водородной связью, напр.  $H_2O$ , они также магнетонейтральны. Среди диамагн. молекул особенно интересны молекулы ароматич. соединений, содержащие циклич. группировки (кольца), напр. молекула бензола  $C_6H_6$ . Входящие в её состав атомы S расположены в вершинах правильного плоского шестиугольника. Каждый из атомов S образует в плоскости кольца по три  $\sigma$ -связи под углами  $120^\circ$  друг к другу (две  $C-S$  и одну  $C-H$ ). У шести атомов S имеется 24  $2s$ - и  $2p$ -электронов. В  $\sigma$ -связях участвуют  $3 \times 6 = 18$  гибридных  $p$ - и  $s$ -электронов. Оставшиеся 6  $p$ -электронов делокализуются в поле 6 ионных центров S и образуют коллективизиров. электронную оболочку молекулы ( $\pi$ -связь). Под влиянием магн. поля, перпендикулярного к плоскости молекулы, эти электроны, подобно электронам проводимости металла, образуют ток проводимости. Поэтому для ароматич. соединений (бензола, нафталина, антрацена и др.) характерны большие абс. значения диамагн. восприимчивости и асимметрия восприимчивости. Гораздо меньше существует магнитоактивных молекул. Типичными представителями молекул этого немногочисл. класса являются  $O_2$  и  $NO$ . Осн. состояния этих молекул соответствуют термам  $^3\Sigma(\Lambda=0, S=1)$  и  $^2\Pi$ , т. е. дублет с уровнями  $^2\Pi_{3/2}$  и  $^2\Pi_{1/2}(\Lambda=1, S=1/2)$ . В первом случае, несмотря на чётное число электронов, два из них остаются неспаренными.

Взаимодействие магн. момента электронной оболочки с моментами атомных ядер проявляется в двух эффектах: *сверхтонкой структуре* уровней энергии молекулы и магн. экранирования ядер. Последнее возникает при расположении внегн. магн. поля, когда из-за диамагнетизма оболочки в месте расположения ядер возникает внутр. магн. поле, ослабленное внешне.

Реакция атомных и молекулярных систем на воздействие внегн. постоянного и переменного во времени магн. поля  $H_2$  может быть определена расчётом. При этом исходит из общего выражения для квантовомехан. среднего значения оператора суммарного спинового и орбитального магн. момента  $\hat{M}_z$  (вдоль  $H_2$ ):

$$\hat{M}_z = \frac{1e\hbar}{2mc} \sum_k (\hat{l}_{kz} + 2\hat{s}_{kz}),$$

где суммирование ведётся по всем  $k$  электронам атомной или молекулярной оболочки,  $\hat{l}_{kz}$  и  $\hat{s}_{kz}$  — операторы  $z$ -компонент спинового и орбитального механич. моментов  $k$ -го электрона. Т. о., для ср. значения  $\hat{M}_z$  имеем:

$$\overline{\hat{M}_z} = \langle n | \hat{M}_z | n \rangle = \langle n | \hat{M}_z^0 | n \rangle + 2H_2 \sum_{n' (\neq n)} \frac{[\langle n | \hat{M}_z^0 | n' \rangle]^2}{\epsilon_n^{(0)} - \epsilon_{n'}^{(0)}} - H_2 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \langle n | x_k^2 + y_k^2 | n \rangle, \quad (6)$$

где  $\langle n | \hat{M}_z^0 | n \rangle$  и  $\langle n | \hat{M}_z^0 | n' \rangle$  (при  $n \neq n'$ ) — диагональные и

недиагональные матричные элементы для состояний ири  $H_z=0$ ,  $\epsilon_n^{(0)}$  и  $\epsilon_n^{(0)}$  — энергии невозмущенных состояний (при  $H_z=0$ ) для состояний  $n'$  и  $n$ ,  $x_k$  и  $y_k$  — координаты  $k$ -го электрона в плоскости, нормальной к магн. полю  $H_z$ . Первый член в правой части (6) определяет ориентат. парамагнетизм, второй — поларизат. парамагнетизм (ванфлеховский парамагнетизм), третий — общий прецессионный диамагнетизм.

Лит.: Селз у д П., Магнетизм, пер. с англ., 2 изд., М., 1958. Волькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М., 1957; Дорффман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; Гергози, Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961; Дрейф С. Д., Захарякин Ф., Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962; Фельд Б., Модели элементарных частиц, пер. с англ., М., 1971; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, гл. 2, 5, 7, 9; Гергози, Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Тикадуэми С. С., Физика ферромагнетизма, Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1968.

**МАГНЕТИК** — вещество, у  $k$ -рого обнаруживаются  $k$ -л. магн. свойства (см. *Магнетизм*). Разнообразие типов М. обусловлено различием магн. свойств микрочастиц, образующих вещество (см. *Магнетизм микрочастиц*), особенностями их взаимодействий, фазовым (в т. ч. агрегатным) состоянием вещества и др. факторами. М. часто классифицируют по величине и знаку их магнитной восприимчивости  $\chi$  (вещество с  $\chi < 0$  наз. *диамагнетиками*, с  $\chi > 0$  — *парамагнетиками*, с  $\chi \gg 1$  — *ферромагнетиками*). Более глубокая физ. классификация М. основана на рассмотрении их магнитной атомной структуры. К М. с дальним порядком в расположении локализованных магн. моментов относят: ферромагнетики, антиферромагнетики, ферримагнетики, неколлинеарные ферро- и ферримагнетики (в т. ч. метамгнетики и сперомагнетики, см. *Метамгнетизм* и *Сперомагнетизм*). **МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ** — см. *Магнитокалорический эффект*.

**МАГНЕТОН** — единица измерения магн. момента, к-рую используют при изучении магн. свойств атомов и атомных ядер.

Согласно классич. электродинамике, движение зарядк. частицы (с абс. значением заряда  $e$  и массой  $m$ ) со скоростью  $v$  по круговой орбите радиуса  $r$  можно рассматривать как элементарный виток с круговым электр. током, сила  $k$ -рого  $I$  равна заряду, делённому на период вращения  $2\pi r/v$ , т. е.  $I = ev/2\pi r$ . Магн. момент такого витка с током равен (в системе СГС)  $\mu = IS/c$ , где  $S = \pi r^2$  — площадь, охватываемая витком, и, следовательно,  $\mu = evr/2c = (e/2mc)I_2$ , где  $I_2 = mvr$  — проекция орбитального момента  $L_2$  на ось  $z$ , перпендикулярную плоскости витка (т. е. плоскости движения частицы). Если движение частицы подчиняется квантовым законам, то  $L_2$  варьируется:  $L_2 = \hbar m_l$ , где  $m_l$  может принимать любые целые значения в интервале от  $-l$  до  $+l$  ( $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ ), и  $\mu = (eh/2mc) |m_l|$ , т. е. кратен величине  $eh/2mc$ , именуемой размерность магн. момента и играющей в данном случае роль элементарного магн. момента — «кванта» магн. момента частицы.

В системах атомной физики (атомах, молекулах и т. п.), где существен. роль играют электроны, единичной измерения магн. момента системы является магнетон Бора:

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c} = 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1},$$

где  $m_e$  — масса электрона. В ядерной физике используется ядерный магнетон:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{eh}{2m_p c} = 5,0508 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1},$$

где  $m_p$  — масса протона. Т. о., магн. момент атомной или ядерной системы характеризуется соответствующим М. Поскольку магн. момент  $\mu$  системы (молекулы,

атома, атомного ядра, элементарной частицы) определяет величину энергии взаимодействия системы с внешним магн. полем ( $U_{\text{вз}} = -\mu H$ , где  $H$  — напряжённость поля), а также энергию магн. взаимодействия частиц друг с другом, очевидно, что магн. взаимодействия в ядерных системах (ядерный магнетизм) примерно на 4 порядка слабее, чем в атомных системах.

Кроме механич. момента, обусловленного движением частицы в пространстве (орбитального момента), каждая элементарная частица (электрон, протон, нейтрон и др.), входящая в рассматриваемую систему (атом, ядро и т. д.), может обладать также с о б с т в е н н ы м механич. моментом — *спином* и связанным с ним собственным (спиновым) магн. моментом.

Отношение магн. момента к механическому наз. гиромагн. отношением. Для орбит. момента, как указано выше, это отношение равно  $\mu/I_2 = e/2mc$ . В случае спинового механич. момента гиромагн. отношение оказывается другим. Напр., из *Уравнения* для электрона в релятивистическом приближении во вплетённом эл.-магн. поле (см. также *Паули уравнение*) следует, что для собств. магн. момента и силы электрона гиромагн. отношение равно  $e/mc$ , т. е. вдвое больше, чем для орбитального движения электрона. Но поскольку сила электрона равен  $\hbar/2$ , собств. магн. момент электрона оказывается равным по абсолютной величине  $\mu_B$ .

Для более точного определения собств. магн. момента электрона  $\mu_e$  надо рассчитать его энергию взаимодействия с внешним магн. полем, точнее, собств. энергию электрона в этом поле. При этом, согласно квантовой электродинамике, следует учитывать также радиационные поправки, т. е. эффекты взаимодействия электрона с эл.-магн. вакуумом (с *нулевыми колебаниями* эл.-магн. поля). С учётом этих поправок собств. магн. момент электрона по абс. величине будет равен:  $\mu_e = \mu_B + \Delta\mu$ , где *аномальный магнитный момент*  $\Delta\mu$  обусловлен радиац. поправками и очень мал по сравнению с  $\mu_B$ ; во втором порядке разложения по теории возмущений, где малым параметром является постоянная тонкой структуры

$$\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137, \Delta\mu = (\alpha/2l) \mu_B.$$

Для определения собств. магн. моментов адронов, напр. нуклонов, кроме учёта вкладов эл.-магн. взаимодействия необходимо учитывать гораздо большие по величине (и, следовательно, более важные) вклады сильного взаимодействия частиц, определяющих структуру нуклонов. Именно вследствие сложной структуры нуклонов значения собств. магн. моментов протона и нейтрона значительно отличаются от ядерного М.

В. Д. Кукулин.

**МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ** — изменение удельного сопротивления  $\rho$  проводника (металла, полуметалла, полупроводника) во внешнем магн. поле  $H$ . Количественно М. характеризуется скалярной величиной  $\Delta\rho/H$ . М. — чётное гальваномагнитное явление. Классич. М. обусловлено искривлением траекторий носителей заряда (для определения электронов проводимости) под действием магн. поля. Мерой искривления может служить отношение характерного размера траектории в магн. поле (напр., радиуса кривизны  $r$ ) к длине свободного пробега электрона  $l$ . Это отношение можно представить в виде отношения  $H/H_0$ , где  $H_0 = cp/e l$  ( $p$  — импульс электрона,  $e$  — его заряд). При  $H < H_0$  (как продольное (ток  $\parallel H$ ), так и поперечное ( $j \perp H$ )) магнетосопротивление  $\Delta\rho$  порядка  $(H/H_0)^2$ , т. е. магнетосопротивление мало. При  $H > H_0$  искривление траекторий существенно и магнетосопротивление велико. При  $H > H_{\text{кв}} = (mc/e\hbar)kT$  расстояние между *Ландау уровнями* электрона в магн. поле становится больше, чем тепловое размытие ( $kT$ ) уровней и квантование движения электронов существенно влияет на магнетосопротивление (подробнее см. в ст. *Гальваномагнитные явления*).

**Аномальное магнетосопротивление.** В ряде веществ наблюдается значительное магнетосопротивление при  $H \ll H_0$ , знак которого может быть как положительный, так и отрицательный. Такими веществами являются, напр., ферро- и антиферромаги, металлы. Причиной этого, как правило, внешние по отношению к электронам: при  $H \ll H_0$  исчезает доменная структура, уменьшается плотностьислонов и др.

В немагнитных проводниках аномальное М., как правило, обусловлено квантовыми эффектами в движении электронов, вклад к-рых определяется соотношением между длиной волны де Бройля электрона  $\lambda = \hbar/p$  и длиной его свободного пробега  $l$ . При  $\lambda \geq l$  (высокая концентрация примесей, высокая температура) электронные состояния становятся локализованными (см. *Андерсоновская локализация*), т. е. квантовые эффекты приводят к исчезновению проводимости. В хороших проводниках  $\lambda \ll l$  и проводимость  $\sigma$  определяется Друде формулой:

$$\sigma = Ne^2/lp, \quad (1)$$

где  $N$  — концентрация электронов.

Квантовые эффекты в этом случае приводят к малым поправкам в

ф-ле Друде, к-рые, однако, существенно зависят от магн. поля  $H$ . Поправки обусловлены интерференцией электронных состояний с состояниями, «обращёнными во времени», и важны для электронных траекторий с самопересечениями (рис. 1, см. *Интерференция состояний*). Фазы, «набираемые» электронными волновыми ф-циями (в отсутствие поля  $H$ ) при прохождении электроном замкнутого участка траектории по и против часовой стрелки, равны  $(\Delta\varphi=0)$ . Поэтому интерференц. слагаемые в выражении для вероятности возврата в точку  $O$  велики, т. е. дают такой же вклад, как и классические. В итоге интерференция приводит к затруднению диффузии электрона из точки  $A$  в точку  $B$  и является причиной локализации и, следовательно, убывания  $\sigma$ , т. е. роста  $r$ . Можно показать, что интерференц. вклад в  $\sigma$  зависит от размерности пространства  $d$ :

$$\Delta\sigma \approx \begin{cases} (e^2/\hbar)L_Q + \text{const}, & d=3; \\ -(e^2/\hbar) \ln(L_Q/l), & d=2. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $L_Q = (D\tau_Q)^{1/2}$ , где  $D$  — коэф. диффузии электронов,  $\tau$  — время «сбора» фазы волновой ф-ции электрона (время фазовой релаксации), в течение к-рого электронное состояние можно считать когерентным. Величина  $\tau_Q$  определяется неупругими процессами и в общем случае не совпадает со временем релаксации энергии (короче него). Величина  $L_Q$  имеет смысл макс. размера траекторий, на к-рых возможна интерференция состояний. Двумерная ситуация соответствует неравенству  $a < L_Q$ , где  $a$  — толщина образца. Т. к.  $L_Q \gg l$ , то переход от трёхмерной к двумерной ситуации и соответствующий размерный эффект квантового вклада в сопротивление возникает при  $a \gg l$ . Наиб. ярко локализац. эффекты проявляются при  $d=2$  (плёнки, *инверсионные слои*), где интерференц. вклад в  $\sigma$  растёт с ростом  $\Delta\varphi$ .

**Отрицательное магнетосопротивление.** При наличии магн. поля фазы, набираемые электронными волновыми ф-циями при распространении по и против часовой стрелки, становятся различными ( $\Delta\varphi \neq 0$ ). Поэтому отрицательный интерференц. вклад в проводимость  $\sigma$  уменьшается по величине, т. е.  $\sigma$  увеличивается, а сопротивление  $r$  убывает — возникает отрицательное магнетосопротивление. В магн. поле разность фаз  $\Delta\varphi$  интерферирующих волновых ф-ций становится равной  $2\Phi/Dl$ , где  $\Phi$  — магн. поток, пронизывающий траекторию электрона, а  $\Phi_0 = c\hbar/2e$  — квант магнитного потока. Поле  $H_Q$ , при к-ром подав-

ление интерференц. вклада становится существенным ( $\Delta\varphi = 2\pi$ ), имеет порядок:

$$H_Q \approx c\hbar/2l_Q e \approx N_0 (\lambda/l) (\tau/\tau_Q); \quad \tau = l/v \quad (3)$$

( $v$  — скорость электрона,  $L_Q$  — характерная площадь траектории). Из (3) видно, что  $H_Q \ll H_0$ . Изменения проводимости  $\sigma$  в области  $H_Q \ll H \ll H_0$  приближённо равны:

$$\sigma(H) - \sigma(0) = \begin{cases} (e^2/\hbar) \ln(eH/\hbar c)^{1/2}, & d=3; \\ (e^2/\hbar) \ln(eHD\tau_Q/c\hbar), & d=2. \end{cases} \quad (4)$$

В трёхмерном случае эффект не зависит от угла между  $H$  и  $j$ ; в двумерном отрицат. магнетосопротивление анизотропно. Наиболее яркие проявления интерференц. эффектов — осцилляции сопротивления многосвязных образцов в магнитном поле — аналог Ааронова — Бома эффекта (рис. 2).

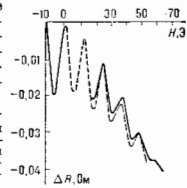


Рис. 2. Зависимость сопротивления  $R$  в полугом цилиндрическом образце от магнитного поля  $H$ , параллельного оси цилиндра; сплошная кривая — данные эксперимента, штриховая — теоретическая.

**Влияние спиновых эффектов.** При рассеянии электрона на немагн. примесях, дефектах или поверхности образца из-за спин-орбитального взаимодействия поддается когерентности между 2 взаимноперпендикулярными волновыми ф-циями в трилетном канале (полный спин  $1/2$ ), во время как когерентность в синглетном канале (полный спин  $0$ ) сохраняется. Рассеяние на магн. примесях, приводящее к перевороту спина, подавляет когерентность в обоих каналах. Интерференц. слагаемое, соответствующее синглетному каналу, входит со знаком, противоположным бесспиновому случаю. Поддавление этого вклада магн. полем соответствует аномальному волонит. М. Поле  $H_Q^s$ , характеризующее его, можно получить из оценки (3) заменой  $\tau_Q \rightarrow \tau_Q^s$ , где  $1/\tau^s = 1/\tau + 1/\tau_s$ . Здесь  $\tau_s$  — частота актов магн. рассеяния.

**Влияние энергетического спектра носителей.** К аномальному волонит. М. могут привести и особенности энергетич. спектра носителей заряда. В нек-рых полупроводниках (Ge, Si,  $A^{111}B$ ) валентная зона 4-кратно вырождена в центре зоны Бриллюэна. В результате возникает 4 интерференц. вклада, каждый из к-рых характеризуется своим временем фазовой релаксации. При сильной деформации, спинающей вырождение валентной зоны, волонит. аномальное М. меняется на отрицательное.

**Межэлектронное рассеяние** усложняет описанную картину. С одной стороны, межэлектронное рассеяние даёт вклад во время фазовой релаксации  $\tau_Q$  (в ряде случаев определяющий). С др. стороны, оно является источником специфич. квантовых вкладов, чувствительных к магн. полю: взаимодействие флуктуаций плотности электронов и образование электронных пар (аналогичное сверхпроводящему спариванию). Магн. поле влияет на эти процессы по-разному. В частности, возникает  $H$  в полях  $H \sim kT/eD$ . Появление такого масштаба обусловлено тем, что энергии двух интерферирующих электронных состояний различаются на величину порядка  $kT$ , соответственно, скорость расфазировки порядка  $kT/\hbar$ . При учёте спиновых эффектов появляются также вклады, характеризующиеся зависимостью  $r$  от  $H$  при  $H = kT/\varepsilon_0 \hbar$  (дБ — магнетон Бора,  $g$  — фактор спиноректосонной расщепления).

Т. о., аномальное М. характеризуется разнообразными зависимостями от магн. поля. Исследование этих зависимостей в сочетании с изучением классич.

магнетосопротивления и температурных зависимостей магнетосопротивления позволяет определить такие характеристики электронов в проводниках, как энергетик. спектр, механизмы релаксации, константы межэлектронного взаимодействия, времена фазовой и спиновой релаксации и др.

Лит.: Айтшюлер В. Л. и др. Об аномальном магнетосопротивлении в полупроводниках. «ЖЭТФ», 1981, т. 81, с. 768; Айтшюлер В. Л. и др. Coherent effects in disordered conductors, в кн.: Quantum theory of solids, Moscow, 1982; Вегтманн Г., Weak localization in thin films, a time-of-flight experiment with conduction electrons, «Phys. Repts», 1984, v. 107, p. 1; Айтшюлер В. Л., Агонов А. Г., Electron-electron interaction in disordered systems, в кн.: Electron-electron interactions in disordered conductors, Amsterdam, 1985; Lee P. A., Ramakrishnan T. V., Disordered electronic systems, «Rev. Mod. Phys.», 1985, v. 57, p. 287.

**МАГНЕТОХИМИЯ** — раздел физ. химии, изучающий взаимосвязь между магн. и хим. свойствами веществ. Исторически первым магнетохим. подходом к изучению строения веществ считают известные правила Паскаля (P. Pascal, 1910—13), связывающие магнитную восприимчивость  $\chi$  органич. соединений с суммой атомных магн. восприимчивостей и дополнит. поправками, к-рые зависят от природы химической связи и строения молекул [1]:

$$\chi = \sum_i n_i \chi_i + \lambda, \quad (1)$$

где  $n_i$  — число атомов сорта  $i$ ,  $\chi_i$  — их атомная магн. восприимчивость,  $\lambda$  — поправка на хим. связь в молекуле. В дальнейшем Я. Г. Дорфман предложил использовать для магнетохим. исследований веществ метод, осн. на квантовомехан. теории магн. восприимчивости Ван Флека (J. Van Vleck) [2]:

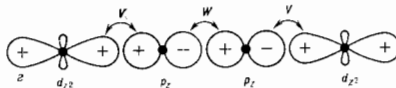
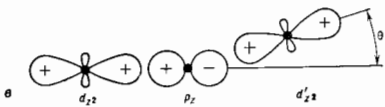
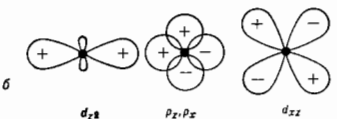
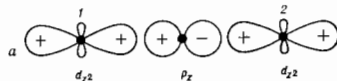
$$\chi = -\frac{N\mu^2}{6m_e c} \sum_i \frac{1}{r_i^3} + N\alpha. \quad (2)$$

Здесь первый член описывает суммарную диамагн. восприимчивость всех атомов в молекуле ( $N$  — число молекул,  $r_i^2$  — ср. квадрат расстояния электронов от ядра), а второй член — парамагн. вклад возбужденных состояний молекул (предполагается, что этот вклад не связан с тепловым возбуждением и не зависит от темп-ры). Существенный прогресс в понимании неразрывной связи особенностей хим. строения с характером магн. взаимодействий в твёрдых телах связан с работами Дж. Гуденафа (J. Goodenough) [3], установившего ряд качеств закономерностей связи структурных и магн. характеристик.

Совр. анализ взаимосвязи хим. и магн. свойств молекул и кристаллов основан на совместном использовании достижений теории магнетизма и расчётов квантовой химии методов.

Сильное взаимное влияние хим. связи и магн. взаимодействий обусловлено их интродуположной тенденцией к коллективизации или локализации электронных состояний. Характерный пример — существование локализов. магн. моментов на ионах переходных металлов связано с наличием у ионов несвязанных электронов, к-рые в соответствии с правилами Хунда размещаются по энергетич. уровням так, что спиновой и орбитальный моменты ионов оказываются максимальными [1]. С др. стороны, хим. связывание атомов (в молекулах и твёрдых телах) состоит в образовании в большей или меньшей степени делокализов. молекулярных орбиталей, к-рые закладываются в соответствии с принципом Паули нарами электронов с противоположными спинами (см. Паули принцип). Это приводит, как правило, к компенсации магн. моментов отд. атомов. Обычно энергия хим. связи существенно превышает энергию внутриаионных магн. взаимодействий. Поэтому атомы в большинстве органич. и неорганич. веществ не обладают локализов. магн. моментами, а сами вещества обнаруживают лишь диамагн. свойства, присущие системам с заполненными электронными оболочками [2]. Однако атомы переход-

ных элементов с недоразобными  $d$ - или  $f$ -оболочками имеют большие магн. моменты, к-рые не компенсируются при вхождении их в хим. соединения, более того, нескомпенсиров. магн. моменты оказывают существенное влияние на характер хим. связи. Взаимодействие магн. моментов атомов в комплексах и соединениях переходных металлов имеют специфич. квантовую (обменную) природу (см. Обменная взаимодействие). Обменные взаимодействия носят межатомный характер, они бывают как прямыми, так и косвенными, осуществляющимися через промежуточные немагн. атомы (л и т а н д м, см. Косвенное обменное взаимодействие), и полностью определяются типом хим. связи в соединении. Именно поэтому наблюдаются корреляции между знаком  $\chi$  и также величиной параметра обмена, определяющими тип магн. упорядочения, и характером хим. связи в разл. классах кристаллов и комплексных соединений [3]. Напр., кристаллы с ковалентной связью, типа NiO, являются антиферромагн. диэлектриками, тогда как металлич. тип связи благоприятствует установлению ферромагн. порядка в системе магн. моментов. Зависимость величины и знака параметра обмена от типа заполнения магн. соединений  $d$ -металлов связь металл—лиганд—металл орбиталей и геометрии правила Гуденафа—Канамори [3]. Так, напр., наиб. сильной хим. связью металл—лиганд в октаэдрич. комплексах является  $\sigma$ -связь  $d_{z^2}$  орбиталей металла и  $p_z$  орбиталей лиганда (рис., а).



Оптимальное хим. связывание магн. электронов атома металла с заполненной оболочкой лиганда приводит в этом случае к антиферромагн. упорядочению спиновых моментов [4]. Величина осуществляющейся через лиганд косвенной обменной связи пропорциональна параметру ковалентного смешивания. Именно доминирование такого взаимодействия в NiO определяет антиферромагнетизм этого соединения.

Если магн. орбитали в комплексе имеют разную симметрию, напр.  $d_{z^2}$  и  $d_{xz}$  (рис., б), то хим. связывание через лиганд будет существенно слабее, одновременно очень слабой оказывается и магн. связь атомов. В сложных комплексных соединениях, а часто

п в кристаллах, связи металл—лиганд—металл, как правило, некоординированы. Взаимодействие  $d_{z^2}$ -орбиталей с  $s$ -состояниями лиганда не зависит от угла  $\theta$  (рис. 6), а взаимодействие с  $p_z$ -состояниями пропорционально  $\cos^2\theta$ . В результате угловая зависимость обменной связи  $\sim (\alpha + \cos^2\theta)^2$ . Это простое соотношение хорошо описывает, напр., многие магн. свойства кристаллов со структурой перовскита [4]. Наконец, в комплексных соединениях  $d$ -металлов магн. атомы часто связаны друг с другом через неск. лигандов (рис. 7). В случае, когда хим. связь лиганд—лиганд (W) не уступает по прочности связи металл—лиганд (V), наблюдается заметное по величине обменное взаимодействие магн. моментов. Типичный пример подобной системы — карбосилаты меди, где магн. электроны атомов меди взаимодействуют вдоль цепочек:  $\text{Cu—O—C—O—Cu}$  [5].

Совр. методы квантовохим. расчётов на ЭВМ позволяют корректно и детально описать взаимообусловленность эффектов магн. упорядочения и хим. связывания. Для этого используют т. п. спин-поляризованные подходы к анализу энергетич. спектра магнитоупорядоченных соединений, в к-рых электроны с разл. ориентацией спинов занимают разные молекулярные орбитали. В рамках таких подходов магн. взаимодействие и хим. связь рассматривают с единых общих позиций. Чаще всего для этого используют два метода расчёта: т. н. неограниченный Хартри—Фока метод и метод функционала спиновой плотности [4]. Энергии и пространств. распределения молекулярных орбиталей в рамках этих методов определяются ориентацией спинов электронов, что позволяет просто и наглядно объяснить существование несомесниров. спиновой плотности на атомах переходных металлов, их магн. упорядоченность, а также степеней ковалентного смешивания орбиталей магн. атомов.

Коль скоро магн. свойства соединений обусловлены особенностями их структуры и хим. связи, то, располагая эксперим. информацией о магн. характеристиках системы, удаётся решать и ряд интересных структурных и кристаллохим. задач.

Осн. эксперим. методами магн. исследований являются метод статич. магн. восприимчивости и резонансные методы — ЭПР, ЯМР, *Мессбауэра эффект* и др. Зависимость магн. взаимодействий от характера хим. связи, а значит и геом. структуры молекулярных (атомных) комплексов, получают из результатов теоретич. расчётов или обобщения массивов эксперим. данных для родственных объектов. Эти данные служат основой для магнетохим. анализа строения и электронных свойств соединения. Такой путь особенно важен в тех случаях, когда неприменимы прямые рентгеноструктурные методы исследований или их возможности резко ограничены (комплексы в растворах, малые концентрации магн. центров и др.).

Поязляемость резонансных магн. методов связана прежде всего с их высокой чувствительностью к небольшим концентрациям парамагн. центров. Косвенные *сверхтонкие взаимодействия* (СТВ), выявляемые в спектрах ЭПР, позволяют определить степень переноса спиновой плотности от магн. атома к аниондам и дают возможность оценить степень ковалентности хим. связи [6, 7]. Методы ЯМР оказались эффективными при исследовании дефектов в твёрдых телах. Так, у твёрдых растворов  $\text{V}_x\text{Cr}_{1-x}\text{N}_2$  ряд величин — сдвиг Найта и параметры СТВ определяются конфигурацией локального окружения атома ванадия, поэтому ЯМР-исследования на ядрах  $^{51}\text{V}$  дают детальную информацию о характере ближнего порядка и его нарушениях в карбонитридах.

Измерения магн. восприимчивости наиб. часто используют при изучении типа хим. связи и особенностей строения парамагн. комплексов [5] и диамагн. молекул [2]. Диамагн. восприимчивость органич. соединений

с замкнутой электронной оболочкой содержит две составляющие: суммарную ланжеоновскую диамагн. восприимчивость отд. атомов и температурно независимую парамагн. восприимчивость [см. (2)], связанную с несферич. деформацией электронных оболочек при образовании хим. связи (см. *Ванфлюксовский парамагнетизм*). Сравнение значения диамагн. восприимчивости соединения с независимо определённой величиной суммой восприимчивостей отд. атомов позволяет установить характер хим. связи. Так, наличие в молекуле двойной связи заметно снижает диамагн. восприимчивость, тогда как ароматич. связь с коллективизацией электронов приводит к росту восприимчивости и появлению магн. анизотропии. Измерения восприимчивости позволяют исследовать сложные процессы, напр. полимеризацию, поскольку добавление каждого мономера изменяет диамагн. восприимчивость полимера на известную величину, определяя относительное содержание неск. таутомеров или различий между неск. структурными сложными ароматич. вещества [2]. Несомненным достоинством метода магн. восприимчивости и др. подобных методов является слабое воздействие внеш. магн. поля на хим. реакцию и равновесные состояния, тогда как обычные хим. методы анализа, связанные с добавлением индикатора-реагента, нарушают хим. равновесие.

В случае парамагн. комплексов или соединений  $d$ -металлов измерения температурной зависимости магн. восприимчивости позволяют определить величины атомных магн. моментов и параметры обменного взаимодействия. Изучение парамагн. восприимчивости многоядерных кластеров со сложной структурой [5] позволяет исследовать особенности их энергетич. спектра и строения.

Интересной областью М. является исследование влияния спиновых состояний разл. атомов и их обменных взаимодействий на характер хим. реакций между парамагн. частицами в растворах [8], в т. ч. в многокомпонентных и полимерных растворах, а также в биологич. системах.

Заметно возросла роль магнетохим. исследований каталитич. активности металлов и сплавов. Для этих объектов измерение магн. восприимчивости является одним из наиболее точных аналитич. методов определения содержания пятиокисных добавок активных веществ, напр. ферромагн. частиц  $\text{Ni}$  или  $\text{MnO}_2$ , а также их взаимодействия, поскольку хим. связывание резко меняет магн. свойства объектов. Данные о магн. восприимчивости дают возможность также определять зависимость каталитич. активности металла от размера его частиц. Тогда рода исследования позволили сделать важные выводы о составе и структуре многих катализаторов, а также получить данные об электронных взаимодействиях между адсорбентом и адсорбируемым веществом, к-рые вряд ли могли быть получены и-д. др. методами [3].

Лит.: 1) В. А. Славин и В. В. Магнетим, М., 1971; 2) Дорфман И. Р., *Диамагнетизм и химическая связь*, пер. с англ., М., 1968; 4) Губанов В. А., Лихтенштейн А. И., Исаев Ю. Н., В. В. Магнетим и химическая связь в кристаллах, М., 1985; 5) Калинин В. Т., Ракин Ю. В., Введение в магнетохимию, М., 1980; 6) Цукерлат В. С., Елисейкин М. И., *Магнетохимия и радиационно-химические обменные кластеры*, Кин., 1983; 7) Плетнев Р. Н., Сидоров А. А., Зенцов В. П., Губанов В. А., ЯМР и сверхтонкие взаимодействия в твёрдых телах, Свердловск, 1986; 8) Замаева Е. К., Исаев Ю. Н., Славин В. А., Губанов, А. И., *Дисперсионные свойства*, 1977.

**МАГНЕТРОН** — электровакuumный генератор эл. магн. колебаний СВЧ, основанный на взаимодействии электронов, движущихся в магн. поле, с возбуждаемыми ими эл.-магн. полями. Основную конструкцию М. составляет коаксиальный цилиндрич. диод с вакуум. электродом — катодом в одностороннем магнитостатич. поле, направленном вдоль его оси. Эмитированные катодом электроны совершают дрейфовое движение

поперёк скрещенных статических электр.  $E_0$  и магн.  $H_0$  полей ( $E_0 \perp H_0$ ), образуя замкнутый поток вокруг катода.

Анод многорезонаторного М.— массивный полый цилиндр, во внутр. части к-рого вырезаны объёмные резонаторы со щелями, выходящими на поверхность (рис. 1). Последовательность резонаторов образует чередующую структуру на поверхности анода и обуславливает азимутальное замедление вращающихся эл.-магн. волн, для к-рых всё пространство М. является единым высокодобротным объёмным резонатором. Энер-

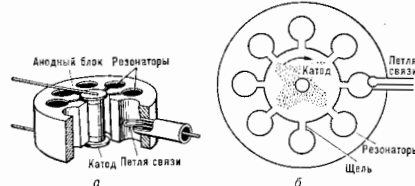


Рис. 1. Схематическое изображение многорезонаторного магнетрона: а — общий вид; б — сечение плоскостью, перпендикулярной  $H_0$ .

гообмен электронного потока с эл.-магн. полями в М. обусловлен их непрерывным взаимодействием в условиях синхронизма ср. скорости электронов с фазовой скоростью одной из мод одного резонатора (рабочей модой, см. ниже).

Формирование и свойства электронного потока. В предгравец. периоде в новообразованном СВЧ-полюми потоке азимутальное и радиальное перемещения электронов, в соств. с интегралами угл. момента и энергии, характеризуются скоростями

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega_c}{2} \left(1 - \frac{r_K^2}{r^2}\right); \quad \frac{dr}{dt} = \sqrt{2 \frac{e}{m} \varphi(r) - \left(r \frac{d\theta}{dt}\right)^2}, \quad (4)$$

где  $r, \theta$  — полярные координаты,  $t$  — время,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $\omega_c = \frac{eH_0}{mc}$  — циклотронная частота,  $r_K$  — радиус катода,  $\varphi(r)$  — потенциал электростат. поля  $E_0$  (на катоде  $\varphi=0$ , на аноде  $\varphi=U>0$ ). При заданном анодном напряжении  $U$  и малых  $H_0$  электроны попадают на анод. С ростом  $H_0$ , как видно из (4), увеличивается доля энергии в азимутальном движении, а радиальная скорость уменьшается. При нек-ром критич.  $H_0 = H_{кр}$  ( $U$  задано) или при  $U = U_{кр}$  ( $H_0$  задано)

$$U_{кр} = \frac{e}{8mc^2} r_0^2 H_0^2 \left(1 - \frac{r_K^2}{r_0^2}\right)^2$$

траектории электронов только касаются поверхности анода,  $r = r_0$ . При  $U < U_{кр}$  (или при  $H_0 > H_{кр}$ ) происходит т. н. отсечка анодного тока — вершины траекторий оказываются на нек-ром расстоянии от анода (магн. изоляция диода). С уменьшением  $U$  (с ростом  $H_0$ ) поток всё ближе примакает к катоду, тем самым происходит углубление магнитной и изоляции диода. В пренебрежении собств. полями электронного облака движение отдельных частиц представляет собой суперпозицию вращения с частотой  $\omega_c$  и дрейфа в скрещенных полях, траектории — эпитроклоиды. При интенсивной электронной эмиссии и значит. объёмном заряде в потоке движение частиц несколько трансформируется.

В условиях магн. изоляции диода поток электронов, замыкающийся вокруг катода, образует электронный резонатор с дискретным спектром собств. колебаний типа вращающихся волн с частотами  $\omega_n \approx \pm 2\pi n / t_{др}$ , где  $t_{др}$  — ср. время дрейфа вокруг катода,  $n$  — целое число. Под действием разл. флуктуаций

(дробовой шум и др.) в электронном потоке развиваются шумовые колебания, в спектре к-рых в окрестности  $\omega_c$  обнаруживаются максимумы интенсивности. Полная энергия шумовых колебаний в предгравец. периоде  $\leq 10\%$  от энергии потока. Столь высокий уровень шумовых колебаний может быть связан с развитием разл. волновых неустойчивостей, в т. ч. диокотронной, обусловленной наличием радиального градиента угловой скорости электронов.

Электродинамическая система магнетрона. Для возбуждения генерации необходим синхронизм ср. азимутальной скорости электронов и фазовой скорости возбуждаемых волн. Существуют различные периодич. системы замедления вращающихся волн у резонансных типов колебаний М.: цепочки связанных резонаторов (рис. 1), гребенчатые структуры и др. (см. Замедляющая система). Но независимо от конкретного типа резонансной структуры анода её осн. ф-ция состоит в создании СВЧ-полей заданной частоты и конфигурации, способных взаимодействовать с электронным потоком.

Система  $N$  резонаторов М. имеет  $N$  основных видов колебаний, определяемых сдвигом фаз колебаний  $\varphi_n = 2\pi n / N$  внутри соседних элементов структуры ( $n$  — целое число). При четном  $N$  невырожденными являются колебания с  $\pi = 0$  (синфазные) и с  $\pi = N/2$  (противофазные). В этом случае образуются стоячие волны поля. Для остальных  $n$  поля имеют вид волн, бегущих по внутр. поверхности анода, а сами колебания являются двукратно вырожденными (одинаковой собств. частотой обладают, напр., колебания с  $n = N/2 \pm 1$ ). Для простейших анодов зависимость длины волны колебаний  $\lambda$  от  $n$  имеет вид

$$\lambda_n = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 + \kappa [1 - \cos(2\pi n / N)]}},$$

где коэф.  $\kappa$  определяется степенью связи элементов структуры, напр. близостью катода к аноду в масштабе периода структуры,  $\lambda_0$  — длина волны резонансных колебаний отд. резонаторов структуры.

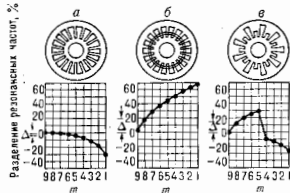


Рис. 3. Виды резонаторных систем магнетрона (а — резонаторная без связей, б — со связями, в) — разносторонняя) и графики разделения их резонансных частот  $\Delta\omega = (\omega_n - \omega_m) / \omega_n$ , где  $\omega_n$  — частота колебаний для  $n$ -вида,  $\omega_m$  — частота, соответствующая  $m$ -му колебанию. В 18-резонаторном магнетроне  $n=9$  является колебанием  $\pi$ -вида.

Самым высокочастотным является  $\pi$ -вид, к-рый обычно используется в качестве рабочего колебания (рис. 2). При больших  $N$  соседние колебания имеют

близкие собств. частоты и фазовые скорости вращающихся волн. В этом случае возможны возбуждения «паразитных» видов колебаний и нерешетки с одного вида на другой. Поэтому для устойчивой работы на колебаниях  $\lambda$ -вида часто разрезают призматичский участок спектра, обычно с помощью двух кольцевых связей, соединяющих соответственно четные и нечетные элементы системы (рис. 3).

Вывод энергии из М. обычно осуществляется с помощью коаксиальных линий и радиоволноводов через

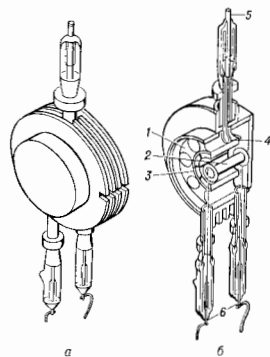


Рис. 4. Многорезонантный магнетрон простой конструкции: а — общий вид, б — разрез (1 — анодный блок с 8 резонаторами, 2 — катод, 3 — свистак, 4 — итерал связи, 5 — стержень для присоединения к коаксиальной линии).

петли связи или петли (рис. 4). При этом нагруженная добротность резонатора  $\sim 10^2$ . Конструкция и параметры электродинамич. системы М. варьируются в зависимости от требований к выходным характеристикам прибора (см. ниже).

**Взаимодействие электронов с полями в М.** Характеристики М. При включении анодного напряжения шумные колебания в анодном потоке сменяются колебаниями электродинамич. системы М. Сначала эта связь мала, но как только напряжение  $U$  достигнет порогового значения

$$U_n \approx \frac{\pi H_0}{\pi \lambda L} (r_a^2 - r_k^2),$$

обеспечивающего синхронизм ср. скорости электронов (и вращающихся собств. волн потока) со скоростью распространения волны в резонаторной системе М., происходит быстрая раскочка колебаний до уровня, определяемого нелинейными механизмами. Характерное время установления колебаний в М. 20–30 периодов колебаний.

В основе процессов взаимодействия электронов с СВЧ-полями рабочего вида колебаний лежит явление фазовой группировки. Электроны помимо вращательного циклотронного движения и синхронного с волной дрейфа в статических электрич. и магн. полях ( $E_0 \perp H_0$ ) совершают стационарное дрейфовое перемещение перпендикулярно неоднородному электрич. полю волн  $E_{\sim}$  (рис. 2) с дрейфовой скоростью

$$v_{др} = c [E - H_0 / H_0^2].$$

Такое перемещение происходит по направлению к аноду в областях благоприятных фаз (при этом траектории «захваченных» волной электронов сближаются по пути к аноду, образуя т. я. «слизцы» пространств. заряда, рис. 1, б) и к катоду в областях неблагоприятных фаз. В последнем случае электроны попадают на катод в конце первой же петли траектории и их роль в энергообмене незначительна. Электроны, дрейфующие к аноду, попадают на анод, отдав СВЧ-полю свою потенциальную энергию в количестве, определяемом разностью потенциалов анода  $U$  и потенциала на вершине первой петли траектории. Поэтому эффективность преобразования энергии электронов в энергию излу-

чения оказывается тем выше, чем глубже магн. позиция, т. е. чем выше  $U_{кр}$  по сравнению с пороговым  $U_n$  ( $U_n < U < U_{кр}$ ).

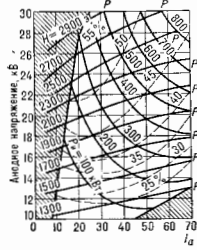
Приближенно кид М. оценивается по ф-ле

$$\eta \sim 1 - U/U_{кр}.$$

С увеличением напряженности поля  $H_0$  и пропорционально ему  $E_0$  кид и выходная мощность  $P$  растут. Однако на практике такое нарастание ограничивается либо электрич. прочностью конструкции, либо перегревом электродов из-за электронной бомбардировки. Можно поднимать  $\eta$ , увеличивая  $H_0$  и сохраняя умеренным поле  $E_0$ , однако тогда с ростом замедления уменьшаются размеры прибора, ухудшаются условия фазовой группировки (захвата электронов волной в окрестности катода); при этом быстро падает генерируемая мощность. Оптимизация параметров М. с точки зрения достижения макс. мощности излучения показывала, что среди генераторов сантиметровой диагоназа для волн (и прилегающих участков соседних диапазонов) М. является одним из наиб. эффективных; его полный кид составляет 35–70%.

По мере роста анодного напряжения сверх поро-

Рис. 5. Рабочая характеристика импульсного магнетрона ( $\lambda = 10$  см); затриходованы области отсутствия генерации; сплошные линии — зависимость от анодного тока  $I_a$  выходной мощности  $P$  и магнитного поля  $H_0$ , пунктирные —  $\eta(I_a)$  (без учета подгрева катода).



вого ( $H_0$  фиксировано) анодный ток и мощность  $P$  сначала быстро нарастают — почти пропорционально этому превышению; кид при этом изменяется слабо (рис. 5), улучшаются условия фазовой группировки и соответственно токопоглощения на анод. Одновременно увеличивается вклад в ток со стороны электронов вторичной электронной эмиссии с катода, вызванной электронами неблагоприятных фаз. В рабочих режимах электроны вторичной эмиссии могут составлять подавляющую часть тока  $I_a$ . При больших превышениях анодного напряжения  $U$  над пороговым ( $\sim 20\%$ ) мощность  $P$  начинает быстро снижаться из-за ухудшения фазовой группировки вследствие нарушения синхронизма потока с волной рабочего вида колебаний.

В длинноволновой части сантиметрового диагоназа М. позволяют в режиме микросекундных импульсов получать мощность  $P \sim 10^6$  Вт, в непрерывном режиме  $\sim 10^3$  Вт. С укорочением  $\lambda$  мощность снижается  $\sim \lambda^2$  (и чуть быстрее). В диапазонах коротких миллиметровых волн и ниже М. утрачивают свою конкурентоспособность. Рекордная мощность достигнута на сантиметровых волнах в т. н. релативистских М., работающих в режимах коротких ( $10^{-7}$  с) импульсов от сильноточных ускорителей электронов ( $\geq 10^9$  Вт).

**Разновидности М., родственные приборы.** Существует много типов М., конструкции к-рых модернизируются применительно к требуемым выходным характеристикам. Кроме того, образовался целый класс электродинамич. приборов СВЧ со скрещенными электрич. и магн. полями и катодом в просторстве взаимодействия, по принципу действия родственные М. (приборы М-типа). Их классифицируют по типам устройств формирования электричного потока и замедления систем: 1) приборы с замкнутыми в кольцо



замедляющей системой и электронным потоком (с катодом в пространстве взаимодействия или с боковой инжекцией тубчатого электронного пучка вдоль оси); 2) приборы с разомкнутой замедляющей системой и замкнутым в кольцо электронным потоком (с катодом в пространстве взаимодействия); 3) приборы с разомкнутой замедляющей системой и пучком (инжектированным с катода, вынесенного из пространства взаимодействия).

К первому семейству относятся сам М. и некоторые его разновидности: регенеративно-усилительный М., в котором возбуждение колебаний и управление их частотой осуществляются внеш. сигналом малой мощности, вводимым обычно через дирижатор в сильно нагруженную резонаторную систему; М., настраиваемый наивысшим (милитрон), в котором настраиваемый колебл. система (обычно стержневого типа) обладает слабо выраженными резонансными свойствами и пространств. заряд электронов регулируется темп. ося катода или инжекцией тубчатого потока вдоль оси прибора. Вследствие этого при малой мощности ( $P \sim 10$  Вт) в непрерывном режиме достигается широкий диапазон перестройки частоты ( $\Delta f$  около октавы).

Второе семейство включает а м и л и т р о н ы. Важнейшие их представители: а м и л и т р о н — мощный импульсный усилитель обратной волны с согласованными входным и выходным устройствами,  $\Delta f \sim 15\%$ ,  $P \sim 10^7$  Вт, коэф. усиления  $K$  до 20 дБ; у л ь т р о н — мощный усилитель прямой волны с  $\Delta f$  до 20%,  $K$  до 30 дБ; с т а б и л и з а т о р н — механически перестраиваемый по частоте высокостабильный генератор на базе амплитрона, дополненный резонатором и фазовращателем на невыходном конце разомкнутой замедляющей системы.

К приборам М-типа иногда относят и электрошлюзовые приборы СВЧ со скрещенными полями, в к-рых несимметричный поток электронов формируется с катода, вынесенного из пространства взаимодействия. Эти приборы близки к *лампе бегущей волны* и *лампе обратной волны*, их наз. ЛБВМ, ЛЮВМ. С. М. их роднит характер фазовой группировки потока и его энергообмена с полями.

Лит.: Магнетроны сантиметрового диапазона, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1950—51; Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, пер. с англ., т. 1—2, М., 1961; В а я ш т е й н Л. А., С о л о в ц е в В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., 1973; В. Е. Невчев. **МАГНЕТРОННОГО ТИПА ПРИБОРЫ** (М-типа приборы) — см. *Магнетрон*.

**МАГНИЙ** (лат. Magnesium), Mg, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов; ат. номер 12, ат. масса 24,305. Природный М. содержит 3 стабильных изотопа:  $^{24}\text{Mg}$  (78,99%),  $^{25}\text{Mg}$  (10,00%) и  $^{26}\text{Mg}$  (11,01%). Электронная конфигурация внеш. оболочки  $3s^2$ . Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,645; 15,035 и 80,144 эВ. Металл. радиус 0,160 нм, радиус иона  $\text{Mg}^{2+}$  0,074 нм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде — серебристо-белый металл, обладает гексагональной плотноупакованной кристаллич. структурой с параметрами  $a=0,3202$  нм и  $c=0,5299$  нм. Плотн. 1,74 кг/дм<sup>3</sup>,  $t_{\text{пл}}=650^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{кип}}=1095^\circ\text{C}$ . Темп. таяния 128 КДж/моль, уд. теплоемкость 1,03 КДж/(кг·К), уд. теплопроводность 0,167 нВт/(м·К) (при 293—573К). Температурный коэф. линейного расширения  $2,6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ , уд. электр. сопротивление ( $20^\circ\text{C}$ )  $4,47 \cdot 10^{-2}$  мкОм·м. М. парамагнитен.

М. — относительно мягкий и пластичный металл, его механич. свойства зависят от способа обработки. При  $20^\circ\text{C}$  для литого и деформиров. М. тв. по Бриллевалду соответственно 300 и 360 МПа, предел текучести 30 и 90 МПа, относит. удлинение 8,0 и 12,0%, модуль нормальной упругости 44,1 ГПа ( $20^\circ\text{C}$ ), модуль сдвига 17,85 ГПа.

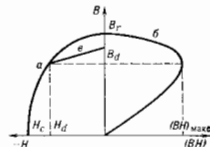
В хим. соединениях проявляет степень окисления +2, химически активен, обладает свойствами сильного восстановителя.

Важнейшие области применения М. — приготовление разл. легких (плотность менее 2 кг/дм<sup>3</sup>) литейных и деформируемых сплавов, в состав к-рых кроме М. входят также Al, Zn, Mn и др. металлы. Металлич. М. применяют для восстановления Zn, Th, U и др. металлов из их соединений. Смеси поропорообразного М. с окислителями служат как зажигательные и осветительные составы. Листы из М. используются для ал.-хим. защиты разл. металлов, конструкций (напр., эстакад морских нефтепромыслов). Из искусственно полученных радиоизотопов применение находит  $^{27}\text{Mg}$  ( $\beta^-$ -радиоактивен,  $T_{1/2}=9,46$  мин). С. С. Бердников.

**МАГНИТ ПОСТОЯННЫЙ** — изделие из магнитотвердого материала, автономный источник пост. магнитного поля. В наиб. простых случаях М. п. представляет собой тело (имеющее форму подковы, стержня, лангса и т. д.), прошедшее соответствующую термич. обработку и предварительно намагниченное до насыщения. Обычно М. п. входит как составная часть в магн. систему, предназначенную для формирования магн. поля, напряженность и конфигурация к-рого могут быть как постоянными, так и регулируемыми.

Области применения М. п. весьма разнообразны. Наиб. древним устройством с использованием М. п. в виде стержня является компас. М. п. широко применяются в электродвигателях, в автоматике, робототехнике, для магн. муфт, магн. подшипников, в часовой промышленности, бытовой технике.

Являясь источником магн. поля, М. п. работает в условиях действующего на него собственного намагничивающего поля  $H_d$ . Поэтому остаточная индукция М. п.  $B_d$  всегда меньше остаточной индукции  $B_r$  материала (см. *Магнитная индукция*). Величина  $B_d$  определяет напряженность создаваемого магн. поля в воздушном зазоре М. п. Она зависит от формы М. п. (конструкции магн. системы), *коэффициента силы*  $H_c$  материала и формы кривой намагничивания, т. е. участка петли гистерезиса, заключенного между точками  $H_c$  и  $H_c'$  (рис.). Произведение ( $BH$ ) координат кривой намагничивания пропорционально энергии магн. поля, создаваемого М. п. Зависимость величины ( $BH$ ) от координаты  $B$  имеет вид кривой с максимумом. Значение ( $BH$ )<sub>макс</sub> наз. энергич. произведением и является важной характеристикой материалов для М. п. Высп. поле, создаваемое М. п., обладает наиб. магн.



Основные характеристики постоянного магнита: а — кривая намагничивания; б — зависимость произведения ( $BH$ ) от индукции  $B$ ;  $v$  — прямая возврата.

энергией, если рабочая точка магнита имеет координаты ( $B_d$ ,  $H_d$ ), соответствующие ( $BH$ )<sub>макс</sub>. У скор. материалов для М. п. значения ( $BH$ )<sub>макс</sub> достигают 320 Тл·кА/м (40 млн. Гс·э).

Часто М. п. используются в условиях, когда действующее на него магн. поле изменяется. Индукция М. п. в этом случае изменяется по частной асимметричной петле гистерезиса (см. *Гистерезис магнитный*), к-рую обычно замещают прямой  $v$  возврата (на рис. — прямая  $v$ ). Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс наз. коэффициентом возврата.

Со временем магн. характеристики М. п. ухудшаются: процессы структурного и магнитного старения приводят к уменьшению остаточной магн. индукция

$B_d$  М. п. Методами магн. стабилизации (частичным намагничиванием, механической треской и термообработкой) необратимые изменения  $B_d$  удается снизить до сотых долей процента от исходного значения.

В М. п. имеют место также обратимые температурные изменения  $B_d$ , связанные с температурной зависимостью спонтанной намагниченности магн. материала.

Лит.: Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Февриер в в. Н. Е., Магнитно-твердые материалы и постоянные магниты, К., 1969; Постоянные магниты. Справочник, М., 1971.

А. С. Ермоленко.

**МАГНИТ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ** — см. *Сверхпроводящий магнит*.

**МАГНИТНАЯ АККОМОДАЦИЯ** — процесс установления в ферромагнетике (ФМ) стационарного магн. состояния после соответствующего изменения величины или характера внеш. магн. поля. При этом установившееся состояние может быть статическим (перемещение поле отсутствует) или динамическим (в присутствии переменного поля). В соответствии с этим можно выделить следующие осн. виды М. а.

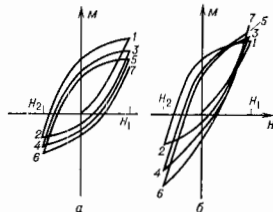
1. После изменения величины магн. поля намагниченность  $M$  ФМ достигает своего стационарного значения не сразу, а через нек-рое время (иногда порядка десятков ч). Причиной такой М. а. является *магнитная вязкость*.

2. При наличии переменного магн. поля происходит постепенная дестабилизация доменных границ (см. *Доменная стенка динамика*) и *магнитная проницаемость* ФМ возрастает до нек-рого стационарного значения. В основе этого явления, наз. *аккомодацией* магн. проницаемости, лежат те же причины, к-рые ответственны за магн. вязкость.

3. После выключения переменного магн. поля проницаемость ФМ постепенно снижается вследствие стабилизации доменных границ. Это явление противоположно аккомодации магн. проницаемости и наз. *магнитной деаккомодацией*. Стабилизация доменных границ происходит вследствие релаксации магнитострикционных напряжений и диффузионного перераспределения примесных атомов или структурных дефектов в кристалле.

4. Если воздействовать на ФМ переменным полем постоянной амплитуды, то петля *гистерезиса магнитного* достигает своего стационарного состояния не сразу, а после ряда (обычно порядка десяти) циклов. В основе этого вида М. а., называемого *магнитной* *и* *подготовкой*, лежит магн. гистерезис в магн. вязкости. Даже при квазистатич. намагничивании, когда магн. вязкость исключается, петля гистерезиса в нервах нескольких циклах остается разомкнутой и лишь постепенно принимает стационарную замкнутую форму.

$a$  — ход петлеи намагничивания в случае слабого влияния аккомодации магнитной проницаемости (начальное состояние соответствует  $H=0$  и  $M=0$ , цифры — порядковый номер процесса намагничивания);  $b$  — то же, но для случая, когда влияние аккомодации больше влияния гистерезиса.



Магн. подготовка имеет место не только при циклич. изменении магн. поля в пределах его макс. амплитуды (от  $-H_m$  до  $+H_m$ ) и достижения техн. насыщения, но и при его изменении в любом интервале от  $H_1$  до  $H_2$  (рис.). Она применяется для стабилизации магн. состояния при измерениях магн. свойств ФМ. В частности, с помощью магн. подготовки получают стабили-

ное размагниченное состояние, для чего подвергают образец воздействию переменного поля со снижающейся до нуля амплитудой. Такой же приём используется для получения состояния в пост. магн. поле, напр. при снятии безгистерезисной кривой намагничивания. М. а. может быть достигнута также путём механич. воздействия на образец (удары, вибрация).

Лит.: Ариадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М.—Л., 1934; Павлинов В. К. М., Ферромагнетизм, М.—Л., 1957; Физический энциклопедический словарь, т. 3, М., 1963; Мишин Д. Д., Магнитные материалы, М., 1981.

А. С. Ермоленко.

**МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ** — зависимость магн. свойств (в узком смысле — *намагниченности*) от выделенного направления в образце (магнетике). Существуют разл. виды М. а. Зависимость намагниченности от её направления относительно кристаллографич. осей в кристаллах наз. *естественной* кристаллографической М. а. Кроме того, М. а. может возникать вследствие магнитоугрунтовых деформаций, при наличии внутр. или внутр. напряжений (псевдная М. а.), а также из-за анизотропии формы образца. М. а. существенно влияет на процессы *намагничивания* и *переманивания*, на *магнитную доменную структуру* и др. свойства магнетиков.

Энергию кристаллографич. М. а. однородно намагниченного ферромагнетика можно записать в виде

$$E_A = \sum_{p, q, r} K_{pqr} \alpha_p^p \alpha_q^q \alpha_r^r \quad (1)$$

где  $\alpha_x$ ,  $\alpha_y$ ,  $\alpha_z$  — направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности  $M$ , а  $p$ ,  $q$ ,  $r$  — целые числ. Коэф.  $K_{pqr}$  ( $p+q+r=2n$ ) наз. *константой* М. а. порядка  $n$ . В теории М. а. часто используется вместо (1) разложение по сферич. гармоникам. Конкретный вид выражения (1) в число линейно независимых коэф.  $K_{pqr}$  при данном  $n$  полностью определяется *симметрией кристалла*. Константы М. а. являются функциями внутр. параметров: температуры  $T$ , давления  $P$  и т. д.

Из (1) следует, что  $E_A$  имеет минимумы и максимумы при определённых значениях  $\alpha_i$  ( $i=x, y, z$ ). Соответствующие направления наз. *осями лёгкого намагничивания* (ОЛН) и *трудного намагничивания*. В отсутствие внутр. магн. поля  $H$  вектор спонтанной намагниченности  $M$  (внутри *домена*) направлен по ОЛН. В поле  $H$  он поворачивается, приближаясь к направлению поля с возрастанием его величины. Критич. значения  $H=H_d$  при к-рых  $M$  устанавливается по  $H$  при намагничивании в трудных направлениях, наз. *полями анизотропии*. Значения  $H_d$  связаны с константами М. а. Так, для кристалла кубич.

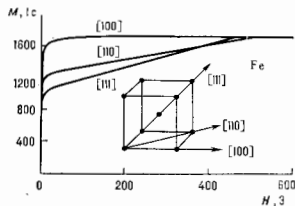


Рис. 1.

сингонии при намагничивании вдоль оси  $[110]$ , а также для кристаллов гексагональной сингонии  $H_d=2K/M$ . Типичные кривые намагничивания монокристалла Fe с объёмноцентрированной кубич. решёткой приведены на рис. 1.

Константы М. а. могут быть определены из эксперим. данных: 1) по площади кривых намагничивания

$\mathcal{E}_A = \int \mathbf{M} dV$  для разных кристаллографич. направлений; 2) по измерению крутильных моментов в *анизотропном магнитном*; 3) по закону приближения магнетика к состоянию магн. насыщения (в поликристаллах); 4) по частоте ферромагнитного резонанса. В нек-рых случаях (редкоземельные металлы) можно использовать связь констант  $M$  а. с анизотропией парамагн. восприимчивости. Значения  $K_n$  определены для большинства магн. материалов в широком интервале темп-р. На рис. 2 приведены  $K_1(T)$  и  $K_2(T)$  для Fe [в отличие от определения (1) нумерация констант  $M$  а. здесь дана в порядке их следования в литературе, без учёта констант, обращающихся в нуль из условий симметрии].  $M$  а. в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках (см. Ферромагнетизм, Слабый ферромагнетизм) имеет обычно более сложный характер, чем в ферромагнетиках.

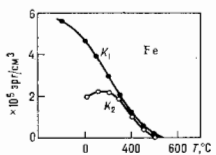


Рис. 2.

Теоретич. исследования  $M$  а. направлены на установление микроскопич. механизмов возникновения анизотропии и определение значений и температурной зависимости коэф.  $K_n$ . С точки зрения природы  $M$  а. все магнетики делятся на два типа: с  $p$  и  $d$  и  $s$  и  $p$  в т а л и м е. К первым относится магнетик на основе  $d$ -переходных элементов (группы Fe), ко вторым — редкоземельные  $4f$ -магнетики. Среди магнетиков группы урана имеются представители обоих типов. В спиновых  $d$ -магнетиках орбитальные моменты  $L$  электронов почти заморожены (см. *Замораживание орбитальных моментов*), так что квантовомеханич. ср. значения  $L \approx 0$  и магн. момент атомов (ионов) определяется величиной их спина. Спины  $S$  сами по себе «не чувствуют» анизотропии кристалла.  $M$  а. возникает за счёт частичного размораживания моментов  $L$  спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) с энергией  $\mathcal{E}_{\text{CO}} = \lambda(LS)$  ( $\lambda$  — постоянная СОВ). При этом малый размороженный момент  $l$  ориентируется вдоль ОЛН, ориентируя, в свою очередь, суммарный спиновый момент за счёт СОВ. Энергия  $M$  а. для этого случая (одноосная анизотропия)  $\mathcal{E}_A = -\lambda^2 \Delta$  ( $\lambda < \Delta$ ), где  $\Delta$  — разность энергий электронов в состояниях, для  $k$ -рых матричный элемент  $M$  отличен от нуля. Т. о.,  $M$  а. представляет собой результат совместного действия анизотропного *внутрикристаллического* поля и спин-орбитального взаимодействия.

Ф. Блох и Г. Джентилья (F. Bloch, G. Gentile, 1931), а затем Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1937) рассмотрели  $M$  а. в модели локализованных спинов. Н. С. Акулов (1936) для кубич. кристаллов и К. Зипер (C. Zener, 1954) в более общем случае путём усреднения зависимости энергии  $M$  а. от отклонений магн. момента в поле кристалла получили температурную зависимость  $K_n$  (при разложении по сферич. гармоникам):

$$K_n(T)/K_n(0) = [M(T)/M(0)]^{2n+1}, \quad (2)$$

где  $M$  — спонтанная намагниченность. Ф-ла (2) была получена затем во мн. работах (в т. ч. в рамках теории спиновых волн), однако её согласие с экспериментом в ряде случаев неудовлетворительно. Так, напр., в металлах часто наблюдаются даже изменения знака  $K_2(T)$ . Имеются разл. попытки улучшения теории (в частности, путём учёта полного расширения магнетика), но осн. причина плохого согласия теории и эксперимента связана, по-видимому, с неприменимостью модели локализованных спинов к зонным магнетикам (см. *Зонный магнетизм*).

В  $d$ -металлах величина  $\Delta = \Delta(k) = \mathcal{E}_m(k) - \mathcal{E}_m(k')$  ( $m, m'$  — номера вырожденных подзон,  $k$  — квазиимпульс электрона). Оценки  $\lambda$  и  $\Delta$  не очень точны. При

$\lambda \sim 10^{-14}$  эрг,  $\Delta \sim 10^{-12}$  эрг значение  $\mathcal{E}_A \sim 10^{-18}$  эрг. Т. о.,  $\mathcal{E}_A \ll \mathcal{E}_{\text{кр}} \sim 10^{-14}$  эрг, где  $\mathcal{E}_{\text{кр}}$  — энергия размороженного момента  $l$  во внутрикристаллич. поле. Намагничивание в этом случае обусловлено отклонением  $S$  от ОЛН в меру отношения  $g\mu_B S / \mathcal{E}_A$ . При этом  $l$  практически не отклоняется из-за большой величины  $\mathcal{E}_{\text{кр}}$ . При  $H = H_A = \mathcal{E}_A / (g\mu_B) \sim 10^4$  э с/га спинал намагниченности насыщается. Расчёты ф-ции  $\Delta(k)$  для  $d$ -металлов (Е. И. Кошдровой, 1971) показали сильную зависимость  $M$  а. от деталей зонной структуры магнетика.

В орбитальных  $4f$ -магнетиках  $M$  а. определяется энергией полных атомных моментов  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  во внутрикристаллич. поле. Энергия СОВ в этом случае велика,  $\mathcal{E}_{\text{CO}} \gg \mathcal{E}_{\text{кр}}$  (в противоположность  $d$ -магнетикам), в силу чего при намагничивании вектор  $\mathbf{J}$  вращается как единое целое, а константы  $M$  а. определяются энергией моментов  $\mathbf{J}$  во внутрикристаллич. поле. Так, для одноосных кристаллов

$$K_1 = 2\alpha_J A_2 J (J - 1/2), \quad A_2 = e^2 Z^2 r_J^2 a^{-3} \cdot 1,03 (c/a - 1,633), \quad (3)$$

где  $\alpha_J$  — коэф. Стювенса,  $r_J$  — радиус  $l$ -оболочки,  $Z^*$  — эффективный заряд иона,  $c$  и  $a$  — параметры решётки. Ф-ла (3) соответствует одноионной анизотропии и удовлетворительно согласуется с экспериментом как по порядку величины ( $K_1 \sim 10^8$  эрг/см<sup>3</sup>), так и по зависимости (через  $\alpha_J$ ) от номера элемента в ряду редкоземельных металлов ( $K_1$  меняет знак между Nd и Er, Nd и Pr, как это и наблюдается на опыте).

Помимо одноионного вклада (3) и энергии  $M$  а. существуют также т. н. двухионные вклады, обусловленные анизотропным обменным взаимодействием магн. ионов и их диполь-дипольным взаимодействием. Определение величины этих вкладов возможно по концентрац. зависимости  $K_n$  в сплавах. Существующие эксперим. данные указывают на преимущественно одноионный характер  $M$  а. в  $4f$ -магнетиках.

Большая величина  $M$  а. в редкоземельных элементах имеет решающее значение для создания рекордно жестких магн. материалов (типа  $\text{SmCo}_5$ ), имеющих широкое техн. применение.

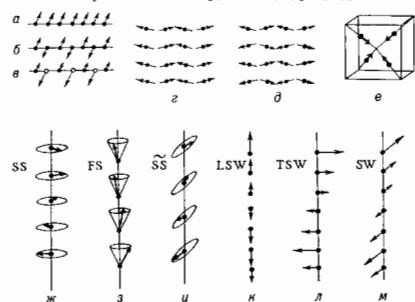
Высокие значения констант  $M$  а. наблюдаются также в нек-рых соединениях актинидов, напр. в  $\text{US}$  ( $K_1 \sim 10^9$  эрг/см<sup>3</sup> (см. *Активные магнетики*)).

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Бердышев А. А., Введение в квантовую теорию ферромагнетизма, ч. 3, Свердловск, 1970; Виновова И. С. В., Миттеризм, М., 1971; Тейник А. Г., Намагниченная магнитная анизотропия, К., 1978; Кошдрова Е. И., Зонная теория магнетизма, ч. 1—2, М., 1978—77. Ю. П. Иркин.

**МАГНИТНАЯ АТОМНАЯ СТРУКТУРА** — упорядоченное пространство, расположение магн. атомов кристалла в сочетании с определённой ориентацией и величиной их магн. моментов (спинно)  $M_i$ . Термин « $M$  а. с.» применяется в модели магнетизма, рассматривающей локализованные магн. моменты (см. *Гейзенберга модель*). Хотя формально в понятие  $M$  а. с. включаются лишь магн. атомы (ионы) кристалла с  $S \neq 0$ , но физически к  $M$  а. с. следует причислять и немагн. атомы, т. к.: а)  $M$  а. с. определяется взаимным расположением магн. и немагн. атомов; б) *симметрия кристалла* без учёта немагн. атомов может оказаться выше истинной, а тип  $M$  а. с. связан с истинной симметрией; в) часто немагн. атомы принимают активное участие в формировании  $M$  а. с., напр. за счёт *косвенного обменного взаимодействия* через немагн. атомы.

Число конкретных типов  $M$  а. с. в кристаллах очень велико, и часто эти типы довольно сложны [1, 2]. Главные типы  $M$  а. с. изображены на рис. Исторически первыми были исследованы самые простые типы с коллинеарным расположением атомных магн. моментов: а — ферромагнитный (напр., в Fe), б — антиферромагнитный (напр., в  $\text{MnO}$ ) и в — неселеский ферримагнитный ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и др.). Далее к ним добави-

лись слабеоколлинеарные типы:  $\delta$  — *слабый ферромагнетизм* (пример —  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) и  $\varepsilon$  — *слабеоколлинеарный многоподсеточный антиферромагнетизм* ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и др.). В кристаллах с некск. сортами магн. атомов могут существовать М. а. с. с коллинеарным расположением спинов для одного сорта атомов и с неколлинеарным — для другого ( $\text{Dy}_2\text{Fe}_{10}\text{O}_{12}$  и др.).



Наиболее распространенные типы магнитных атомных структур.

Случай  $\varepsilon$  иллюстрирует пример сильнонеколлинеарной М. а. с. с четырьмя подрешетками магнитными (пример —  $\text{UO}_2$ ).

Важнейшей характеристикой М. а. с. является магн. пространство, периодичность и её соотношение с периодом кристаллич. решётки. Как показывает эксперимент, в кристаллах чаще всего устанавливаются М. а. с., в  $k$ -рых существует довольно простая закономерность изменения спинов атомов при переходе от одной примитивной ячейки исходного (парамагнитного) кристалла к другой. Если спин  $S_{ni}$   $i$ -го атома с номером  $i$  в  $n$ -й ячейке выражается через соответственный спин  $S_{0i}$  атома  $i$  нулевой (исходной) ячейки посредством соотношения

$$S_{ni} = S_{0i} e^{ikt_n} \quad (1)$$

( $t_n$  — вектор трансляции из нулевой ячейки в  $n$ -ую), то говорят, что М. а. с. имеет волновой вектор  $(\text{ВВ})k$ . В более общем случае М. а. с. характеризуется не одним, а некск. ВВ, но обычно принадлежащими одной и той же зоне в э.д. ВВ  $k$ . [Звездой ВВ  $k$  наз. совокупность неэквивалентных лучей, получаемых из данного ВВ (луча)  $k$  действием всех элементов симметрии  $h$  точечной группы кристалла.] Тогда:

$$S_{ni} = \sum_L S_{0i}^L e^{iL \cdot t_n}, \quad (2)$$

где  $k_L = h_L k$ ,  $h_L$  — элементы симметрии, порождающие неэквивалентные лучи  $k_L$ .

Особое место среди типов М. а. с. занимают структуры со сравнительно простыми ВВ, соответствующие симметричным точкам Бриллюэновы зоны кристалла, напр.  $k=0$ ,  $k=1/2b_2$ ,  $k=1/2(b_1+b_2)$ ,  $k=1/2(b_1+b_2-b_3)$ , где  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  — основные векторы обратной решетки. В этих случаях магн. атомы с параллельными спинами оказываются расположенными либо на расстояниях, равных периоду кристаллической решетки (тогда магн. периодичность совпадает с кристаллической и  $k=0$ ), либо на расстояниях, кратных такому периоду (тогда магн. ячейка увеличена по сравнению с кристаллической ячеей, вчетверо и т. д.). Представленные на рис. типх М. а. с.  $a$ — $\varepsilon$  обладают небольшой магн. ячейкой. Их М. а. с. можно представить в виде совокупности небольшого числа магн. подрешёток.

В последующем были экспериментально открыты (в редкоземельных металлах и ряде др. кристаллов)

и теоретически исследованы более сложные типы М. а. с., напр. типы  $\xi$  и  $\eta$  (рис.). Их наз. в употреблении для модулированных в  $n$ -й (используются также термины: спиральные, голландские, длиннопериодические, несоизмеримые): SS (прямая спираль, примеры — Er,  $\text{VF}_2$ ), FS (ферромагнитная спираль,  $\text{FeCr}_2\text{O}_4$ ) и  $\overline{\text{SS}}$  (сложная спираль,  $\text{TbMn}_2$ ).

В случае винтовых М. а. с. при продвижении по кристаллу вдоль некого направления, задаваемого ВВ  $k$  (вектором распространения  $n$ ), изменение спина каждого последующего магн. атома по сравнению с предыдущим определяется операцией поворота  $U_{m\varphi}$ , где  $m$  — единичный вектор вдоль оси вращения,  $\varphi$  — угол поворота. Вектор  $m$  часто наз. вектором спирали. При этом спин атома, взятго за исходный, может быть направлен по-разному:  $S \parallel m$ ,  $S \perp m$ , а также косо по отношению к  $m$ . Различается может и взаимная ориентация векторов  $k$  и  $m$ . Угол  $\varphi$  характеризует длину волны спирали  $\lambda$ , а она, в свою очередь, связана с модулем  $|\text{ВВ}k| = 2\pi/\lambda$ . Чаще всего у винтовых М. а. с. длина ВВ  $k$  много меньше длины векторов обратной решетки, а  $\lambda$ , соответственно, велика по сравнению с периодами кристалла. Поэтому их наз. также длиннопериодическими. Такие М. а. с. можно рассматривать как модулирую структуру с  $k=0$ ; отсюда ещё одно их название — модулированные М. а. с. В общем случае следует говорить о модуляции М. а. с. с нек-рым ненулевым ВВ  $k_0$ , тогда  $k = k_0 + \delta k$ .

Для длиннопериод. М. а. с. угол  $\varphi$ , а значит и длина волны  $\lambda$  (период структуры), зависит от температуры и др. внеш. факторов и может в связи с этим иметь определ. диапазон значений, в т.ч. значения, несоизмеримые с периодами кристалла. Такие М. а. с. наз. несоизмеримыми.

Особую группу М. а. с. составляют т. н. полупериодические типы (рис.,  $\kappa$ — $\mu$ ): LSW (продольная спиновая волна, Er), TSW (поперечная спиновая волна,  $\text{TbZn}_2$ ) и SW (промежуточный случай, Nd). Длина спинов в рассматриваемом случае модулирована вдоль ВВ  $k$  по простому закону, напр. по синусоидальному. Поскольку значение атомного спина  $S_i$  предполагается неизменным для каждого идентичного магн. атома (оно обусловлено гораздо более сильными внутриатомными взаимодействиями), то возможной причиной существования таких М. а. с. считают несурядность век- $k$  проекции атомных спинов. Напр., структуру LSW можно получить из  $\overline{\text{SS}}$ , если в ней считать неупорядоченными перпендикулярные к направлению  $k$  проекции атомных спинов. Вещества, у  $k$ -рых М. а. с. характеризуются не одним, а несколькими ВВ  $k$  (см. [2]), наз. магнитными с мульти- $k$ -структурой (примеры —  $\text{CeAl}_2$ ,  $\text{UO}_2$ , Nd).

Подвляющиеся большинство сведений о М. а. с. кристаллов получены с помощью магнитной нейтроннографии. Задача расшифровки магн. нейтрограмм является фактически вариад. задачей с многими переменными: задаётся стартовая пробная модель М. а. с., но ней рассчитываются профили магн. рефлексов (брагговских пиков интенсивности) в дифракц. картине, а затем эта теоретич. картина сравнивается с экспериментальной. При их несопадении пробную модель варьируют до наиболее хорошего совпадения. Близость интенсивностей  $I_{\text{расч}}$  и  $I_{\text{эксп}}$  характеризуют одним т. н.  $R$ -фактором — нормированной суммой квадратов отклонений  $\Delta I = I_{\text{расч}} - I_{\text{эксп}}$  по всем пикам. Численные значения  $R$ -факторов для многих М. а. с. довольно велики. Существует немало примеров, когда некск. разных моделей М. а. с. с весьма отличными  $R$ -факторами удовлетворяют одной и той же эксперим. нейтрограмме, так что идентификация М. а. с. часто затруднена. Трудности существуют также и при определении векторов  $k$  структуры, поскольку различие мульти- $k$ - и 1- $k$ -структур часто

вулируется имеющейся в образцах *магнитной доменной структурой*, а последние для антиферромагнетиков изучена весьма слабо. В ряде случаев для уточнения модели М. а. с. используются и др., недифракционные методы, напр. *Мессбауэра эффект*, ферро- и антиферромагнитный резонанс, *ядерный магнитный резонанс*, измерения кривых намагничивания в разных направлениях, температурные зависимости намагниченности, рентгеновские измерения, дилатометрич. измерения и измерения под давлением.

Большую роль при изучении М. а. с. кристаллов играют теоретич. методы, напр. феноменологич. теория М. а. с., рассматривающая симметрию кристалла и его конкретную структуру [3]. Привлечение математич. аппарата теории несприводимых представлений пространств групп (см. *Симметрия кристаллов*) и использование идей теории *фазовых переходов* Л. Д. Ландау позволило решать задачи о неречислении типов М. а. с., возможных в данном кристалле. Это значительно облегчает отбор пробных моделей М. а. с. для расшифровки нейтронограмм [4]. Кроме того, существенно ускорило расшифровку широкого использования для этой цели ЭВМ. Количество магнетиков, структура к-рых определена методом магн. нейтрографии, составляет исск. тысяч.

В большинстве магнетиков, обладающих М. а. с., за взаимную ориентацию атомных спинов ответственно изотропное обменное взаимодействие (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), тогда как за привлекл. М. а. с. к осям кристалла и за ее небольшие искажения ответственны более слабые релятивистские взаимодействия, напр. *Дзюлошинского взаимодействия*. Поэтому задача об определении типа М. а. с. часто ставится и решается именно в таком обменном приближении, в связи с чем существует самостоят. понятие о б м е н и о й М. а. с.

Совр. задачей теорип является анализ микроскопич. взаимодействий, ответственных за тот или иной тип М. а. с. Для простых коллинарных типов (а — в на рис.) основным является обменное взаимодействие, описываемое *гамильтониано*м гейзенберговского вида —  $J_1(S_i S_j)$ , где  $J_1$  — обменный интеграл для ближайших атомов-соседей; при этом в зависимости от знака  $J_1$  реализуется параллельная или антипараллельная М. а. с. Такое обменное взаимодействие в зависимости от типа кристаллов может быть как прямым, так и косвенным (сверхобмен). Напр., в переходных *4f-металлах* (от Ce до Lu) самым сильным является косвенный обмен через электроны проводимости, а в соединениях — через немагн. атомы. В создании слабосоколлиннарных М. а. с. (типов ж и д на рис.) важную роль играет антисимметричный обмен Дзюлошинского — Мория  $D[S_i S_j]$  или его спин-орбитальные аналоги  $l(1)[L_i S_i]$  (своя орбита) и  $l(2)[L_i S_j]$  (спин — чужая орбита), а также механизм однопонной анизотропии (см. *Магнитная анизотропия*) и магн. *диполь-дипольного взаимодействия*. Для реализации винтовых М. а. с. (спиральной типов ж — и) определяющей может быть борьба конкурирующих обменных взаимодействий с ближайшими соседями и со следующими за ближайшими атомами:  $J_1 > 0$  и  $J_2 < 0$ ; при этом угол спиралл  $\phi$  определяется выражениями вида  $\cos \phi = -J_2/4J_1$ , а спираль наз. о б м е н и о й. Существуют и обменно-релятивистские механизмы образования спиралей. Наконец, для полунорядоченных М. а. с. (типов к — м на рис.) микроскопич. механизмы ещё не выявлены.

В металлах, бинарных сплавах, содержащих компоненты А и В, при создании М. а. с. конкурируют три обменных интеграла:  $J_{AA}$ ,  $J_{BB}$  и  $J_{AB}$ . Если  $J_{AA} > 0$ ,  $J_{BB} < 0$ ,  $J_{AB} \approx 0$ , что характерно для т. п. сплавов со смешанным обменным взаимодействием, то в них наряду с простыми ферро- и антиферромагн. М. а. с. в некр-ой области составов (концентрация А и В) реализуются чрезвычайно сложные неколлинарные структуры с неограниченным числом магн. подрешёток.

Менее разработаны представления о М. а. с. в магнетиках, в к-рых преобладает магнетизм коллективизированных электронов (для них осн. понятия, характеристики М. а. с., являются волны зарядовой и спиновой плотности, их VLV и векторы поляризации).

Лит.: 1) Magnetic structures. Determined by neutron diffraction. Уайт-Кляков, 1976; 2) Сох Д. Е., Table of antiferromagnetic materials studied by neutron diffraction. Rep. of Brookhaven National Laboratory, No 13822, 1972; 3) Угрюнов Е. А., Физические свойства магнитноупорядоченных кристаллов. М., 1963; 4) Изаков Ю. А., Нейман Л. Е., Озеров Р. П., Нейтрография магнетиков. М., 1981.

В. Г. Нейш.

**МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ**, величина, характеризующая связь *намагниченности* вещества с *магнитным полем* в этом веществе. М. в. х в статич. полях равна отношению намагниченности вещества  $M$  к намагниченности  $H$  намагничивающего поля:  $\chi = M/H$ ;  $\chi$  — величина безразмерная. М. в. в., рассчитанная на 1 кг (или 1 л) вещества, наз. уд. е л о й  $(\chi_{уд} = \chi/\rho)$ , где  $\rho$  — плотность вещества), а М. в. одного моля — молярной  $(\chi = \chi_{уд} \cdot \mu)$ , где  $\mu$  — молекулярная масса вещества. С *магнитной проницаемостью*  $\mu$  М. в. в. статич. полях (статич. М. в.) связана соотношениями:  $\mu = 1 + 4\pi \chi$  (в ед. СГС),  $\mu = 1 + \chi$  (в ед. СИ).

М. в. может быть как положительной, так и отрицательной. Отрицательная М. в. обладает *диамагнетичеки* (ДМ), они намагничиваются против поля; положительная — *парамагнетичеки* (ПМ) и *ферромагнетичеки* (ФМ), они намагничиваются по полю. М. в. ДМ и ПМ мала по абс. величине ( $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$ ), она слабо зависит от  $H$  и то лишь в области очень сильных полей (и низких темп-р). Значения М. в. см. в табл.

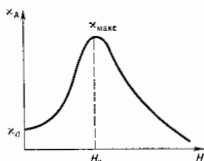
Атомная (молярная) магнитная восприимчивость некоторых диамагнетиков и парамагнетиков (при нормальных условиях) \*

Магнетик	$\chi \cdot 10^4$	Магнетик	$\chi \cdot 10^4$
<b>Диамагнетик</b>		<b>Парамагнетик</b>	
<b>Элементы</b>		<b>Элементы</b>	
Гельий He . . . . .	-2,02	Магний Mg . . . . .	13,25
Медь Cu . . . . .	-5,41	Натрий Na . . . . .	18,1
Водород H . . . . .	-8,98	Рубидий Rb . . . . .	18,2
Бериллий Be . . . . .	-9,02	Барий Ba . . . . .	20,4
Цинк Zn . . . . .	-11,40	Кальций К . . . . .	21,33
Аргон Ar . . . . .	-19,23	Литий Li . . . . .	24,6
Серебря Ag . . . . .	-21,5	Цезий Cs . . . . .	29,9
Золото Au . . . . .	-29,59	Кальций Ca . . . . .	44,0
Висмут Bi . . . . .	-284,0	Вольфрам W . . . . .	55
<b>Неорганические соединения</b>		<b>Неорганические соединения</b>	
H <sub>2</sub> O (жидкость) . . . . .	-13,0 (0°C)	Стронций Sr . . . . .	91,2
CO <sub>2</sub> (газ) . . . . .	-24	Титан Ti . . . . .	101,0
AgCl . . . . .	-49,0	Платина Pt . . . . .	189,0
BiCl <sub>3</sub> . . . . .	-100,0	Уран U . . . . .	414,0
<b>Органические соединения</b>		<b>Органические соединения</b>	
Метан CH <sub>4</sub> (газ) . . . . .	-18,0	UF <sub>6</sub> . . . . .	433
Бензол С <sub>6</sub> H <sub>6</sub> . . . . .	-54,8	FS . . . . .	1074
Аммиак С <sub>2</sub> H <sub>5</sub> N . . . . .	-62,95	MnCl <sub>2</sub> . . . . .	1473,8
Нафталин С <sub>10</sub> H <sub>8</sub> . . . . .	-91,8	EuCl <sub>2</sub> . . . . .	26 000
Октан С <sub>8</sub> H <sub>18</sub> . . . . .	-86,63	CoCl <sub>2</sub> . . . . .	121 660
Дифениламин С <sub>12</sub> H <sub>11</sub> N . . . . .	-107,1		

\* Данные приведены для СГС системы единиц.

М. в. достигает особенно больших значений в ФМ (от исск. десятков до многих тыс. единиц), причём она очень сильно и сложным образом зависит от  $H$ . Поэтому для ФМ вводят дифференциальную М. в.  $\chi_{д} = dM/dH$ , к-рая характеризует зависимость  $M(H)$  в каждой точке кривой намагничивания. При  $H=0$   $\chi_{д}$  ФМ не равна нулю, а имеет значение  $\chi_{д0}$ , её наз. н а ч а л о й М. в. С увеличением  $H$  М. в. ФМ растёт, достигая максимума  $\chi_{д0} = \chi_{дмакс}$  на крутом участке кривой намагничивания (в области *Барклауэна эффекта*), и затем вновь уменьшается. При очень высоких значениях  $H$  (или при темп-рах, не очень близких

к *Кюри точке*,  $M_0$  в ФМ становится столь же незначительной, как и обычных парамагнетиков (область *парапроцесса*). Вид кривой  $\chi(H)$  (кривая Столстова, рис.) обусловлен сложным механизмом намагничивания ФМ. Типичные значения  $\chi_d$  и  $\chi_{\text{макс}}$  для Fe  $\approx 1100$  и  $\approx 22000$ , для Ni  $\approx 120$  и  $\approx 80$ , для сплава пермаллой (50% Fe, 50% Ni)  $\approx 800$  и  $\approx 8000$  (в норм. условиях). Наряду с  $\chi_d$  вводит также обратную  $M_0$  в  $\chi_{\text{обр}} = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} (\Delta M / \Delta H)$ , причём существенно, что изменение поля должно происходить в сторону его уменьшения от нач. значения



Кривая зависимости дифференциальной магн. восприимчивости  $\chi_d$  ферромагнетиков от напряженности намагниченного поля  $H$  (кривая А. Г. Столстова, 1872).

( $\Delta H < 0$ ). Всегда  $\chi_{\text{обр}} < \chi_d$ . Разность  $\chi_d$  и  $\chi_{\text{обр}}$ , достигающая максимума вблизи значений  $H \approx H_c$  ( $H_c$  — *коэрцитивная сила*), может быть принята за меру необратимости процессов намагничивания и размагничивания (меру *истерезиса магнитного*).

$M_0$  в., как правило, существенно зависит от температуры (исключения составляют большинство ДМ и некоторые ПМ — щелочные и отчасти щелочноземельные и др. металлы, см. *Парамагнетизм*).  $M_0$  в. ПМ уменьшается с темп.-рой, следуя *Кюри закону* или *Кюри — Вейса закону*. В ФМ  $M_0$  в. с ростом темп.-ры увеличивается, достигая резкого максимума вблизи точки Кюри.  $M_0$  в. антиферромагнетиков увеличивается с ростом темп.-ры *Нееля точки*, а затем падает по закону Кюри — Вейса.

В перем. магн. полях (синусоидальных)  $M_0$  в. — комплексная величина (см. *Магнитная проницаемость*).  $M_0$  в. анизотропных тел (ферроферромагнетиков) — *тензор*.  $M_0$  в. ФМ зависит от частоты перем. магн. поля. Эту зависимость изучает магн. спектроскопия.

Лит.: В о н о с о в с к и й С. В. Магнетизм, М., 1971; Г о з о в и т Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1958; Таблицы физических величин, М., 1976. С. В. В о н о с о в с к и й.

**МАГНИТНАЯ ВЯЗКОСТЬ** (магнитное последствие) — отставание по времени изменения намагниченности ферромагнетика (ФМ) от изменения напряженности магн. поля. В ряде простых случаев изменение намагниченности  $\Delta M$  в зависимости от времени  $t$  описывается ф-лой

$$\Delta M(t) = [M(t) - M_0] = (M_\infty - M_0)(1 - e^{-t/\tau}).$$

Здесь  $M_0$  и  $M_\infty$ , соответственно, значение намагниченности непосредственно после изменения магн. поля ( $t=0$ ) и после установления нового равновесного состояния;  $\tau$  — константа, характеризующая скорость процесса и наз. в временем релаксации. Значение  $\tau$  зависит от природы  $M_0$  в. и в разных материалах может изменяться от  $10^{-9}$  до десятков ч. В общем случае для описания процесса последствия одного значения  $\tau$  недостаточно.

Различают два осн. вида  $M_0$  в.: диффузионный (Гиртловский) и термомодуляционный (Иордановский). В первом из них  $M_0$  в. определяется диффузией примесных атомов или дефектов кристаллич. структуры. Напр., в большинстве «классических» экспериментов но изучению  $M_0$  в. в качестве образцов использовалось железо с примесью углерода или азота. Объяснение роли примесей было дано Я. Снуком (J. Snoek), а более строгая теория построена Л. Неелем (L. Néel). Она базируется на предположении о преимуществ. диффузии примесных атомов в те межатоми-

промежутки кристалла, к-рые определенным образом ориентированы относительно направления спонтанной намагниченности. Это создаёт локальную наведённую анизотропию, приводящую к стабилизации доменной структуры. Поэтому после изменения магн. поля новая доменная структура устанавливается не сразу, а после диффузионного перераспределения примеси, что и является причиной  $M_0$  в. Второй вид  $M_0$  в. более универсален и наблюдается практически во всех ФМ, особенно в области магн. полей, сравнимых с *коэрцитивной силой*. Неелем был предложен термофлуктуационный механизм для объяснения этого вида  $M_0$  в. Тепловое флуктуационное преодоление доменными стенками энергетич. барьеров в магн. полях, меньших критич. поля. В высококоэрцитивных сплавах, состоящих из однодоменных областей, наблюдается особенно большая  $M_0$  в. В данном случае термич. флуктуации сообщают доп. энергию для необратимого вращения спонтанной намагниченности тех частиц, потенциальная энергия к-рых во внеш. магн. поле недостаточна для их перематывания. Кроме этих осн. механизмов  $M_0$  в. существуют и другие. Напр., в некоторых ферритах вклад  $M_0$  в. даёт нераспределение электронной плотности (диффузия электронов между ионами разной валентности). С  $M_0$  в. тесно связаны такие явления в ФМ, как потеря на намагничивание, временной спад проницаемости, частотная зависимость проницаемости.

Лит.: К р о л л и е т т Н., Nachwirkung in Ferroamagnetika, В.— (и др.), 1968; В о н о с о в с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971; М и ш и н Д. Д., Магнитные материалы, М., 1981.

А. С. Б р о д с к и й.

**МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА** — наука о движении электропроводящих газов и жидкостей во взаимодействии с магн. полем. При движении электропроводящей среды (газа, жидкости), находящейся в магн. поле, в ней индуцируются электрич. поля и токи, на к-рые действует магн. поле и к-рые сами могут влиять на магн. поле. Т. о. возникает сложная картина взаимодействия магн. и гидродинамич. явлений, к-рая должна рассматриваться на основе совместных уравн. гидродинамики и эл.-магн. поля. Магн. проницаемость сред, изучаемых  $M_0$  в., обычно мало отличается от единицы, так что магн. индукция  $B$  и напряжённость магн. поля  $H$  совпадают и можно говорить просто о магн. поле.

$M_0$  в. была сформулирована как самостоятел. наука в 40-х гг. 20 в. Х. Альенром (H. Alfvén), к-рый показал большое значение  $M_0$  в. для астрофизики и предсказал теоретически новый вид волн, характерных для хорошо проводящей среды, находящейся в магн. поле, т. н. МГД-волны (*Альвенские волны*). Первые приложения  $M_0$  в. отосились к физике Солнца, рассматривающей такие задачи, как механизм генерации основного магн. поля Солнца, образование и динамика солнечных пятен, конвекция в разл. слоях атмосферы Солнца, разнообразные проявления солнечной активности — протуберанцы, солнечные вспышки и т. д. Кроме обычных звёзд (таких, как Солнце) и т. п. магн. звёзд с магн. полями  $\sim 10^4$  Гс интереснейшими объектами  $M_0$  в. являются также *блуждающие карлики* с полями  $\sim 10^7 - 10^8$  Гс, *варьивающиеся звёзды* — новые и сверхновые — и *пульсары* — нейтронные звёзды, магн. поля к-рых достигают  $\sim 10^{12}$  Гс. Поведение разреженного межзвёздного газа, ирионизованного слабыми магн. полями  $\sim 10^{-5} - 10^{-8}$  Гс, тоже определяется законами  $M_0$  в., т. к. в них плотность магн. энергии имеет тот же порядок величины, что и плотность энергии вещества (см. ниже). К задачам  $M_0$  в. относятся и происхождение магн. поля Галактики, проблема геомагн. поля Земли, к-рое генерируется МГД-процессами в жидком земном ядре (см. *Гидромагнитное динамо*), а также процессы, обусловленные взаимодействием солнечного ветра с геомагн. полем, разнообразные явления в магнитосфере Земли. Аналогичные задачи возникают при изучении др. планет и связанных с ними магн. полей.  $M_0$  в. развивалась также в связи с исследованиями проблемы УТС, к-рый может осуществиться в горячей плазме, удерживаемой магн. полем.

Др. лабораторными объектами М. г. являются *низкотемпературная плазма*, жидкие металлы и электролиты. Разл. эффекты, изучаемые М. г., находят применение в инженерной практике (см., напр., *Магнитогидродинамический генератор*).

**Уравнения М. г.** Магнитогидродинам. подход для описания электропроводящей среды используется, если характерные для рассматриваемого движения расстояния и промежутки времени велики по сравнению с длиной пробега и временем пробега носителей тока (электронов и ионов).

В большинстве случаев, рассматриваемых М. г., скорость среды  $v$  можно считать малой по сравнению со скоростью света (нерелятивистская М. г.); в этом случае эл. магн. поля (энергия) в среде малы по сравнению с магн. полем (энергией):  $E \sim vH/c$ , что и обусловило название М. г.

В магнитной гидродинамике используются уравнения Максвелла без учета тока смещения, т. е.  $\text{rot } \mathbf{E}/\text{rot } \mathbf{H} \ll \langle \text{rot } \mathbf{H} \rangle$ , и закон Ома для движущейся среды. Из этих ур-ний можно получить ур-ние для магн. поля в движущейся среде — ур-ние индукции. В простейшем случае, когда электропроводность среды  $\sigma$  можно считать изотропной и однородной, ур-ние индукции имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot } \{ v \mathbf{H} \} + D_m \nabla^2 \mathbf{H}.$$

Здесь первый член справа описывает индукц. эффект, а второй — диффузию магн. поля с коэф. диффузии  $D_m = c^2/4\pi\sigma$ , наз. также (не очень удачно) *магнитной вязкостью* по аналогии с обычной гидродинамикой. При более общей форме закона Ома ур-ние индукции усложняется. Кроме ур-ния индукции М. г. используют также всю систему ур-ний обычной гидродинамики, включающую ур-ние непрерывности, ур-ние движения жидкости и ур-ние баланса тепла.

Магн. поле действует на жидкость распределенной по объему магн. силой, наз. *Лоренца силой*. Плотность этой силы  $\mathbf{F} = c^{-1}[\mathbf{H}\mathbf{H}]$  ( $\mathbf{H}$  — плотность эл. магн. тока) и может быть также выражена непосредственно через магн. поле в виде  $\mathbf{F} = (H^2/c^2)\nabla\psi - \nabla H^2/8\pi$ . Второй член этого выражения — градиент магн. давления, к-рое добавляется к гидростатич. давлению жидкости, а первый член может быть интерпретирован как квазивязкое натяжение вдоль магн. силовых линий. Применимость ур-ний М. г. для плазмы ограничивается требованиями, чтобы время между столкновениями частиц было мало по сравнению с характерным временем рассматриваемого процесса, а длина свободного пробега мала по сравнению с характерной длиной. Иногда для описания плазмы используется система ур-ний многожидкостной гидродинамики, напр. ур-ния *двухжидкостной гидродинамики плазмы* для простейшей полностью ионизованной плазмы, состоящей из электронов и одного сорта ионов. При описании плазмы малой плотности, когда частота столкновений между частицами уменьшается, или при высокой ее темп-ре, когда длина свободного пробега сопоставима с характерной длиной, гидродинамич. подход становится неприменимым и плазму описывают с помощью *кинетических уравнений*. Эл.-магн. поле можно по-прежнему описывать ур-ниями Максвелла без тока смещения. При этом многие эффекты, характерные для М. г., качественно сохраняются, но появляются разл. новые эффекты.

**Процессы, характеризующиеся малой и большой электропроводностью.** Характер взаимодействия проводящей жидкости с магн. полем определяется т. н. магнитным числом Рейнольдса,  $R_m = Lv/D_m = Lv\sigma/c$  по аналогии с обычным числом Рейнольдса, где  $L$  — характерная длина,  $v$  — характерная скорость для рассматриваемого процесса. По величине параметра  $R_m = 4\pi\sigma Lvc^2$  все процессы в М. г. можно разделить на два класса, характеризующиеся малой проводимостью, тогда  $R_m \ll 1$ , и большой проводимостью,  $R_m \gg 1$ .

Случай малой проводимости (часто даже  $R_m \ll 1$ ) реализуется в лабораторных и техн. установках с жидкими металлами и низкотемпературной плазмой. В этом случае магн. поле под действием движущейся жидкости меняется сравнительно мало, можно считать, что оно задается извне. При движении жидкости в этом поле индуцируется эл. ток  $I$  и создаваемая им сила Лоренца  $\mathbf{F} = c^{-1}[\mathbf{H}\mathbf{I}]$  влияет на движение жидкости, т. е. вызывает МГД-эффекты. Малое влияние течения на поле не означает малости МГД-эффектов, т. к. сила Лоренца иногда может быть сравнима с др. действующими в жидкости силами. Практически осуществимые поля могут сильно влиять на потоки металлов или плазмы, напр. *магнитное давление*  $H^2/8\pi$  достигает величин  $\sim 1$  атм при  $H = 5 \cdot 10^3$  Гс и далее растёт с полем квадратично.

Если к электропроводящей жидкости, помещённой в магн. поле, приложить внешнюю эдс, то возникший ток создаст силу  $\mathbf{F}$ , к-рая заставит жидкость двигаться — на этом принципе основано действие МГД-насосов для перекачки жидких металлов и работа др. аналогичных устройств. С др. стороны, если поток проникающей среды, напр. плазмы, образованной продуктами сгорания (обычно с добавками для облегчения ионизации), пропустить поперёк внешнего магн. поля, то в плазме индуцируется эдс. На этом принципе основано действие *магнитогидродинамических генераторов*, преобразующих тепловую энергию в электрическую.

Наиб. ярко законы М. г. проявляются при  $R_m \gg 1$ , т. е. в случае большой проводимости среды или при её больших размерах. Это условие выполняется для астрофиз. объектов, а в лабораторных условиях — для горячей плазмы термоядерных устройств. В предельном случае  $R_m \rightarrow \infty$ , когда можно пренебречь диффузией магн. поля, влияние движущейся электропроводящей жидкости на магн. поле допускает наглядную интерпретацию, указанную Альевым и заключающуюся в том, что магн. силовые линии как бы приклеены к частицам жидкости и увлекаются ими при их движении. Согласно закону индукции Фарадея, при изменении магн. потока через материальный контур в нём создается эдс. Условие  $R_m \rightarrow \infty$  соответствует  $\sigma \rightarrow \infty$ , и в этом случае эдс. ирривела бы к появлению бесконечно большого тока, что невозможно. Следовательно, магн. поле должно изменяться со временем так, чтобы магн. поток через любой материальный контур не менялся. Тогда говорят, следуя Альеву, о «вмороженности» магн. поля в идеально проводящую среду. В общем случае изменение магн. поля складывается из его переноса движущимися проводящим веществом и диффузии относительно этого вещества. Перенос преобладает над диффузией при  $R_m \gg 1$ , что особенно сильно проявляется для астрофиз. объектов, где  $R_m \gg 10^{10}$ .

**Проблема МГД-динамо.** Магн. поля распространены в космосе очень широко, практически они есть везде, хотя никаким «устройствам» для создания поля там нет. Поэтому одна из важнейших проблем М. г. — это внешнее того, как создаются магн. поля при движении хорошо проводящей среды — т. н. проблема МГД-динамо. В решении этой проблемы пришло различать два этапа: 1) исследование самовозбуждения магн. поля при заданных скоростях жидкости — кинематич. теория динамо, и 2) исследование самовозбуждения магн. поля и движения проводящей жидкости одновременно с учётом действующих сил — новая теория МГД-динамо, к-рая развивается для конкретных физ. систем. Проблема МГД-динамо старше, чем сама наука М. г.: ещё в 1919 Дж. Лармор (J. Larmor) высказал гипотезу о том, что магн. поле Солнца создается механизмом МГД-динамо. С тех пор кинематич. теория МГД-динамо достигла весьма высокой степени развития. Показано, что МГД-динамо должно быть геометрически достаточно сложным; напр., при аксиальной симметрии магн. поля и скорости жидкости самоподдержание поля невозможно. Для достаточно сложных конфигураций доказана возмож-

ность самоподдержания поля и построено много разл. моделей МГД-динамо, стационарных и нестационарных, с ламплярным и с турбулентным движением жидкости. Важнейший результат теории — доказательство того, что существенным фактором в генерации магн. поля является наличие спиральности у потока жидкости. В т. я. М. г. средних волн показано, что при отсутствии в потоке отражательной симметрии (зреблообразование правых или левых мелкомасштабных винтовых движений) возникает эдс, направленная вдоль усреднённого но мелкомасштабным движениям магн. поля. Это явление наз.  $\alpha$ -эффектом. Самоподдержание магн. поля возможно в системах с достаточно большой величиной  $\alpha$ -эффекта. Самоподдержание поля ещё эффективнее в системах, где  $\alpha$ -эффект сочетается с крупномасштабным течением, способным усилить магн. поле вытягиванием магн. силовых линий при неадиабатическом вращении жидкости. Именно такого типа процесс самоподдержания магн. поля реализуется, напр., в МГД-динамо Земли и Солнца.

**МГД-волны, разрывы и токовые слои.** Распространение малых возмущений в хорошо проводящей среде ( $R_m \gg 1$ ), находящейся в магн. поле, приводит к появлению магнитогидродинамических (альвеновских) волн, обусловленных квазиуравнитм натяжением магн. силовых линий. В несжимаемой жидкости эти волны распространяются вдоль магн. поля с альвеновской скоростью  $v_A = H(4\pi\rho)^{-1/2}$ , где  $\rho$  — плотность жидкости. Эти волны поперечны, и возможны два вида волн, отличающихся направлением поляризации. В сжимаемой со скоростью звука  $v_s$  среде возможны три вида МГД-волн: волна Альвена со скоростью  $v_A$  и две *магнитозвуковые волны* — быстрая и медленная, скорости к-рых зависят от  $v_A$ ,  $v_s$  и от направления распространения (см. *Волны в плазме*). Наличие трёх видов волн учитывается при решении таких задач М. г., как течение жидкости в ограниченных областях пространства и обтекание твёрдых тел потоком. Поток, имеющий очень большую скорость, способен вытягивать магнитные силовые линии далеко в пространстве. Так образуется длинный хвост магнитосферы Земли под действием солнечного ветра.

При распространении больших возмущений образуется большее число МГД-разрывов по сравнению с обычной гидродинамикой. Возможны быстрые и медленные ударные волны, контактные и тангенциальные разрывы, в к-рых нет потока массы через разрыв, а разрывы являются поле (см. *Разрывы магнитогидродинамические*). В к о н т а к т н о м разрыве магн. поле пересекает границу раздела двух сред с разл. плотностями и темп-рами, пренебрегая их относит. движению. В т а н г е н ц и а л ь н о м разрыве поле не пересекает границу раздела двух сред (его составляющие, нормальная к границе, равна нулю). На таком разрыве скорость и магн. поле касательны к поверхности разрыва и испытывают произвольные по величине и направлению скачки. Кроме того, возможны специфические для М. г., распространяющиеся со скоростью Альвена и р а щ а т е л ь н о е разрывы, в к-рых вектор магн. поля, не меняя своей величины, непорочно является относительно нормали к разрыву. Тангенциальные разрывы в обычной гидродинамике неустойчивы, но магнитное поле при нек-рых условиях может их стабилизировать.

На границах течения с твёрдыми стенками возможны разл. виды пограничных слоёв. Типичным является слой Гартмана, толщиной  $\delta_T = (\nu D_m)^{1/2}/v_A$ , возникающий при наличии нормального к границе магн. поля. Влияние магн. поля на течение жидкости описывается *Гартманом числом*  $G = L/v_A$ . При МГД-течении в каналах с магн. полем, направленных поперёк течения, часто число Гартмана имеет большую величину ( $G \gg 1$ ). В этом случае формируется односторонний основной поток, магн. поле делает профиль скоростей более плоским

уменьшает ср. скорость движения, а надиене скорости сосредоточивается в узком слое у стенки; при  $G \ll 1$  наблюдается обычное для гидродинамики *Пуассель течение*.

В очень хорошо проводящей среде, напр. в космич. плазме, возможно образование тонких слоёв внутри объёма, занимаемого средой. Таковы тонкие слои, разделяющие области с магн. полями противоположного направления, и другие узкие области с очень резко падающими магн. полем — т. н. *нейтральные токовые слои*. В этих слоях меняется топология магн. поля в результате диффузионного *пересоединения* магн. силовых линий, и здесь может происходить быстрая аннигиляция магн. энергии с переходом её в другие формы (именно этими процессами объясняются *вспышки на Солнце*).

**Горячая плазма в магнитном поле.** Многочисл. задачи М. г. связаны с исследованиями разл. систем для *нагрева плазмы* в магн. поле с целью осуществления управляемой термоядерной реакции. Мощный импульс электрич. тока, проносимого через плазму, вызывает её сжатие силой, создаваемой магн. полем тока. Это явление, наз. *пинч-эффектом*, сопровождается возникновением сходящихся к оси ударных волн, сильных нагревом плазмы и разрушением её конфигурации из-за развития разл. МГД-неустойчивостей. Широкий круг задач М. г. связан с равновесием и устойчивостью плазмы, изолированной магн. полем от стенок сосуда. При этом наблюдаются разнообразие равновесных конфигураций плазмы, создаваемых внешним магн. полем и полем тока, текущих по плазме. Плазма в магн. поле оказывается весьма неустойчивой, и требуется соблюдение нек-рых, довольно жёстких, критериев для того, чтобы её удержание стало возможным.

**Вращающиеся МГД-системы.** В астрофиз. и геофиз. системах (галактиках, звёздах, жидких ядрах Земли и планет) паралл с магн. силой действуют сила Кориолиса и гравитач. сила, вызывающая конвекцию шепетца. Сила Кориолиса  $2\rho(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega})$ , проявляющаяся при вращении среды с угловой скоростью  $\boldsymbol{\Omega}$ , оказывает решающее влияние на движение жидкости. Она закручивает частицы, способствуя тем самым появлению винтовых движений жидкости. Сила Кориолиса как бы вносит в жидкость нек-рую эфф. вязкость, характерную частотой  $\boldsymbol{\Omega}$ . Это приводит к изменению частот альвеновских колебаний и волн. Напр., во вращающейся несжимаемой жидкости с магн. полем при  $\boldsymbol{\Omega} \gg v_A$  оказываются возможными очень медленные волны со скоростями порядка  $v_A^3/\boldsymbol{\Omega}L$ . Такая ситуация имеет место в жидком ядре Земли, где эти волны возбуждаются архимедовой силой всплывания в волны тяжести и при этом находится в равновесии сила: магнитная, Архимедова и Кориолиса, востому их наз. МАК-волнами. Эти волны в ядре Земли имеют периоды порядка  $10^3$  лет и проявляются в виде вековых вариаций геомагн. поля (см. *Магнитные вариации*).

Исследование многих астрофиз. систем приводит к сложным проблемам конвекции электропроводящей жидкости при наличии магн. поля и вращения. К их числу относится проблема генерации магн. поля Земли и планет, Солнца, звёзд и галактик. Здесь встают такие вопросы, как устойчивость, конвекция и развитая турбулентность при наличии магн. поля и вращения, самовозбуждение магн. поля при движении проводящей жидкости и обратное влияние возбуждённого поля на движение. Генерация поля способствует спиральности движения, а наличие силы Кориолиса способствует созданию спиральности в конвективных движениях. Конвекция и вращение — это осн. составляющие механизма МГД-динамо в геофизике и астрофизике.

**Электрогидродинамика и феррогидродинамика.** Можно отметить два развившихся за последние неск. десятилетий в сложившихся и наст. времени в самостоят. разделы механики сплошных сред направления исследо-



ваний, также рассматривающих взаимодействие жидкостей и газов с эл.-магн. полем, но отличных от М. г. В средах с очень малой электропроводностью и без приложенного извне большого магн. поля при  $v/c \ll 1$  определяющим во взаимодействии эл.-магн. поля со средой является не магн., а электр. поле. Эту область со своим кругом интересных задач и приложенной наз. электрогидродинамикой, или электрогазодинамикой (ЭГД). Электр. поле описывается в ЭГД законами электростатики, а его воздействие на среду — электр. частью силы Лоренца  $\rho_e E$  ( $\rho_e$  — плотность электр. заряда,  $k$ -рая явно входит в уравн. ЭГД). Электр. ток в таких условиях не только определяется самостоят. движением заряда, но и учитываются ток переноса заряда жидкостью  $\rho_e v$  и ток смещения. При этом магн. поле очень мало,  $H \sim (v/c)E \ll E$ .

Близка к М. г., но имеет существен. отличия от неё гидродинамика намагничивающихся жидкостей, или феррогидродинамика (ФГД). Эта молодая отрасль науки уже сильно развилась теоретически и нашла практич. применение. В противоположность М. г., взаимодействие магн. поля с жидкостью в ФГД не связано с электр. током, а основано на способности жидкости сильно намагничиваться. Жидкие металлы не обладают ферромагн. свойствами, поэтому объектом ФГД являются искусств. намагничивающиеся жидкости, к-рые представляют собой суспензии очень мелких частиц ферромагнетика в обычных, как правило непроводящих жидкостях. Малые сфероидальные частицы ферромагнетика испытывают интенсивное броуновское движение. Ферросуспензия подобна параммагн. газу, но носителями магнетизма в ней являются не отдельные молекулы, а частицы ферромагнетика, поэтому намагниченность ферросуспензий может быть весьма большой. Это обуславливает возможность больших магн. сил, действующих на жидкость, и значительного обратного влияния жидкости на магн. поле за счёт эффектов намагничивания. Зависимость намагниченности от температуры и влияние вращения жидкости увеличивают разнообразие эффектов ФГД (подробнее см. *Магнитные жидкости*).

Лит.: Альвен Х., Фельдхаммер К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Шлюккер М. И., Магнитные жидкости, «УФН», 1974, т. 112, с. 427; Гельфгат Ю. М., Лиелаулис О. А., Щербинин Э. В., Жидкий металл под действием электромагнитных сил, Рига, 1976; Моффат Г., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Электрогазодинамические течения, М., 1983; Бочгарев Н. Г., Магнитные поля в космосе, М., 1985. И. С. Брагинский.

**МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА** — совокупность макроскопич. областей (*доменов*) магнитоупорядоченного вещества, отличающихся, в зависимости от конкретного типа магн. упорядочения, направлением намагниченности  $M$ , вектора *активной ферромагнетизма*  $L$  или направлением  $M$  и  $L$  одновременно (а также размером, формой и др. особенностями, связанными, в частности, с кристаллографич. структурой образца и геометрией его поверхностей).

М. д. с. существует при темп-рах выше темп-ры *магнитного фазового перехода* в магнитоупорядоченное состояние и в определ. интервалах значений напряженности внеш. магн. поля.

Равновесная М. д. с. определяется минимумом полной энергии магнетика, включающей энергию *обменного взаимодействия*, *магнитной анизотропии*, *магнитостатич.* и *магнитоупорядоч.* энергии.

В общем случае на тип М. д. с. существенное влияние оказывают: особенности магн. анизотропии (число осей *лёгкого намагничивания*); ориентация ограничивающих кристалл поверхностей относительно кристаллографич. осей; форма и размеры образца, а также всевозможные дефекты — магн. и немагн. включения, *дефекты упаковки*, границы двойников (см. *Двойникование*), *дислокации* и др.

Наиб. изучена М. д. с. в ферромагнетиках (ФМ). Представление о магн. доменах в ФМ введено в 1907 П. Вейсом (P. Weiss). Появление М. д. с. в ФМ приводит к уменьшению его магнитостатич. энергии — результирующий магн. момент ферромагн. образца значительно уменьшается или оказывается равным нулю.

Согласно теории, представляющей, обменное взаимодействие выстраивает элементарные магн. моменты ФМ параллельно друг другу. Результирующий магн. момент единицы объёма ФМ (намагниченность  $M$ ) ориентруется в одном из направлений, соответствующих напм. энергии магн. анизотропии, — вдоль одной из осей *лёгкого намагничивания* (ОЛН). При этом на поверхностях образца возникает *магнитные полюсы* (магнитостатич. полюсы, рис. 1, а), и при не равном нулю результирующем магн. моменте часть энергии образца оказывается

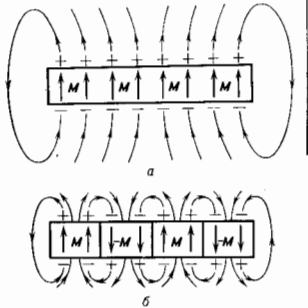


Рис. 1. а — Возникновение магнитостатической полюсы (обозначены знаками + и -) у однодоменно намагниченного кристалла; б — образование простейшей плоскостной магнитной доменной структуры, снижающей магнитостатическую энергию кристалла. Вектор  $M$  — намагниченность кристалла (домена).

запасённой в его магнестатич. поле. Эта энергия может быть уменьшена, если часть образца окажется намагниченной в одном, а часть — в др. направлении. При этом образуется М. д. с., простейший тип к-рой (плоскостная структура) представлен на рис. 1, б. Здесь в соседних доменах векторы  $M$  ориентированы в противоположных направлениях вдоль одной и той же ОЛН.

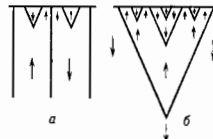
При наличии М. д. с. между соседними областями с разными направлениями  $M$  существуют переходные области — доменные стенки (ДС) (их наз. также доменными границами), обладающие энергией  $\gamma$  на единицу площади. Появление М. д. с. возможно лишь в том случае, когда энергия, затраченная на образование ДС, меньше убыли магнестатич. энергии. Это условие выполняется в кристаллах достаточно больших размеров, больших размера однодоменности  $r_c$  (см. *Однодоменные частицы*). На расстояниях  $r \sim r_c$  короткодействующее обменное взаимодействие играет более важную роль, чем дальнедействующее магнестатическое, с чем и связана невозможность образования М. д. с. в кристаллах с размерами, меньшими  $r_c$  (для Ni, напр.,  $r_c \sim 10^{-6}$  см). Обычно домены в ФМ имеют размеры  $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  см.

М. д. с. простейшего вида (рис. 1, б) может существовать в тонких пластинках, а также в глубине массивных кристаллов. В достаточно толстых пластинках вблизи их поверхностей М. д. с. усложняется (ветвится). Такое ветвление показано на рис. 2 для магнитоупорядоченного кристалла. Причиной ветвления М. д. с. (образования всевозможных клиновидных доменов) является уменьшение *магнитостатической энергии* при сохранении доменной структуры в толще образца.

При антипараллельном направлении намагниченности  $M$  в смежных доменах магнитоупорядоченного ферромагн. кристалла в разделяющей домены стенке вектор  $M$  поворачивается на  $180^\circ$  (180-градусная стенка). В маг-

интимогоосных ФМ (Fe, Ni и др.) возможно существование смежных доменов, в к-рых векторы  $M$  ориентированы под углом  $\alpha < \lambda$  друг к другу. Так, в Fe намагниченность доменов может быть направлена вдоль любой ОЛН типа [100]. В разделяющих такие домены стенках поворот вектора  $M$  осуществляется на  $90^\circ$  (90-градусные ДС). В Ni и др. кристаллах кубич. системы с

рис. 2. Ветвление доменов у поверхности массивного магнитоодносного кристалла: а — стадия образования клиновидных доменов, имеющих обратную намагниченность; б — развитое состояние в случае, когда вектор  $M$  параллелен оси легкого намагничивания (ОЛН).



ОЛН, параллельными осям типа (111), реализуются 71- и 109-градусные ДС. В нек-рых случаях сосуществования доменов (фаз) с  $\alpha < \lambda$  [напр., монокристалл Fe, ограниченный поверхностями (100)] возможна доменная структура с почти полностью замкнутым магн. потоком

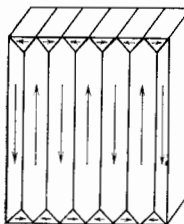


рис. 3. Схематическое изображение магнитной доменной структуры с полностью замкнутым потоком, существующей в ферромагнитных монокристаллах, ограниченных поверхностями типа (100). Направления намагниченности доменов показаны стрелками.

(рис. 3). В таких ФМ помимо основных существуют замыкающие домены, локализованные вблизи поверхности кристалла.

У ФМ с замыкающими доменами существование магнитоэстатич. полюсов связано только с выходом ДС на поверхность кристалла, и в образцах с размерами, превышающими толщину ДС  $\delta$ , магнитоэстатич. энергия не играет существенной роли. Поскольку из-за магнитоэстрикции каждый домен деформируется в направлении

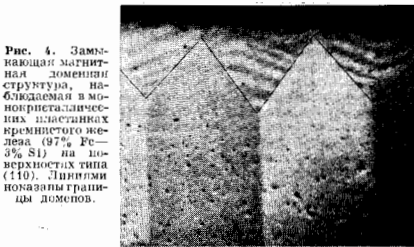


рис. 4. Замыкающая магнитная доменная структура, наблюдаемая в монокристаллических пластинках кремнистого железа (97% Fe—3% Si) на поверхности типа (110). Линиями показаны границы доменов.

собств. намагниченности, то на стыках доменов с  $\alpha < \lambda$  концентрируются избыточные магнитоэстатич. напряжения. Т. о., равновесные размеры М. д. с. с замыкающими доменами (рис. 3) определяются минимумом магнитоупругой энергии и энергии ДС. Если поверхности кристалла кривые, системы (сингюиты, см. Симметрия кристаллов) не совпадают с плоскостями типа (100), то замыкающие домены имеют более сложную конфигурацию. На рис. 4 представлена замыкающая структура в пластинках с поверхностями типа (110). В пластинках магнитоогоосных кристаллов с икосостями, слегка наклонёнными к кристаллографич. плоскостям типа (100) или (110), кроме сквозной полосовой М. д. с. наблюдается структура в виде «ёлочки» и «капель» соответственно (рис. 5). Такое усложнение М. д. с. обус-

ловлено уменьшением энергии магнитостатич. полюсов, связанных с выходом ОЛН, а следовательно  $M$ , на поверхность пластины.

На М. д. с. в ФМ большое влияние оказывают внеш. воздействия: изменение темп-ры, упругие напряжения и, что особенно важно для приложений, магн. поле (постоянное  $H$  и переменное  $H_{\omega}$ ).

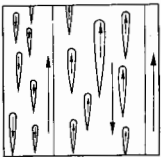
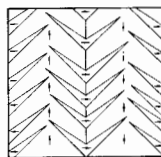
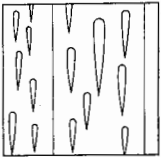
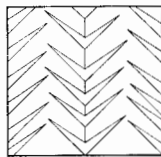


рис. 5. Доменная структура кремнистого железа: а — на поверхности, почти параллельной икосости (100), замыкающие домены имеют вид «ёлочки»; б — на поверхности (110), с  $\nu$ -рой ось лёгкого намагничивания (100) составляет небольшой угол, замыкающие домены имеют «капельную» форму (стрелками на поясняющей схеме показано направление намагниченности доменов).

Нагрев и последующее охлаждение образцов (определ. режимы для разных магн. материалов) могут приводить к изменению кристаллич. структуры образцов, а следовательно, и к изменению М. д. с.

Уругие напряжения существенно влияют на М. д. с. лишь в магнитоогоосных кристаллах при наличии в них ДС, отличных от 180-градусных. Под влиянием уругих напряжений может происходить смещение ДС, а также дробление и перестройка М. д. с. После снятия напряжения исходная М. д. с. полностью не восстанавливается. М. д. с. чувствительна также к комбинир. воздействиям темп-ры и магн. поля, а также темп-ры и уругих напряжений. Такие воздействия могут приводить к перераспределению дефектов в кристаллах и к появлению доп. анзотропии (т. е. наведённой анзотропии), с чем и связаны изменения М. д. с.

Под действием постоянного внеш. магн. поля  $H$  ДС смешаются и М. д. с. перестраивается (см. Доменной стенки динамика). При достаточно больших значениях  $H$  М. д. с. почти полностью исчезает, домены сливаются. Снятие  $H$  выводит ФМ из состояния магн. насыщения. Вначале вблизи поверхности кристалла возникают области обратной намагниченности (зародки перемагничивания), затем нек-рые из них сильно разрастаются, приводя к образованию М. д. с. При включении  $H$  ФМ сохраняет, как правило, остаточную намагниченность и имеет в этом состоянии М. д. с., к-рая может значительно отличаться от М. д. с. полностью размагниченного образца. Такие М. д. с. являются метастабильными. В кристаллах с большими полями анзотропии ( $\text{SmCo}_5$ ,  $\text{MnBi}$  и др.) остаточное намагниченное состояние может быть однодоменным. Существование метастабильных М. д. с. обусловлено большими энергетич. барьерами, препятствующими образованию зародышей перемагничивания.

В тонких магнитных плёнках поле  $H$  может стабильно и в рывках определять М. д. с. в частности

т. н. ЦМД-структуру (см. *Цилиндрические магнитные домены*).

Переменное магн. поле  $H_{\perp}$  дестабилизирует М. д. с. Напр., в поле, поляризованном вдоль ОЛН, доменные стенки колеблются около своего положения равновесия. С увеличением частоты колебаний  $\omega$  поля  $H_{\perp}$  при фиксир. значении амплитуды индукции  $B_0$  или с увеличением  $B_0$  при фиксир. частоте возможно дробление доменов. Эффект наблюдался, напр., в монокристаллах пластинках кремнистого железа (97% Fe — 3% Si) на частотах  $\sim 100$  Гц и  $B_m = 1$ —1.5) Тл. ДС в процессе движения могут изгибаться, а их внутр. структура — перестраиваться, напр. за счёт образования вертик. и горизонтальных *блоков линий*.

М. д. с. оказывает влияние на статич. и динамич. свойства ферромагн. кристаллов: *коэффициенту силы, остаточную намагниченность, форму петли гистерезиса магнитного, начальную магнитную проницаемость, магнитные потери, свин-волновые возбуждения* (см. *Спиновые волны*), разл. виды *магнитного резонанса* и др.

В отличие от ФМ в ферромагнетиках (ФРМ) и антиферромагнетиках (АФМ) существует иск. *подреёток магнитных*, что вносит своеобразия в их М. д. с. В ФРМ из-за наличия обменного взаимодействия между подреётками результирующая намагниченность практически не менится в полях до 100—1000 кЭ. В связи с этим магн. свойства ФРМ, в частности образование М. д. с., влияние на неё внеш. факторов, а также способы наблюдения М. д. с., оказываются обычно идентичными свойствам ФМ. В сильных магн. полях ( $\sim 100$ —1000 кЭ) ориентация намагниченностей подреёток  $M_i$  относительно друг друга может измениться, напр. коллинеарное положение  $M_i$  может стать неколлинеарным. В такой ситуации может возникать т. н. высокопольная М. д. с.

Магнитоупорядоченному состоянию АФМ соответствует значение  $M = \sum_i M_i = 0$ . В связи с этим на поверхностях АФМ нет магнитостатия. полюсов. Тем не менее в них, как и в ФМ, существует М. д. с. Смешные домены в АФМ могут отличаться направлением вектора антиферромагнетизма  $L$  (т. н.  $S$ -домены), а также направлением  $L$  и одной из главных осей тензора деформации ( $T$ -домены, или двойниковые домены). Деформация АФМ, приводящая к образованию двойниковой М. д. с., возникает ниже *Неэля точки*  $T_N$ . Как и в ФМ, между доменами в АФМ существуют ДС (180-, 120-, 90-градусные и др.).

Причины образования М. д. с. в АФМ до конца не выяснены. Одна из причин состоит, по-видимому, в появлении и разрастании при  $T < T_N$  зародышей АФМ-фазы со случайными направлениями  $L$  (см. *Антиферромагнитные домены*).

Образование М. д. с. в АФМ, оправданное энергетически, возможно вблизи точки фазового перехода типа опрокидывания спинов (см. *Спин-фазовый переход*) в присутствии внеш. магн. поля. Однако эти М. д. с. могут существовать лишь в узкой области магн. поля. Такую М. д. с. наз. промежуточным состоянием ФМ.

В антиферромагнетиках со *слабым ферромагнетизмом* (СФМ) домены могут отличаться ориентацией векторов  $L$  и  $M$ , причём возможны две ситуации. В первой из них переход от домена к домену осуществляется путём поворота  $L$  и  $M$ . Также ДС реализуются, напр., в  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Во втором случае в ДС происходит поворот вектора  $L$  и постепенное уменьшение по абс. величине вектора  $M$  до нуля в центре ДС и последующий его рост от нуля до  $-M$  на участке от центра ДС до соседнего домена (пример — YFeO<sub>3</sub>). М. д. с. в СФМ может образовываться за счёт уменьшения энергии магнитостатия. полюсов на поверхностях кристалла. Во многом М. д. с. в СФМ похожа на М. д. с. в ФМ.

М. д. с. может существовать и в веществах со *спиральной магнитной атомной структурой*. Так, установлено сосуществование фаз с геликоидальным и вер-

ным типами магн. упорядочения и, как обычно, переход от одной фазы к другой происходит в слое конечной толщины.

К методам экзперим. наблюдения М. д. с. относятся: метод магн. суспензии; методы, основанные на *Керра эффекте* (для непрозрачных магнетиков) и на *Фарадея эффекте* (для прозрачных магнетиков); электронная микроскопия; *магнитная нейтронография* и др.

В методе магн. суспензии (порошковых фигур) выявление М. д. с. основано на преимуществе осаждения частиц магн. порошка в местах выхода ДС на поверхность образца. Метод позволяет определять конфигурацию доменов вблизи поверхности образца, а также направление проекции их намагниченности вдоль поверхности. В методе, используемом магнитооптич. эффект Керра, определяют изменение поляризации света при отражении от различно намагниченных участков поверхности образца и т. о. выявляют его М. д. с. Эффект Фарадея (поворот плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль магн. поля) применим для исследования М. д. с. тонких пластин прозрачных магнетиков (в оптич. и ИК-диапазонах). Этот метод, благодаря высокому разрешению по времени, позволяет изучать динамику М. д. с. Электронная микроскопия и магн. нейтронография являются эффективными методами исследования М. д. с., т. к. электроны и нейтроны обладают собств. магн. моментами и характер рассеяния электронных и нейтронных лучков в магнетиках связан с их М. д. с.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, гл. 23; Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977; Барьер Х. та др. В. Г., Иванов В. А., В мире магнитных доменов, К., 1982; Филлипс, В. Н., Физикоп.

**МАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ** ( $B$ ) — одна из двух векторных величин, характеризующих магн. поле (наряду с *напряжённостью магнитного поля*  $H$ ). Единицы измерения М. и.: в СИ — тесла (Тл), в СГС — гаусс (Гс); 1 Тл = 10<sup>4</sup> Гс.

Присхождение термина «М. и.» связано с тем, что изменение именно этой величины индуцирует вихревое электрпч. поле  $E$ :

$$\text{rot } E = - \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{в СИ}).$$

В вакууме  $B = \mu_0 H$  (в СИ) и  $B = H$  (в СГС) ( $\mu_0$  — магн. постоянная). М. и. в среде пропорциональна усреднённым по малым макрокопич. областям значениям вектора напряжённости микроскопич. магн. поля  $H$ ,  $B = \mu_0 < H >$ . Поскольку микрополе  $h$  создаётся чисто вихревыми токами (*магнитные монополи* пока не открыты), то и макроформ  $B$  тоже является чисто вихревым, что и устанавливается одним из *Максвелла уравнений*,  $\text{div } B = 0$ . В силу истории, традиции термин «напряжённость магн. поля» в точк. применится к вектору

$$H = \mu_0^{-1} B - M, \quad (1)$$

где  $M$  — *намагниченность*. Для большинства сред (пара- и диамагнетика, объединяемые под назв. «слабые магнетики») имеет место линейная связь между  $B$  и  $H$ ,  $B = \mu_0 \mu H$ , где  $\mu$  — *магнитная проницаемость* среды. Для статич. полей  $\mu$  является ф-цией состояния (темпер., давления); в переменных полях эта величина зависит также от частоты  $\omega$  и волнового вектора  $k$ ,  $\mu = \mu(\omega, k)$  (т. н. дисперсия магн. проницаемости). Отклонение от линейной связи между  $B$  и  $H$  в случае *антиферромагнетиков* и нек-рых *парамагнетиков* возникает при величине М. и. порядка неск. тесла. В *ферромагнетиках* и *ферримагнетиках* из-за наличия спонтанной намагниченности М. и. отлична от нуля, согласно (1), даже в отсутствие магн. поля.

Вектор М. и. входит явным образом в выражение для *Лоренца сил*, действующую на свободные электрпч. заряды и заданные токи:

$$f = \rho E + [jB],$$

где  $\rho$  и  $j$  — плотности зарядов и токов,  $f$  — плотность силы,  $E$  — напряжённость электр. поля. Поэтому поле  $M$ . п. наряду с полем  $E$  относится к числу силовых полей, допускающих прямые измерения механич. средствами.

$M$ . п. наряду с полем  $E$  составляют компоненты единого тензора *электромагнитного поля*. Т. о.,  $M$ . п. следует рассматривать как величину, органически связанную с вектором  $E$ . Физически это проявляется во взаимных преобразованиях полей  $B$  и  $E$  при переходе из одной инерциальной системы отсчёта в другую (см. *Лоренца преобразование* для полей).

Лит.: Там м и я И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ахмезер А. И., Ахмезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985.

**МАГНИТНАЯ НЕЙТРОГРАФИЯ** — исследование атомной магн. структуры кристаллов методами уругого когерентного рассеяния медленных нейтронов, длина волны к-рых порядка межатомных расстояний в кристалле ( $\lambda \sim 10^{-6}$  мм, см. *Дифракция нейтронов*). Наличие у нейтронов магн. момента приводит к тому, что наряду с рассеянием нейтрона на атомных ядрах происходит т. п. магн. рассеяние, обусловленное взаимодействием магн. момента нейтрона с магн. моментами электронных оболочек атомов.

Если магн. моменты атомов ориентированы хаотически (парамагнетик), то магн. рассеяние нейтронов имеет некогерентный, диффузный характер. Если же магн. моменты атомов имеют упорядоченную ориентацию (см. *Магнитная атомная структура*), магн. рассеяние является когерентным и наряду с ядерным когерентным рассеянием вносит вклад в дифракцию нейтронов. Когерентное магн. рассеяние проявляется в виде донольных пиков (рефлексов) или вкладов в осн. рефлексы структурной нейтронограммы, некогерентное — определяет её фон. Анализ нейтронограммы даёт прямую информацию о распределении и ориентации магн. моментов атомов в магн. кристаллах, а также об их величине.

В общем случае пики магн. и ядерного рассеяния не совпадают. Они налагаются друг на друга только в случае ферромагн. или антиферромагн. структур при совпадении магн. и кристаллографич. элементарных ячеек. По расноделению магн. рефлексов определяются трансляц. векторы магн. структуры. По интенсивности рефлексов определяется взаимная ориентация атомных моментов в магн. элементарной ячейке.

Выделение магн. составляющей в случае структур, где часть магн. и ядерных отражений совпадает по углу рассеяния, а несовпадающие могут перекрываться из-за недостаточной разрешающей способности приборов, является сложной задачей. В дифракц. пики следует также выделять составляющую, вызванную либо диффузным парамагн. рассеянием, либо ближним магн. порядком в кристалле, или термодиффузным рассеянием (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*). Для выделения магн. составляющей эффективно использование *поляризованных нейтронов*. Изменяя направление поляризации, можно с высокой точностью измерять неспачит. вклады магн. рассеяния (см. ниже).

**Теоретическое описание.** Дифференц. сечение когерентного уругого магн. рассеяния нейтронов, связанное с брэгговским отражением от кристалла с атомной магн. структурой, определяется в интервале телесного угла  $\Omega$  выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 S^2 r_m^2 \mu_n^2, \quad (1)$$

Здесь  $S$  — спин рассеивающего атома (в ед.  $\hbar$ ), связанный с его магн. моментом  $\mu$  соотношением  $\mu = 2V\sqrt{S(S+1)}$ ,  $\mu_n$  — магн. момент нейтрона (в ядерных магнетонах),  $r_m = e/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — т. п. классич. радиус электрона ( $m_e$  — масса электрона,  $e$  — его заряд),  $f$  — магн. фактор, учитывающий фазовые сдвиги нейтронов волн, рассеянных разл. элементами атома. Он аналогичен *атомному фактору* для

рассеяния рентгеновских лучей, но с увеличением  $\sin \theta/\lambda$  ( $\theta$  — угол рассеяния) уменьшается быстрее, т. к. электроны, определяющие магн. момент атома, расположены на внеш. оболочках атома (рис. 1). Вектор  $q = e(e\mu) - \mu$ , наз. вектором магн. взаимодействия, определяет взаимную ориентацию нормали  $e$  к отражающей плоскости и магн. момента атома  $\mu$  (рис. 2). Величина  $p = r_m S f$  наз. амплитудой магн. рассеяния нейтронов и является



Рис. 2. Соотношение между единичными векторами нормали  $e$  к отражающей плоскости, магнитного момента  $\mu$  и синга  $q$  падающего на кристалл пучка поляризованных нейтронов.

Рис. 1. Зависимость магнитного фактора  $f$  от  $\sin \theta/\lambda$  и атомного фактора рассеяния рентгеновских лучей (пунктир) для иона  $Mn^{2+}$ .

аналогом амплитуды  $b$  ядерного рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография структурная*). Для  $\theta$ , близких к  $0^\circ$  ( $\sin \theta/\lambda$  мало), величины  $p$  и  $b$  сравнимы по величине. Напр., для железа  $b = 0,96$ ;  $p_{Fe^{2+}} = 1,08$  и  $p_{Fe^{3+}} = 1,35 (\times 10^{-12}$  см)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 p^2. \quad (1)$$

При вычислении суммарного сечения ядерного и магн. рассеяний нейтронов следует учитывать их возможную интерференцию. В случае поляризованных нейтронов с единичным вектором поляризации  $\chi$  дифференц. сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 + 2p(q\chi) + p^2 q^2. \quad (2)$$

В зависимости от направления  $\chi$  и  $q$  амплитуды ядерного и магн. рассеяний будут либо складываться, либо вычитаться:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (b \pm p q)^2. \quad (3)$$

Если падающий пучок не поляризован, то ср. значение  $(q\chi) = 0$  и  $d\sigma/d\Omega = b^2 + p^2 q^2$ . Для поляризации нейтронов соответствующей  $\chi = \pm 1$ ,  $d\sigma/d\Omega = b \pm p q$ . Это даёт возможность получения пучка поляризованных нейтронов. Для этого нужно подобрать отражение от кристалла — монохроматора с такими  $b$  и  $p$ , что при некром значении  $b$  либо  $b+p$ , либо  $b-p$  станут близки к 0. В этом случае отражённый пучок нейтронов будет почти полностью поляризованным. Это выполняется, напр., при отражении от плоскости (220) монокристалла  $Fe_2O_4$  или от плоскостей (111) и (220) слыва  $Co_{0,82}Fe_{0,08}$  с кубич. структурой.

Интенсивность магн. брэгговского отражения кристаллографич. плоскостью с индексами  $h, k, l$  пропорциональна квадрату т. п. магн. структурного фактора  $F$ , учитывающего фазовые соотношения между рассеивающими атомами в магн. элементарной ячейке, содержащей  $v$  атомов:

$$F = \sum_v p_v q \exp[-2\pi i(hx_v + ky_v + lz_v)] \quad (4)$$

( $v$  — индекс суммирования).

В приведённом теоретич. описании рассмотрен коллинеарный магнетик, для к-рого магн. и кристаллич. элементарные ячейки совпадают, а магн. моменты ато-

мов направлены строго параллельно или антипараллельно друг другу. В этом случае положения ядерных и магн. дифракц. пиков определяются параметрами элементарной ячейки кристалла.

В общем случае в дифракц. картину упругорассеянных кристаллом нейтронов могут присутствовать магн. пики, не совпадающие по положению на нейтронограмме с ядерными вследствие того, что спин атома  $f$  в ячейке с индексом  $n$  ( $S_{nf}$ ) связан со спином аналогичного атома в исходной нулевой ячейке ( $S_{0f}$ ) соотношением  $S_{nf} = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_n) S_{0f}$ . Здесь  $\mathbf{r}_n$  — трансляция, связывающая  $n$ - и 0-ячейки, а  $\mathbf{k}$  — волновой вектор рассеянных нейтронов ( $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ ). Выражения для магн. структурного фактора (5) в этом случае имеют более сложный вид:

$$F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) = \sum_j \exp\{-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}_j\} S_{0f}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0), \quad (5)$$

где  $\mathbf{k}_0$  — волновой вектор падающих нейтронов,  $\mathbf{r}_j$  —

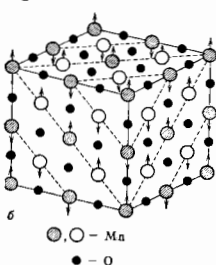
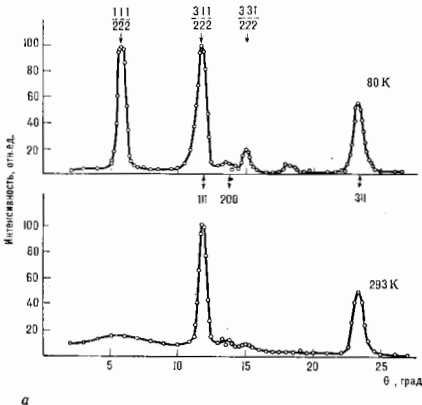


Рис. 3. а — нейтронограммы MnO при 80 К и 293 К; б — модель антиферромагнитного упорядочения ионов Mn; стрелки указывают направление магн. моментов Mn.

Экспериментальные методы. Магн. дифрактометры конструктивно не отличаются от дифрактометров структурных. Однако необходимо отделять магн. рассеяние от ядерного в случае неполяризованных нейтронов

требует доводки измерений при повышенных температурах (выше точки Кюри или Нелля), а также в значит. магн. полях, ориентированных параллельно и перпендикулярно магн. моментам атомов. На рис. 3, а приведена нейтронограмма ядерного и магн. рассеяния нейтронов от поликристаллич. образца MnO, парамагнитного при комнатной темп-ре. При  $T$  ниже точки Нелля  $T_N = -80$  К MnO переходит в антиферромагн. состояние. Этому соответствует возникновение доплотит. максимумов на нейтронограмме. Полученные индексы указывают на то, что период магн. элементарной ячейки по всем направлениям вдвое больше структурного.

В случае поляризн. нейтронов для определения магн. структуры в отражениях, содержащих ядерный и магн. вклады, измеряют отношение интенсивностей  $I$  диффракц. нейтронов пучков с поляризацией параллельно ( $I^+$ ) и антипараллельно ( $I^-$ ) вектору намагниченности кристалла:

$$R = \frac{I^+}{I^-} = \left( \frac{1 + \Delta}{1 - \Delta} \right)^2; \quad \Delta = \frac{F_M}{F_{cl}}. \quad (6)$$

Для определения  $F_M$  для каждого отражения измеряют поляризн. отношение  $R$ .

Схема установки для проведения поляризн. анализа (спин-спектрометра) представлена на рис. 4. Неполяризн. монохроматич. пучок нейтронов 1 из ядерного реактора направляется на магн. кристалл 2, к-рый служит одновременно монохроматором и поляризатором нейтронов. Кристалл 2 находится во внеш. поле  $H$ , к-рое, намагничивая его до насыщения, ориентирует магн. моменты атомов нужным образом и задает поляризацию первичного пучка нейтронов (см. выше). Для измерений при двух ориентациях вектора поляризации нейтронов ( $\chi = \pm 1$ ) используют радиочастотную катушку 3 (флиппер), при включении к-рой направление поляризации изменяется на противоположное (спин нейтрона при поглощении фотона изменяет направление на противоположное). Исследуемый образец 4 помещают между полюсами электромагнита, позволяющего ориентировать вектор рассеяния вдоль и поперёк поля  $H$ , т. е. магн. вклад в рассеяние нейтронов образцом можно ли-

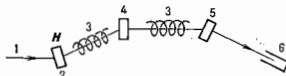


Рис. 4. Схема спин-спектрометра.

бо подавить, либо довести до максимума. Перед детектором нейтронов 6 помещён кристалл-анализатор 5, аналогичный поляризатору 2. И тот, и другой не отражают нейтроны, поляризация к-рых по направлению противоположна вектору намагниченности. При поляризации нейтронов  $\chi = \pm 1$  и аналогично настроенном анализаторе, если оба флиппера выключены, детектор измерит сечение рассеяния нейтронов, не изменивших направление спина ( $\sigma_{++}$ ). Если оба флиппера включены, измерится сечение  $\sigma_{--}$ . Если включён только 1-й или только 2-й флиппер, то измерятся процессы рассеяния с переворотом спина нейтрона. Обычно эксперимент проводится второй раз с выключенным флиппером, расположенным восте образца. Т. о., измеряют зависимость интенсивности рассеяния нейтронов от угла  $\theta$  сначала магнитного (с переворотом спина нейтрона), а затем ядерного (без переворота спина) рассеяний и определяют  $F_M$  и  $F_{cl}$ . На рис. 5 приведено разделение ядерного и магн. рассеяния для образца гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) при комнатной темп-ре и поляризации нейтронов, параллельной вектору рассеяния. Верхняя нейтронограмма получена при выключенных флипперах, когда фиксируется только ядерное рассеяние, нижняя нейтронограмма снята при включённом флиппере и содержит только дифракц. пики магн. рассеяния.

**МАГНИТНАЯ**

Распределение спиновой плотности М. н. позволяет исследовать распределение спиновой плотности в магн. элементарной ячейке. Спиновая плотность обусловлена

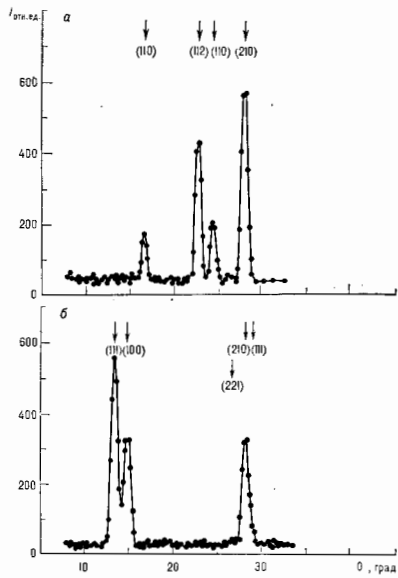


Рис. 5. Нейтронграммы  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при включенном (а) и выключенном (б) флипере.

не только нескомпенсир. спинами электронов недегрозенных оболочек ( $d$  или  $f$ ) атомов переходных элементов, она создается также поляризацией дelokализ. электронов под действием ферромагнитно упорядоченных магн. моментов. При действии на кристалл сильного магн. поля. Она может быть связана с существованием радикалов, а также с перераспределением электронов при образовании хим. связи. Эти тонкие эффекты могут быть исследованы методами М. н.

Экспериментально измеренные магн. структурные факторы  $F_M$  используют в качестве коэф. ряда Фурье, суммирование (свёртка) которого даёт распределение спиновой плотности в магн. элементарной ячейке кристалла.

Если при этом из  $F_M$  вычесть ту часть магн. рассеяния, к-рой обуславливает сферически-симметричное распределение электронов в атоме, то результирующая картина соответствует (делокализованной) спиновой плотности в магн. элементарной ячейке. На рис. 6 представлена картина дelokализ. спиновой плотности в  $\alpha\text{-Fe}$ , полученная вычитанием из экспериментально измеренных интенсивностей магн. рассеяния сфериче-

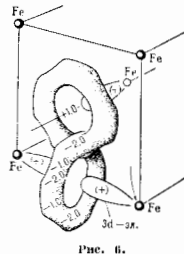


Рис. 6.

ски-симметричной части электронного распределения, ответственной за магн. момент атома. Кроме положит. областей (+), обязанных  $3d$ -электронам, видны области отрицат. намагниченности (-), связанные с  $4f$ -электронами.

М. н. позволила изучить многочл. классы магн. структур, а также магн. фазовые превращения. Дифрактометры по времени пролёта на импульсных реакторах позволяют получить дифракц. картины высокого разрешения, а также изучать образцы находящихся между полюсами сильных магнитов или в камерах высокого давления.

Лит.: Бэкон Дж., Дифракция нейтронов, пер. с англ., М., 1957; Изюмов Ю. А., Озеров Р. П., Магнитная нейтронография, М., 1966; Изюмов Ю. А., Найдяш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981.

Ю. В. Павлюк.

**МАГНИТНАЯ ПЛЕНКА** — слой магн. вещества (обычно ферро- или ферримангнетика) толщиной от долей микрометра до неск. микрометров с рядом особенностей атомно-кристаллич. структуры, магн., электр. и др. физических свойств, отличающих плёнку от массивных магнетиков.

М. п. — удобный объект исследования свойств твёрдого тела (в т. ч. магнетизма), а также важный материал совр. техники (интегральной электроники, СВЧ-техники и др. отраслей).

Плёнки получают электролитич. осаждением металлов и сплавов, вакуумным испарением и конденсацией вещества на подложке, катодным распылением мишени, выращиванием из раствора-расплава, методами газотранспортных реакций и др. методами.

Структура и свойства плёнок в сильной степени зависят от темп-ры испарения материала и темп-ры подложки, степени вакуума, чистоты подложки, скорости конденсации и угла падения молекулярного (атомного) пучка на подложку. В частности, состояние и чистота поверхности подложки определяют адгезию и прочность М. п.

При большом переохлаждении и пересыщении твёрдого раствора в М. п. возникает фазовая, структурная и субструктурная неравномерности: реализуются метастабильные состояния (см. *Аморфные магнетики, Металлические системы*), высокотемпературные модификации и фазы, сильно пересыщенные растворы, создают большие макро- и микронапряжения (деформации), в полукристаллич. плёнках возникает очень высокая дисперсность кристаллитов и блоков, сильная разорIENTATION блоков, избыточная концентрация дефектов решётки (вакансий, дислокаций и др.). Большие влияние на свойства плёнок оказывают разновысотные поры.

Монокристаллич. плёнки с совершенной структурой получают выращиванием на монокристаллич. подложках с решёткой близкого структурного типа и с близкими значениями параметра решётки (молекулярно-лучевой эпитаксис, газофазная, жидкофазная эпитаксис и др.).

При исследованиях М. п. из-за малого объёма магн. вещества обычно приходится применять высокочувствит. приборы и методы [феррозонд, вибр. магнитометр, магнитометр на эффекте Дюроэссона (см. *Скид*), торсионный анализатор, метод магнитного резонанса на СВЧ и др.]. В то же время малая толщина М. п., их прозрачность или зеркальная поверхность позволяют применять для исследования плёнок оптич. и магнитооптич. методы (основанные на *Керра эффекте* и *Фарадея эффекте*), эллипсометрию, а также методы просвечивающей электронной микроскопии, обладающие высоким пространств. разрешением.

Принципиальным вопросом физики тонких плёнок является изучение т. ч. *размерных эффектов* (изменение физ. свойств при уменьшении толщины плёнок по сравнению со свойствами массивного магнетика). Изучение температурной зависимости спиновой намагниченности  $M_s$  сверхтонких М. п. позволяет проверить квантовую теорию обменного взаимодействия электронов в дву-

мерных атомных решетках, выявлять поверхностный магнетизм, поверхностную магн. анизотропию. Прямое и косвенное обменное взаимодействие электронов изучается на специально изготовленных плёнках с «модулированной» атомной структурой (система чередующихся магн. и немагн. слоёв толщиной в один или несколько нанометров).

Эксперименты показали, что заметное уменьшение  $M_E$  наступает лишь в М. п. толщиной менее десятка атомных слоёв (<3 нм) и у этих же плёнок обнаруживаются некое снижение темп-ры Кюри. В области низких темп-р  $T$  наблюдается переход от известного *Блоха закона*  $\Delta M \sim T^{3/2}$ , выполняющегося для толстых ферромагн. плёнок, к почти линейному спаду намагниченности с темп-рой в сверхтонких М. н. Правда, такие «однородные» плёнки чаще всего уже не являются однородными, а имеют островковую структуру.

Спонтанная намагниченность  $M_E$  М. н. определяется не только хим. составом, но и фазовым состоянием конденсата, зависящим от условий осаждения.

Фундам. свойством М. н. является *магнитная анизотропия*, характеризуемая т.н. симметрией, ориентацией осей лёгкого намагничивания, энергией константами или напряжённостью  $H_A$  эффективного поля анизотропии. Наряду с магнитоэпитакс. анизотропией формируются и естествен. кристаллографич. магн. анизотропией в монокристаллах. М. п., в текстурованных поликристаллах, плёнках (Со, MnBi и др.) может существовать значит. наклонная анизотропия разл. природы: магнитотурбул. (магнитострикционная) анизотропия; анизотропия направленного упорядочения атомов, осуществляющегося в процессе роста и термообработки М. н.; анизотропия направленного роста зёрен; *ориентация* вытянутых нор; анизотропия распределения магн. и немагн. примесей по границам зёрен и др. При осаждении плёнок после термич. испарения в вакууме в М. п. возникает анизотропия, вызванная наклонным наведением атомов на подложку с образованием цепочек кристаллитов (механизм самозатенения), с наклонной столбчатой структурой. При эпитаксиальном росте М. п. из жидкой фазы со сложным ионным составом, напр. плёнок редкоземельных ферритов-гранатов, возникает ростовая анизотропия, обусловленная избират. осаждением разл. ионов в открытые додекаэдрич. позиции определенной плоскости роста.

Результирующая анизотропия определяет тип *магнитной доменной структуры* и характер процессов намагничивания М. п. В плёнках с преобладающей анизотропией формы (фактор качества  $Q < 1$ ) спонтанная намагниченность лежит в плоскости образца, и в этом случае образуются вытянутые т. н. плоские магн. домены (ПМД). Осн. процессом *перемагничивания* таких М. н. вдоль осей лёгкого намагничивания является движение *доменных стенок*, наблюдается прямоугольная петля гистерезиса с координатной силой  $H_c$ , равной полю старта необратимого смещения стенок (границ).

В плёнках с преобладающей перпендикулярной анизотропией (фактор качества  $Q > 1$ ) ось лёгкого намагничивания (ОЛН) ориентирована по нормали к поверхности. В таких М. п. образуются круглые *цилиндрические магнитные домены* (ЦМД), илottedя полюсовая или лабиринтная доменная структура. В чистых, практически бездефектных плёнках петля гистерезиса очень узкая ( $H_c \leq 1$  А/см) и наклонённая. В определённом интервале значений внеш. поля  $H$ , приложенного вдоль ОЛН, наблюдаются равновесные ЦМД, к-рые легко переключаются по плёнке под действием неоднородного магн. поля. Эти подложные ЦМД в феррит-гранатовых М. н. используются в качестве носителей информации в магн. запоминающих устройствах (ЗУ).

К концу 1980-х годов достигнут значит. прогресс в эксперим. и теоретич. исследовании М. п. — их магн. микроструктуры, статьи и динамики доменной структуры и структуры междоменных стенок. Обнаружено

сильное влияние тонкой структуры стенок (скрученности, наличия в них т. н. *Блоха линий* и *Блоха точек*) на их поведение в импульсном и высокочастотном магн. поле. Присутствие линий Блоха, разделяющих разнородные участки стенок, во-первых, заметно снижает подвижность стенок из-за доп. рассеяния эл. магн. энергии, а во-вторых, вызывает рост эффективной массы еёстойкой стенки вследствие накопления кинетич. энергии в линиях Блоха, нерецающихся вдоль движущейся стенки (см. *Доменной стенки динамика*). Разрабатываются запоминающие устройства со сверхвысокой плотностью записанной информации, в к-рых битом является пара вертикальных линий Блоха, продвигающихся вдоль замкнутой стенки волосого домена в феррит-гранатовых плёнках.

Тонкие М. н. нашли широкое применение в вычислит. технике и автоматике, в оптоэлектронике и интегр. оптике. На базе М. н. возникла новая отрасль науки и техники — магн. микроэлектроника. Плёночная (интегральная) технология позволяет решать актуальные задачи микроинтеграции элементной базы и схемотехники ЭВМ.

М. п. пришли на смену таким дискретным магн. элементам логич. и запоминающих устройств, как ферритовые сердечники, трансфлекторы и пластины с отверстиями. Вместо них было предложено использовать матрицы из пермаллоевых итатов толщиной ~100 нм или цилиндров. М. п. (бронзовые проволоки, покрытые слоем пермаллоя толщиной ок. 1 мкм) с кольцевыми замкнутыми по окружности магн. доменами.

Созданы т. н. доменные ЗУ, в к-рых элементом памяти является магн. домен с определённой поляризации спонтанной намагниченности. К ним относятся: устройства на *плоских магн. доменках*, *продвигающихся в выскоординативных каналах*; ЗУ на подложных ЦМД диаметром ок. 1 мкм, на решетках ЦМД. Позже появились, продвижения, хранения и считывания цифровой информации доменные устройства на М. п. обеспечивают производство осп. логич. операций (т. е. обработку информации). Твердотельные ЗУ на ЦМД обладают высокой надёжностью, компактностью, энергонезависимостью и малой чувствительностью к неблагоприятным внеш. воздействиям. Огромная информат. плотность и ёмкость ЦМД-микросхем делает их конкурентоспособными с ЗУ на магн. дисках и барабанах.

Др. перспективное направление развития информативно-вычислит. систем состоит в разработке магнитооптич. памяти на М. н. (магнитооптич. диски). Это направление предполагает использование лазеров, записи информации термомагн. способом, а считывание — с помощью магнитооптич. эффектов Керра или Фарадея. В качестве реверсивной среды — носителя информации служат М. н. из соединений типа TR (Т — редкоземельный металл, R — редкоземельный элемент), обеспечивающие высокую плотность записи (~10<sup>7</sup> бит/см<sup>2</sup>) и надёжное магнитооптич. считывание. Плёнки с высокой магнитооптич. добротностью (напр., Bi-содержащие феррит-гранатовые плёнки) используются в оптич. детекторах и модуляторах, вентилях и переключат. устройствах волоконно-оптич. линий связи.

Магнитомягкие (пермаллоевые) плёнки используются при создании магнитопроводов, подложных накопителей с узким зазором в многоканальных интегр. магн. головках для записи и индукц. считывания информации, для магнитоэростивного считывания.

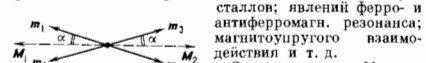
В СВЧ-технике М. п. применяются в виде фильтров поглощения и пропускания, фазовращателей и вентилях в интегр. исполнении. В этих устройствах используются также явления, как ферромагн. резонанс, свинцовые эффекты и магнитоустич. колебания.

Лит.: Тонкие ферромагнитные плёнки, пер. с нем., М., 1964; Физика тонких плёнок, пер. с англ., т. 1—8, М., 1967—78; Сухарь Р., Магнитные тонкие плёнки, пер. с англ., М., 1967; Колотов О. С., Погорелов В. А., Тетякин И. В., Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных плёнок, М., 1970; И л о в ш е н

М. Л. Ф., Электронически освоенные магнитные элементы, Минск, 1972; Захарович И. Л., Функ М. Я., Косенко В. Я., Мухоморов В. И., Структура и свойства сгруппированных пленок железо-ингел-кобальтовых сплавов, Минск, 1974; Лесник А. Т., Наведенная магнитная анизотропия, К., 1976; Мочалов В. Д., Магнитная микроэлектрометрия, М., 1977; Балабанов А. М., Червонович К. С. А. Я., Магнитные материалы для микроэлектроники, М., 1979; Ильянов Р. Д., Магнитные металлические пленки в микроэлектронике, М., 1980; Малозёмов А. С., Сагозуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982; Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах, Сирачович, М., 1987. А. Т. Шильков.

**МАГНИТНАЯ ПОДРЕШЕТКА** — совокупность кристаллографически эквивалентных атомов кристалла, атомные магн. моменты к-рых равны и параллельны; понятие «М. п.» используется при описании *магнитной атомной структуры* магнитоупорядоченных кристаллов (МУ-кристаллов) в модели локализов. магн. моментов. Рассчитанная на единицу объёма сумма магн. моментов атомов, входящих в данную М. п., наз. и м а г н и т н ы й ч и с л о ч и с л о н д р е ш е т к и. Термин «М. н.» возник, когда число М. н. у известных кристаллов не превышало двух, т. е. когда среди магн. структур кристаллов были известны лишь простейшие их типы: ферромагнитная (ФМ-структура, одна подрешетка) и коллинеарная антиферромагнитная (АФМ-структура, две подрешетки). Позднее к ним добавлялась неелеская коллинеарная ферримагн. структура (ФИМ-структура, в простейшем случае — две подрешетки). В дальнейшем были обнаружены магнетики с более сложными, неколлинеарными магн. структурами и, соответственно, с большим числом подрешеток (три, четыре и более). Описание свойств винтовых *несоразмерных магнитных структур* формально требует бесконечного числа М. н., поэтому к таким структурам понятие «М. н.» не применимо.

Прямые эксперим. доказательства существования М. н. были получены методами *магнитной нейтрографии*. Магн. нейтрограммы многих МУ-магнетиков указывают на существование в них небольшого числа М. п. Концепция М. н. широко используется в физике МУ-кристаллов: при интерпретации их нейтрограмм; в феноменологии теории МУ-магнетиков; при описании носовой и температурной зависимости магн. восприимчивости МУ-кристаллов; ВЧ-свойств МУ-кристаллов; явлений ферро- и антиферромагн. резонанса; магнитоупорядоч. взаимодействия и т. д.



Строго говоря, М. п. — понятие модельное. Иллюстрацией этого может служить следующий пример. Предположим, что АФМ-структура кристалла такова, что в *магнитной ячейке* имеются атомные моменты четырех направлений, так что число М. п. здесь равно 4 (рис.). Но если угол  $\alpha$  мал, то приближенно можно считать, что магн. структура характеризуется лишь двумя М. п. с антипараллельной ориентацией их намагниченностей (за их антипараллельность ответственно сильное *обменное взаимодействие* отрицат. знака), а расщепление каждой из них, в свою очередь, на две обязано гораздо более слабым (релятивистским) взаимодействиям. Тогда для описания большинства свойств такого антиферромагнетика достаточно пренебречь слабой неколлинеарностью и пользоваться двухподрешеточной моделью. Лишь для объяснения нек-рых эксперим. данных требуется рассмотреть истинную магн. структуру и использование 4-подрешеточной модели.

Т. о., часто число вводимых М. п. связано с глубиной (детальностью) теоретич. рассмотрения магн. структуры МУ-кристаллов и их свойств. Иногда, даже зная из эксперим. данных о наличии большого числа М. п., сознательно применяют отрубленную описанию и для простоты пользуются меньшим числом М. п. (чаще всего это соответствует обменному приближению). Есте-

ственно, число М. п. не может превышать числа магн. атомов в магн. ячейке.

В феноменологии теории МУ-кристаллов понятие М. п. обретает новые черты. Суммарная намагниченность каждой подрешетки считается непрерывно распределенной в пространстве с плотностью  $M_i(r) = \text{const}$ , так что МУ-кристалл рассматривают как совокупность взаимодействующих сплошных сред с намагниченностями  $M_i(r)$  для каждой из них. *Термодинамический потенциал*  $\Phi$  кристалла записывается с учётом энергии взаимодействия намагниченностей подрешеток и приважен к группе симметрии парамагн. фазы кристалла. В число входящих в  $\Phi$  членов есть члены, соответствующие взаимодействию намагниченности подрешетки с самой собой, а не только с намагниченностями других М. н. Такой подход позволяет исследовать, напр., динамику свойств МУ-кристаллов, в частности собств. частот колебаний намагниченностей М. н. (спектр *спиновых волн*), если допустить слабую неоднородности М. н. (небольшие отклонения локальной намагниченности от ср. значения) и характеризовать МУ-кристалл не только намагниченностями  $M_i(r)$ , но и их градиентами. При актуальных для эксперимента ДВ-колебаниях можно считать неоднородности  $M_i(r)$  малыми и использовать разложение по малым отклонениям от равновесного распределения намагниченностей М. н.

При использовании любой модели М. п. (точной или отрубленной) в решении подобных динамик. задач должно выполняться следующее правило: число ветвей колеб. спектра равно числу М. п. (числу прецессирующих векторов намагниченности), одна из ветвей является бесщелевой (голдстоуновской), а остальные имеют щели (являются оптическими) — при учёте достаточного количества взаимодействий; при пренебрежении же какими-то взаимодействиями бесщелевыми могут стать и другие ветви.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Смарт Дж., Эффективное поле в теории магнетизма, пер. с англ., М., 1968.

В. Е. Лавин.

**МАГНИТНАЯ ПОСТОЯННАЯ** (магнитная проницаемость в вакууме) — коэф. пропорциональности  $\mu_0$ , появляющийся в ряде ф-л электромагнетизма при записи их в *Международной системе единиц* (СИ). Так, индукция  $B$  магн. поля (*магнитная индукция*) и его напряжённость  $H$  связаны в вакууме соотношением  $B = \mu_0 H$ , а в к. л. вещества  $B = \mu \mu_0 H$ , где  $\mu$  — относительная *магнитная проницаемость* вещества и  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн·м<sup>-1</sup> = 1,25663706144 · 10<sup>-6</sup> Гн·м<sup>-1</sup>.

**МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ** — величина, характеризующая реакцию среды на возмущение внеш. магн. поля напряжённостью  $H$ . М. п. количественно определяется отношением  $\mu = B/H$ , где  $B$  — магн. индукция. С точки зрения электродинамики, М. п. аналогична *диэлектрической проницаемости*  $\epsilon$  и симметрично с ней входит в т. п. материальные уравн., дополняющие систему *Максвелла уравнений*, определяя, в частности, показатель преломления среды  $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ .

М. п. связана с *магнитной восприимчивостью*  $\chi$  соотношением

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \quad (1)$$

(в *Гауссовой системе единиц*), из к-рого следует, что  $\mu > 1$  для *парамагнетиков*,  $\mu < 1$  для *диамагнетиков* и  $\mu = 1$  в вакууме (в системе СИ для вакуума  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м). В аннотированной среде М. п. анизотропна и является тензором. В общем случае перенорменно и неоднородного внеш. поля М. п. комплексна

$$\mu = \mu' + i\mu'', \quad (2)$$

причём  $\mu'$  и  $\mu''$  — ест. ф-ции частоты  $\omega$  и волнового вектора  $q$ ;  $\mu' = \mu'(q, \omega)$  наз. динамической неоднородной М. п.,  $\mu(0, 0)$  — статической однородной М. п. Минная часть  $\mu''$  описывает поглощение (т. е. потерю) эл.-магн. энергии в веществе,  $\mu'$  и  $\mu''$  связаны



между собой, как и диэлектрик. проницаемости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  Крамера—Кронига соотношениями.

М. н. является одной из осн. характеристик магн. вещества и материалов. В магнитоупорядоченных средах М. н. зависит от поля  $H$ , поскольку намагниченность  $M$  в этом случае является нелинейной ф-цией  $H$ . Обычно рассматривают т. н. а ч а л ь ц у ю М. н.

$$\mu_a = \lim_{H \rightarrow 0} M/H \quad (3)$$

и д и ф ф е р е н ц и а л ь н у ю М. н.

$$\mu_d = dB/dH. \quad (4)$$

Интервал значений  $\mu$  для разл. магнетиков очень велик — от единиц до  $10^6$  в магнито-мягких материалах.

При определении истинной М. н. реальных образцов необходимо учитывать эффекты размагничивания. Внутр. поле в образце

$$H_i = H - NM = H - N\chi H, \quad (5)$$

откуда

$$H_i = H/(1 + \chi N), \quad (6)$$

где  $N$  — размагничивающий фактор. Тогда М. н. тела ( $\mu$ ) с учётом эффектов размагничивания

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{B}{H_i(1 + \chi N)} = \frac{\mu'}{1 + \chi N} = \mu' \left(1 + N \frac{\mu' - 1}{4\pi}\right)^{-1}. \quad (7)$$

Зависимость  $\mu(H)$  тесно связана с магнитной доменной структурой вещества и с процессами её изменения при намагничивании. Поэтому изучение этой зависимости даёт важную информацию о доменной структуре, подвижности доменных стенок и т. д.

В слабых полях  $H$  обычно определяется процессами смещения доменных стенок и имеет большую величину. Для т. н. процессов вращения в намагничиваемых магнито-твёрдых материалах значение  $\mu$  меньше ( $\mu \approx M_s^2/K$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения, а  $K$  — константа анизотропии). Функция  $\mu(H)$  сначала растёт, достигая максимума при поле  $H \approx H_c$  ( $H_c$  — коэрцитивная сила), а затем падает. Зависимость  $\mu(H)$  может быть обратной (в слабых полях в магнито-мягких материалах) или необратимой. Последнее связано с гистерезисными явлениями (см. Гистерезис магнитный). Температурная зависимость М. н. определяется разл. механизмами при разных  $H$ . Так, в области, где намагничивание определяют процессы вращения,  $\mu_2 \approx M_s H_a$  ( $H_a$  — поле анизотропии). Значение  $H_a \sim \sim K_n(T) \sim [M_s(T)]^n$  ( $K_n$  — константа анизотропии порядка  $n$ ), и, следовательно,  $\mu_2$  сильно растёт с приближением к точке Кюри  $T_c$  в соответствии с общей теорией критических явлений.

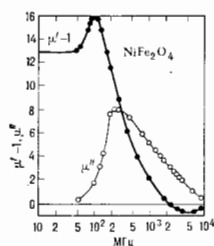


Рис. 1. Кривые  $\mu'(\omega)$  — 1 и  $\mu''(\omega)$  для никелевого феррита.

Важную роль как в исследованиях по физике магнетизма, так и в техн. применении магн. материалов играет зависимость комплексной М. н. от частоты  $\omega$  переменного внешнего поля  $H$ . Типичный вид кривых  $\mu'(\omega)$  и  $\mu''(\omega)$  приведен на рис. 1.

Имеется неск. факторов, обуславливающих дисперсию  $\mu(\omega)$ . В материалах с большой проводимостью существенную роль играют вихревые токи, приводящие к большому потерям энергии ( $\mu''$  велико). Поэтому широкое применение в технике нашёл высокоомные магн. материалы (ферриты). Тем не менее и в ферритах большие значения  $\mu'$  при малых потерях  $\mu''$  наблюдаются лишь в определённом интервале частот. Это обусловлено яв-

лением ферромагнитного резонанса на частоте  $\omega_r = \gamma H_d$  ( $\gamma$  — магнито-механическое отношение). При знач. размагничивающих факторах  $\omega_r$  может возрастать до значения  $\omega_{\text{макс}} = \gamma(H_d + 4\pi M_s)$ , что при наличии доменной структуры приводит к образованию широкой частотной полосы потерь  $\omega_r < \omega < \omega_{\text{макс}}$  ввиду возможности разл. ориентации доменов относительно направления переменного поля  $H$  — с соответствующим изменением их размагничивающих факторов. Лишь при  $\omega > \omega_{\text{макс}}$  потери становятся малыми. Ещё одной причиной дисперсии  $\mu(\omega)$  являются релаксационные процессы, ответственные также за магнитную вязкость вещества. Эффект связан с отставанием намагниченности от веш. поля. Время релаксации  $\tau = \tau_0 \exp(E_m/kT)$ , где  $E_m$  — энергия активации, а  $\tau_0$  есть т. н. время  $T \rightarrow \infty$ . Если имеется только одно время релаксации, то  $\mu'$  и  $\mu''$  описываются формулами

$\mu'(\omega) = 1 + 4\pi\chi_{\text{ст}}(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$ ,  
 $\mu''(\omega) = 4\pi\chi_{\text{ст}}\omega\tau(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$ ,  
 (8)

где  $\chi_{\text{ст}} = M_s/H_c$ , а  $M_s$  — равновесное значение  $M$  при данном поле  $H$ . Ф-ция ( $\mu' - 1$ )/ $4\pi\chi_{\text{ст}}$  и  $\mu''/4\pi\chi_{\text{ст}}$  изображены на рис. 2. Из ф-л (8) видно, что  $\mu'$  и  $\mu''$  связаны друг с другом. Можно построить т. п. диаграммы Аржана (или Коле и Коле) зависимости  $\mu' = f(\mu'')$ .



Рис. 3. Диаграмма Аржана (или Коле и Коле) зависимости  $\mu' = f(\mu'')$ .

Видно, что  $\mu'$  и  $\mu''$  связаны друг с другом. Можно построить т. п. диаграммы Аржана (или Коле и Коле)  $\mu' = f(\mu'')$  (рис. 3), имеющие вид полуокружности, на к-рые укладываются значения  $\mu'$  и  $\mu''$  при разных  $\omega$  и  $\tau$ . Если дисперсия определяется в основном релаксационными механизмами, то эксперим. данные хорошо ложатся на эту полуокружность. Значение  $E_m$ , определённое из ВЧ-измерений, оказывается для мн. ферритов хорошо совпадающей со значением энергии активации  $E_r$ , полученной из измерений электроспротивления. Кроме указанных причин дисперсия  $\mu(\omega)$  может вызываться нелинейностью зависимости  $B = B(H)$  и гистерезисом.

Лит.: Л. и А. у Л. Д., Л. Ф. и И. Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2-й изд., М., 1982; Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Ю. П. Ирхин, МАГНИТНАЯ СИММЕТРИЯ — раздел симметрии кристаллов, учитывающий специфику их магнитных свойств, а именно: в М. с. принимаются во внимание симметрии уравнений движения по отношению к операции обращения времени  $R$ , под действием к-рой координаты всех точек кристалла остаются неизменными, а скорости меняются на противоположные. Соответственно, под действием операции  $R$  средняя по времени микроскопическая плотность заряда  $\rho(x, y, z)$ , описывающая обычную (электрическую) структуру кристалла, не меняется, а кроме  $\rho$  рассматривается микроскопическая средняя плотность магнитного момента  $m(x, y, z)$  [или, что эквивалентно, тока  $j(x, y, z)$ ], меняющая знак под действием  $R$ . Группой магнитной симметрии кристалла называется множество преобразований (пространственных и комбинаций из  $R$  и пространственных преобразований), оставляющих инвариантными функции  $\rho(x, y, z)$  и  $m(x, y, z)$ . Если представить операцию  $R$  как замену чёрного цвета на белый, то магнитные группы совпадают с публицовскими группами симметрии и антисимметрии.

Имеются три типа магнитных групп.

1. Для кристаллов без магнитной структуры  $m(x, y, z) = 0$ , группа магнитной симметрии  $\bar{G}$  содержит операцию  $R$  и является прямым произведением пространственной (см. *Фёдоровские группы*) группы  $G$  на группу, состоящую из операции  $R$  и тождественной операции  $\bar{G} = G + RG$  (серые группы).

2. Белые группы вообще не содержат операции  $R$  и совпадают с фёдоровскими группами.

3. Чёрно-белые группы содержат операцию  $R$  только в комбинациях  $g = Rg$  с пространственными преобразованиями  $g$ , отличными от тождественного преобразования. Наиболее простой вывод чёрно-белых групп состоит в следующем: берётся фёдоровская группа  $G$  и её известное несидящее одномерное неприводимое представление; те элементы  $g \in G$ , для  $k$ -рых характеры  $\chi(g) = 1$ , входят в шубниковскую группу  $\bar{G}$  непосредственно, а те, для  $k$ -рых  $\chi(g) = -1$ , — в комбинации  $Rg$ . Перебирая все фёдоровские группы и их одномерные несидящие одномерные неприводимые представления, получаем все чёрно-белые шубниковские группы.

Всего имеется 1651 магнитная (шубниковская) пространственная группа, из них 230 серых, столько же белых и 1191 чёрно-белая. Для анализа макроскопических свойств достаточно ограничиться точечной симметрией. Всего имеется 122 кристаллографических магнитных класса (точечные группы), из них 32 серых, 32 белых и 58 чёрно-белых.

Среди макроскопических магнитных свойств особое место занимает намагниченность  $M$ . Любой магнитный класс, допускающий намагниченность, есть подгруппа группы симметрии магнитного момента  $m \cdot \infty : m$  (обозначения по Шубникову), состоящей из оси бесконечного порядка  $\infty$  (вдоль  $M$ ), перпендикулярной ей плоскости симметрии  $m$ , а также бесконечного числа проходящих через ось  $\infty$  антиплоскостей симметрии  $m$  (т. е. плоскостей отражения с одновременным обращением времени) и перпендикулярных оси  $\infty$  антиосей второго порядка  $2$ .

Магнитное упорядочение возникает вследствие взаимодействий, зависящих от магнитного момента. Если пренебречь слабыми релятивистскими взаимодействиями, то остаётся обменное взаимодействие, зависящее от взаимной ориентации спинов и не зависящее от ориентации спинов относительно решётки. Поэтому кроме приведённого точного описания  $M$ , с. для классификации магнитных структур используется обменная симметрия (ОС). Группа ОС связана с группой  $G$  симметрии илотности заряда соотношением

$$G_{ex} = G \times U,$$

где  $U$  — группа вращений в силовом пространстве. Поскольку в ОС ориентация спинов относительно решётки условна, можно считать, что под действием  $g \in G$  спины ведут себя как скаляры и  $m(r)$  переходит в  $m(g \cdot r)$ . Действуя на  $m(r)$  различным  $g \in G$ , получаем представление группы  $G$ . Разлагая это представление на неприводимые, получаем

$$m(r) = \sum_{\alpha} m_{\alpha}^{\nu} \varphi_{\alpha}^{\nu}(r), \quad (1)$$

где  $\nu$  — номер представления,  $\varphi_{\alpha}^{\nu}$  — базисные функции представления. Функция  $m^{\nu}(r)$  является силовым инвариантом, поэтому она инвариантна относительно  $G$  и

$$m_{\alpha}^{\nu} \cdot m_{\beta}^{\nu} = C_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}. \quad (2)$$

Максимальное число взаимно перпендикулярных компонент магн. момента равно 3, поэтому суммарная размерность представлений, входящих в разложение (1), не превышает трёх.

Классификация магнитных структур в ОС проводится неребром различных представлений фёдоровских групп. Если разложение (1) содержит только единичное представление, то имеется ферромагнитная структура,

или не содержит единичного представления, — антиферромагнитная, в остальных случаях — ферримагнитная структура.

Если представить различные значения спина различными цветами, то ОС сводится к цветной симметрии ( $P$ -симметрии).

Лит.: Зайндау П. Д., Лифшиц Е. М., Электропроводные сплавные сред., 2 изд., М., 1982; Копчик В. А., Шубниковские группы, М., 1966; Андреев А. Ф., Марченко В. И., ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1522; Загорская А. М., Гудатский Э. И., Пазысврат А. Ф., Цветная симметрия, ее обобщения и приложения, Кипинер, 1978; Назюмов Ю. А., Найш В. Б., Озеров Р. П., Нейтронграфия магнетиков, М., 1981. Е. В. Логиню.

**МАГНИТНАЯ ТЕКСТУРА** — преимуществ. ориентация осей лёгкого намагничивания в поликристаллическом ферро- или ферримагнитном материале. Наличие  $M$ , т. приводит к анизотропии магн. свойств материала (см. *Магнитная анизотропия*). При ориентации векторов  $M_i$  синхронной намагниченности магн. доменов вдоль выделенной оси  $M$ , т. наз. осевой (продольной  $o$ ), при их ориентации перпендикулярно этой оси — поперечной (поперечной  $p$ ).

$M$ , т. может быть получена разл. способами. Наиб. часто  $M$ , т. является следствием кристаллографич. текстуры, т. е. преимуществ. ориентации отд. зёрен в поликристаллах, возникающей при кристаллизации, пластич. деформации, рекристаллизации или фазовых превращениях. Кристаллографич. текстура в порошковых магн. материалах создаётся в результате пресовывания изделий в магн. поле.

Распространённым способом создания  $M$ , т. является термомагн. или термомеханич. обработка. В первом случае термич. обработка производится в магн. поле, во втором — под растягивающей или сжимающей нагрузкой.  $M$ , т. может возникать и за счёт иррадиации образцов к-л. характерной формы (удлинённой, уплощённой и др.).

Осевая  $M$ , т. широко используется для улучшения свойств магн. материалов. В магнитно-мягких материалах вдоль направления оси  $M$ , т. облегчаются процессы перемагничивания, поскольку в этих материалах преобладают 180-градусные доменные стенки, требующие для своего смещения минимальных затрат энергии. По этой же причине при перемагничивании вдоль оси  $M$ , т. наблюдаются высокие значения магнитной проницаемости, низкие значения коэрцитивной силы и потерь на гистерезис. Для магнитно-твёрдых материалов важное значение имеет намагниченность остаточная  $M_r$ , достигающая наиб. значения вдоль оси  $M$ , т. В большинстве магнитно-твёрдых материалов коэрцитивная сила  $H_c$  вдоль оси  $M$ , т. превышает её значения в др. направлениях. Последнее связано с тем, что значения  $H_c$  таких материалов определяются необратимостью процессов вращения векторов  $M_i$  или задержкой возникновения зародышей перемагничивания.

Материалы с  $M$ , т. относятся к анизотропным материалам. Среди магнитно-мягких материалов с  $M$ , т. наиб. распространены: холоднокатаная электротехнич. сталь (после прокатки обладающая кристаллографич. текстурой), сплавы пермаллой и пермшвар (после термомагн. обработки). К магнитно-твёрдым материалам с  $M$ , т. относятся сплавы титана аллико (ЮИДТ), титанал (ЮИДКТ), никаллой, сплавы Fe—Co—Cr, бариевый и кобальтовый ферриты, материалы на основе интерметаллических соединений редкоземельных элементов. Иногда для получения макс.  $M$ , т. сочетают создание кристаллографич. текстуры с термомагн. обработкой (напр., в сплавах аллико и титанал).  $M$ , т. может существовать и в аморфных магнетиках за счёт локальной анизотропии внутрискристаллического поля и неоднородности, вызванных технологич. причинами.

Лит.: Игробаженский Я. А., Бишаров Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1980; Вонсовский В. С., Магнетизм, М., 1971. А. С. Ермоленко.

**МАГНИТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ** — метод измерения низких температур, основанный на существовании

сильной температурной зависимости магн. свойств ряда веществ. В более узком смысле термин «М. т.» относится к методу измерения темп-ры в к-ром термометрич. параметром служит *магнитная восприимчивость*  $\chi$  парамагн. соли или ядерного парамагнетика. В этом методе за магн. темп-ру принимается величина  $T^* = C/\chi$ , где  $C$  — константа в *Кюри законе* (иногда вместо закона Кюри используют *Кюри-Вейса закон*). В области темп-ры в к-рой выполняется закон Кюри,  $T^*$  совпадает с абс. термодинамич. темп-рой  $T$ . При ионизации темп-ры значения  $T$  и  $T^*$  могут существенно различаться. Для установления связи между  $T^*$  и  $T$  в этом случае проводят калибровку используемого парамагн. соли, исходя из второго начала термодинамики

$$T = \frac{(\partial Q/\partial T^*)_{H=0}}{(\partial S/\partial T^*)_{H=0}} = f(T^*),$$

где  $(\partial Q/\partial T^*)_{H=0}$  — теплоёмкость, измеренная с помощью магн. термометра,  $S$  — энтропия,  $H$  — магн. поле. Величину  $(\partial S/\partial T^*)_{H=0}$  находят экспериментально, адиабатически размагничивая соль от разл. начальных значений магн. поля и вычисляя зависимость  $S(H)$  при высоких темп-рах, где парамагн. соль подчиняется закону Кюри. Одновременно измеряют получаемую при размагничивании от данного значения поля темп-ру  $T^*(H)$ . Т. о. находят зависимость  $S(T^*)$  и соответственно величину  $(\partial S/\partial T^*)_{H=0}$ . Практически магн. темп-ру  $T^*$  переводят в абсолютную, используя таблицы, составленные для ряда солей.

М. т. применяется для измерения как темп-ры магн. подсистемы парамагнетика, так и темп-ры др. подсистем, пришедших в тепловое равновесие с магн. подсистемой. Для измерения темп-ры в диапазоне  $1 \div 0,01$  К обычно применяется церий-магнетитовый нитрат (ЦМН), магн. восприимчивость к-рого подчиняется закону Кюри — Вейса. Этой зависимости удобно пользоваться до темп-ры  $\approx 5 T_c$  ( $T_c$  — темп-ра упорядочения, для ЦМН  $T_c \approx 4,9$  мК). При более низких темп-рах магн. восприимчивость ЦМН описывается более сложной зависимостью. Для измерения более низких темп-р (до  $\sim 1$  мК) используют ЦМН, в к-ром Со частично замещён La. Восприимчивость парамагн. соли измеряют мостами иерем. тока по сравнению взаимонддуктивности двух одинаковых катушек, в одной из к-рых находится образец соли, а при малых количествах соли — сверхпроводником квантовым интерферометром магн. потока — СКИМП (или *Сквид*) [разрешение по темп-ре  $\Delta(1/T) = 0,001$  К $^{-1}$  удаётся получить с использованьем только 1 мг соли].

Магн. термометр за основе парамагн. соли является вторичным. Его калибруют, определяя константы в законе Кюри или Кюри — Вейса др. методом (по другому термометру), обычно в области темп-р  $2 \div 0,5$  К. Точность измерения магн. темп-ры в этом диапазоне не превосходит 0,4%.

Для измерения в миллиградусном и микроградусном диапазоне темп-р используют датчики на основе ядерного магнетизма веществ (Sn, Al, Ti, Pt, Au $^{199}$ ), у к-рых ядерная магн. восприимчивость подчиняется закону Кюри. Т. к. ядерная восприимчивость на порядки меньше электронной, особое внимание приходится уделять чистоте используемых веществ. Статич. методы измерения ядерной намагнитченности с использованием СКИМПа (сквида) пригодны только для образцов, в к-рых магнетизм электронов не влияет на результаты при всех темп-рах, при к-рых проходит измерение. Насыщение намагнитченности электронной составляющей достигается наложением достаточно больших внеш. магн. полей. К преимуществам статич. метода измерения ядерной намагнитченности относятся малая мощность, выделяемая в термометре, к-ран может быть уменьшена до очень малой величины ( $\sim 10^{-18}$  Вт).

Резонансные методы измерения ядерной намагнитченности имеют очевидное преимущество по сравнению со статическими, т. к. ларморовские частоты ядер и элект-

тронов примесных атомов различаются на порядки. Используются как непрерывные, так и импульсные методы *ядерного магнитного резонанса*. В случае ЯМР, осуществляемого в непрерывном режиме, восприимчивость ядер измеряется по величине сигнала поглощения радиочастотного (РЧ)-поля, а в импульсном режиме — по величине сигнала индукции. Методы непрерывного ЯМР позволяют проводить измерения с большей точностью, чем импульсные методы, однако весьма серьёзным мешающим фактором является перегрев ядерной спиновой системы РЧ-полем. При импульсном ЯМР величина сигнала индукции пропорциональна величине намагнитченности ядер до подачи РЧ-импульса. Поэтому, увеличивая значение задержки между импульсами, можно контролировать перегрев ядерной спиновой системы.

Наиб. распространён платиновый импульсный ЯМР-термометр. В платине время ядерной спин-решётной *релаксации*  $\tau$  подчиняется закону Кориши  $\tau \sim \chi/T$  с малой величиной постоянной Кориши ( $\chi = 0,03$  с $^{-1}$ К), что обеспечивает быстрое установление равновесия между темп-рой ядер и электроном проводимости. Кроме того, измерение  $\tau$  часто используют для самокалибровки платинового ЯМР-термометра. К перспективным видам М. т. для миллиградусной области темп-р относится использование СКИМПа в методах ЯМР, что позволяет существенно уменьшить погрешности измерений за счёт снижения мощности, выделяемой в ядерную спиновую систему.

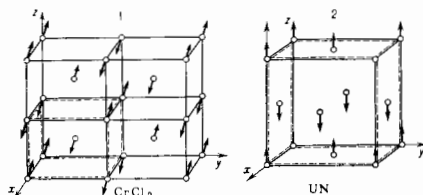
Лит.: Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1972; Лоу и см в ад. 0, В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977. Ю. М. Вильков.

**МАГНИТНАЯ ЦЕПЬ** — прострапств. неоднородность *магнетиков* (вещств или сред с разл. магн. проницаемостью), но к-рым проходит иеренд. *магнитный поток*. Понятие «М. ц.» широко пользуются при расчётах ност. магнитов, электромагнитов, реле, магн. усилителей, электроизмерит. и др. приборов. В технике распространены как М. ц. в к-рых магн. ноток практически полностью проходит в ферромагнетиках и ферримангнетиках — ферритах (а м к в у т ы е М. ц.), так и М. ц. включающие помимо ферромагнетиков и ферримангнетиков диамагнетики (напр., воздушные зазоры). Если магн. поток возбуждается в М. ц. пост. магнитам, то такую цепь называют *иодя р н о в а н о й*. М. ц. без ност. магнитов наз. *н е й т р а л ь н о й*; магн. ноток в ней возбуждается током, протекающим в обмотках, охватывающих часть или всю М. ц. В зависимости от характера тока возбуждения различают М. ц. постоянные, переменные и импульсные магн. потоков. Вследствие формальной аналогии электрич. и магн. цепей к ним применим общий матем. аппарат. Напр., для М. ц. аналогом *Ома закона* служит  $\Phi = \Phi \cdot R_m$ , где  $\Phi$  — магн. поток,  $R_m$  — *магнитное сопротивление*,  $F$  — *магнитобуждающая сила*. К М. ц. применим *Кирхгофа правило*. Существует, однако, и принципиальное различие между М. ц. и электрич. цепью: в М. ц. с неизменным во времени потоком  $\Phi$  не выделяется Джоулева теплота (см. *Джоуля — Ленца закон*), т. е. нет рассеяния эл.-магн. энергии.

Лит.: Калашников С. Г., Электричество, 5 изд., М., 1985; Поливанов К. М., Ферромагнетизм, М. — Л., 1957.

**МАГНИТНАЯ ЯЧЕЙКА** — элемент структуры магнитоупорядоченного кристалла, параллельными переносами к-рого в трёх измерениях (*трансляциями*) можно полностью воспроизвести *магнитную атомную структуру* кристалла. Понятие «М. я.» во многом аналогично кристаллохимическому понятию «элементарная ячейка» кристалла (ЭЯК), но существуют и различия в их определении. В случае М. я. трансляции должны приводить к совмещению кристалла с самим собой с учётом атомных магн. моментов, а не только ложных атомов и их хим. сортировки, как в случае

ЭЯК. При определении ЭЯК главным считается требование, чтобы её симметрия как конечной фигуры отвола точечной группе *симметрии кристалла*. Это требование не применимо к М. я., т. к. она всегда содержит одну или несколько прилегающих друг к другу целых ЭЯК и в общем случае симметрия М. я. уже не будет соответствовать точечной группе кристалла



(или даже его сингонии). Однако симметрия М. я. всегда соответствует точечной шубниковской группе магн. симметрии кристалла.

На рис. приведены примеры М. я. двух кристаллов (нуктирующей линией показана внеш. форма ЭЯК, изображены только атомы, обладающие магн. моментом):

1. Кристалл  $\text{CrCl}_2$  орторомбич. сингонии с точечной группой  $m\bar{3}m$  (или  $D_{2h}$ , т. е. с тремя взаимно перпендикулярными осями симметрии 2-го порядка и плоскостями симметрии, перпендикулярными этим осям). Такой симметрии обладает ЭЯК. Кристаллич.  $\text{CrCl}_2$  — антиферромагнетик, его ось антиферромагнетизма ориентирована в нек-ром направлении, не совпадающем с направлениями ребер ячейки; шубниковская (магнитная) группа симметрии  $P_2^1$  принадлежит уже триклинной сингонии. М. я. составлена из четырех ЭЯК, т. к. магн. периоды по осям  $y$  и  $z$  удвоены, а по оси  $x$  равны кристаллохимическим. Эта М. я. по объёму не минимальна, выбор меньшей М. я. показан внизу. В обоих случаях М. я. имеет триклинную симметрию  $\bar{1}$ , но принято выбирать М. я. краткой элементарной ячейки и не перебирать её с целью уменьшения её объёма.

2. Кристалл UN с гранецентрированной кубич. решёткой (см. *Браве решётки*). ЭЯК выбирается в виде куба и не является минимальной по объёму. Ось антиферромагнетизма направлена вдоль одной из осей симметрии 4-го порядка, в магнитоупорядоченной фазе кристалл UN тетрагонален. М. я. здесь совпадает с ЭЯК (точнее, отличается от неё очень малыми стрикционными искажениями), однако часть трансляций для М. я. по сравнению с ЭЯК оказываются утерянной (они превращаются в антитрансляции).

Выбор М. я. возможен не в любых магнетиках, а лишь в тех, в к-рых магн. периоды совпадают или кратны кристаллохимическим. Поэтому понятие «М. я.» гораздо более ограничено, чем универсальное для любых кристаллов понятие ЭЯК. Примеры магнетиков без М. я.: 1) магнетик с *несоразмерной магнитной структурой*; 2) *спиновые стекла*; 3) магнетик с распределённой плотностью магн. момента и с закономерностью тина воды спиновой плотности (см. *Спиновой плотности воды*).

Лит.: Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллографии, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979; Изюмков В. Ю., Навин В. В., Озеров Р. П., Нейтронграфия магнетиков, М., 1981.

В. Е. Найш.

МАГНИТНОЕ ВРАЩЕНИЕ плоскости поляризации — см. *Фарадея эффект*.

МАГНИТНОЕ ДАВЛЕНИЕ — действие, оказываемое вжороненным магн. полем на плазму (или проводящую жидкость), направленное перпендикулярно силовым линиям. М. д. равно плотности магн. энергии, т. е. пропорционально квадрату напряжённости магн. поля  $H$ :  $p_M = H^2/8\pi$  дин/см<sup>2</sup> или  $0,1H^2/8\pi$  Па. М. д. может уравниваться кинетич. давлением плазмы; превышение М. д. над кинетическим приводит к *пинч-эффекту*.

МАГНИТНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число  $m$ , определяющее величину проекции  $L_z$  момента количества движения (момента импульса) микрочастицы на произвольно выбранное направление (ось  $z$ ):  $L_z = m\hbar$ . М. к. ч. принимает  $2l+1$  целых значений, где  $l$  — орбитальное квантовое число. М. к. ч. определяет проекцию магн. момента  $\mu$  на направление магн. поля (см. *Зеемана эффект*).

Часто М. к. ч. называют проекцию любого из моментов — орбитального  $L$ , спинового  $S$ , полного  $J$  и т. д. — на ось  $z$ . Тогда соответствующие квантовые числа  $M_l$ ,  $M_s$ ,  $M_j$  и т. д. принимают  $2l+1$ ,  $2S+1$ ,  $2J+1$  и т. д. целых и полуцелых значений, где  $L$ ,  $S$ ,  $J$  — соответствующие квантовые числа. Электр. и магн. мультипольные переходы происходят при определ. изменении М. к. ч. (см. *Отбора правила*).

В. П. Шевяков.

МАГНИТНОЕ НАСЫЩЕНИЕ — состояние вещества, при к-ром его намагниченность  $M$  достигает насыщения (предельного значения)  $M_0$ , не изменяющегося при дальнейшем возрастании напряжённости намагничивающего поля  $H$ . Строго говоря, М. я. в технически доступных магн. полях никогда не достигает, поскольку вклады в  $M$ , вносимые прецессионным диамагнетизмом и поляризацией парамагнетизмом, не обнаруживают тенденции к насыщению. Однако эти вклады малы по сравнению с намагниченностью, обусловленной ориентацией парамагнетизмом. Поэтому под М. я. обычно понимают такое состояние, в к-ром все имеющиеся в веществе элементарные магнитные моменты ориентированы вдоль  $H$ .

В парамагнетиках значение  $M$  в соответствии с ф.-лой Брэггана (L. Brillouin) стремится к пределу  $M_0$  при  $H \rightarrow \infty$ . В области низких темп-р (1—10 К) близко к М. я. состояние реализуется в магн. полях  $H \sim 10^5$ — $10^6$  А/м. В ферромагнетиках и до заложения внеш. магн. поля существует спонтанная намагниченность  $M_0$  доменов, зависящая от темп-ры  $T$ : в Кюри точке  $M_0=0$ , при  $T=0$   $M_0=M_0^0$ , где  $M_0^0$  — намагниченность, определяющая абс. М. я. Намагниченность макроскопич. тела (ферромагнетика) обычно меньше  $M_0$  и с ростом  $H$  приближается к этому значению за счёт происходящих в веществе процессов сдвига доменных границ и вращения векторов  $M_0$  отд. доменов к направлению  $H$  (см. *Намагничивание*). При завершении этих процессов достигается техническое М. я. Увеличение  $M$  при дальнейшем возрастании  $H$  связано с парапроцессом, т. е. увеличением  $M_0$  за счёт надавления магн. нолем тепловых колебаний элементарных магн. моментов.

Лит. см. при ст. *Намагничивание*. А. С. Ерголенко.

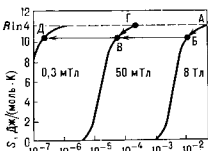
МАГНИТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ — метод получения низких и сверхнизких темп-р путём адиабатич. размагничивания парамагн. веществ, предложенный П. Дебаем и У. Джюком (P. Debye, W. Giauque, 1926). Ранее этот метод широко использовался для получения темп-р от 1 до 0,01 К с применением парамагн. солей. Для достижения темп-р этого диапазона используют в основном кристаллы растворов <sup>3</sup>He в <sup>4</sup>He (см. *Криостат*), но своё значение метод М. о. сохранил для ванфлюевских парамагнетиков (см. *Ванфлюевский парамагнетизм*) и ядерных парамагн. систем, с использованием к-рых удаётся получать темп-ры милли-, микро- и даже нанокельвинового диапазона.

Для примера рассмотрим процесс ядерного размагничивания меди. Существует два стабильных изотопа меди:  $^{63}\text{Cu}$  (69,04%) и  $^{65}\text{Cu}$  (30,96%). Оба изотопа имеют ядерный спин  $I=3/2$ , величина  $g$ -фактора меди с учётом вклада изотопов  $g_n=1,5$ . При темп-рах  $T \leq 10^{-2}$  К энтропия  $S$  меди определяется ориентац. стенными свободами ядерных магн. моментов, т. е. электронные и фононные стенки свободы при столь низких темп-рах практически отсутствуют («вымерзли»). Энтропия моля меди описывается ф-лой

$$S = R \ln(2I+1) - A(B^2 + b^2)/(2\mu_0 T^2),$$

где  $A = N_A I(I+1) \mu_0^2 g_n^2 k_B = 4,0 \cdot 10^{-12}$  К·м<sup>3</sup>/моль — молярная ядерная константа Кюри,  $\mu_{\text{яд}} = 5,05 \times 10^{-27}$  А·м<sup>2</sup> — ядерный магнетон,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $R$  — газовая постоянная,  $N_A$  — Авогадрова постоянная,  $B$  — внеш. магн. поле,  $b$  — эффективное поле, наводимое на ядре меди соседними ядрами. Температурные зависимости энтропии меди, помещённой в различные внеш. магн. поля, показаны на рис.

Процесс ядерного размагничивания меди осуществляется поэтапно. Первоначально медь охлаждают в силь-



Энтропийная диаграмма процесса магнитного охлаждения системы ядер меди с  $I=3/2$ . Кривые линии — зависимости энтропии  $S$  от температуры  $T$  в магнитных полях, с индукцией  $B$ , равной 8 Тл, 50 мТл и 0,3 мТл.

ном магн. поле (до точки В на рис.). При этом внеш. холодильник, к-рым обычно является криостат растворения, отводит от меди тепло. Затем проводят процесс адиабат. размагничивания (Б—В на рис.), к-рый идёт с сохранением энтропии меди. Скорость этого процесса обычно выбирается такой, чтобы тепловые потери за счёт токов Фуко были пренебрежимо малы. Конечная темп-ра  $T_K$  подсистемы ядер меди определяется значениями начальной и конечной полей размагничивания ( $B_n$  и  $B_K$ ) и без учёта тепловых потерь во время размагничивания равна

$$T_K = T_n \sqrt{(R_n^2 + b^2)/(R_K^2 + b^2)}.$$

Ядерная теплоёмкость  $C$  меди после размагничивания также зависит от величин конечного поля

$$C = 2\Delta \cdot (R_n^2 + b^2)/(2\mu_0 T_n^2).$$

После размагничивания подсистема ядер может быть использована в качестве хладагента для охлаждения других систем (процесс ВГ), а затем медь снова намагничивают (процесс ГА). На рис. проиллюстрирован также эксперимент по глубокому охлаждению ядер меди (Б—Д), в к-ром удаётся получить темп-ру ядер  $\sim 10$  нК.

Практич. применение метода М. о. ограничено относительно плохим контактом магн. подсистемы с др. подсистемами вещества. В результате при охлаждении подсистемы ядер меди до  $T \sim 10^{-2}$  К электроны проводимости остаются охлаждёнными лишь до  $T \sim 10^{-5}$  К, а жидкий гелий удаётся охладить только до  $\sim 10^{-4}$  К (из-за *Калицы скачка температуры*). С др. стороны, количество теплоты, к-рое может поглотить система ядерных спинов, тем меньше, чем ниже темп-ра. Поэтому при использовании ядерного размагничивания в качестве метода охлаждения темп-ру подсистемы ядер обычно поддерживают близкой к темп-ре охлаждаемых образцов.

Одной из разновидностей метода М. о. является т. п. метод охлаждения ядер во вращающ-

щейся системе координат. Метод эффективен, когда тепловой контакт подсистемы ядер (спиновой ядерной системы) с др. подсистемами вещества пренебрежимо мал. В этом методе на спиновую систему непрерывно воздействуют радиочастотным полем, к-рое можно рассматривать как стационарное, если для спинов ввести вращающуюся с частотой поля систему координат. При переходе во вращающуюся систему координат в внеш. магн. поле  $B$  необходимо добавить эффективное поле  $\sim \omega/\gamma$  ( $\omega$  — частота,  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение). Поэтому, изменяя частоту радиочастотного поля  $\omega$ , удаётся изменять эффективное поле и проводить процесс ядерного размагничивания. С использованием этого метода удалось охладить систему ядер фтора до  $T \sim 10^{-6}$  К и наблюдать процесс магн. упрочнения этих ядер.

Лит.: Гольдман М., Спиновая температура и ЯМР в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1972; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ. М., 1977; Ю. М. Бурное.

**МАГНИТНОЕ ПОЛЕ** — силовое поле, действующее на движущиеся (в системе, в к-рой рассматривается поле) электрич. заряды (токи) и на тела, обладающие магнитным моментом. Вместе с электрич. полем образует единое *электромагнитное поле*. Термин «М. п.» введён в 1845 М. Фарадеем (М. Faraday).

Согласно *Максвелла уравнениям*, источниками М. п. являются электрич. токи, магн. моменты и переменные электрич. поля (о природе источников М. п. в разл. средах см. в ст. *Магнетизм, Магнетизм микроатомов*). М. п. в среде обычно характеризуется двумя аксиальными векторами: *магнитной индукцией В* и *напряжённостью магнитного поля H*. Эти векторы не независимы, а связаны между собой т. н. материальным у-нием  $B = \mu(H)$ , различным для различных сред. О более общей зависимости  $B = B(H, T, p, \dots)$  ( $T$  — темп-ра,  $p$  — давление, ...) говорят как о магн. у-нии состояния вещества. В вакууме  $B = H$  (в СГС) или  $B = \mu_0 H$  (в СИ), где  $\mu_0$  — *магнитная постоянная*. Различия между векторами *B* и *H* в среде связано с наличием в ней микроскопич. магн. моментов. В СИ

$$B = \mu_0(H + M), \quad (1)$$

где вектор *M* равен магн. моменту единицы объёма и наз. вектором *намагниченности*. В большинстве ферромагн. сред намагниченность (по крайней мере в слабых полях) пропорциональна напряжённости М. п.:

$$M = \chi H. \quad (2)$$

Коэф.  $\chi$  наз. *магнитной восприимчивостью*. С учётом (2) у-ние (1) можно записать в виде:

$$B = \mu_{\text{об}} H, \quad \mu = 1 + \chi,$$

где коэф.  $\mu$  наз. *магнитной проницаемостью*. В переменных полях величины  $\mu$  и  $\chi$  зависят от частоты и волнового вектора (т. е. времени и пространства). дисперсии, см. *Дисперсионная среда*. Плотность энергии в макроскопич. статия. М. п. в среде можно записать в виде:

$$w = \int \text{HdB} \quad (\text{СИ}).$$

В общем случае пределы интегрирования являются ф-цией *H* и значение *w* зависит от вида связи между *B* и *H*. Для вакуума, пара- и диамагн. сред, т. е. в случае линейной связи между *B* и *H*,  $w = HB^2/2$ . Это справедливо и для переменного М. п. в случае стационарной линейной среды и в отсутствие дисперсии (об энергии переменного М. п. в диспергирующих средах см. в ст. *Энергия электромагнитного поля*).

К осн. ф-з. проявлениям М. п. относятся магн. часть *Лоренца силы*

$$f = q[vB] \quad (\text{СИ})$$

( $q, v$  — заряд и скорость частицы), сила, действующая на магн. момент *m* и соответствующая потенци-

альной энергии  $U = -tH$ , а также явление *электромагнитной индукции*.

В лабораторных условиях слабые (до 0,5 кЭ) и средние (до 40 кЭ) стационарные М. п. получают с помощью постоянных магнитов и электромагнитов. Сильные стационарные М. п. (до 250 кЭ) получают с помощью охлаждаемых и сверхпроводящих *соленоидов*. Поля до 1,6 МЭ получают в импульсных соленоидов, сверхсильные импульсные поля (десятки МЭ) — методом правящего варава (см. *Сверхсильные магнитные поля*). Для измерения характеристик М. п. используют разл. *магнитометры*. В космич. условиях М. п. достигают  $10^{12} - 10^{13}$  Э (см. *Магнитные поля звезд*).

Технич. применения М. п. лежат в основе практически всей электротехники, радиотехники и электроники. М. п. применяются в дефектоскопии, для удержания горячей плазмы в установках *управляемого термоядерного синтеза*, для каналирования пучков заряд. частиц в *ускорителях заряженных частиц*, в генераторах мощного микроволнового излучения и т. п.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Электродинамика сплошных сред*, 2 изд., М., 1989; Вольский С. В., *Магнетизм*, М., 1971; Ахизер А. И., Ахизер И. А., *Электромагнетизм и электромагнитные волны*, М., 1985. И. А. Ахизер.

**МАГНИТНОЕ ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ** — то же, что *магнитная вязкость*.

**МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ** — см. в ст. *Магнитная нейтронография*.

**МАГНИТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — характеристика *магнитной цепи*; М. с.  $R_m$  равно отношению *магнитодвижущей силы*  $F$ , действующей в магн. цепи, к созданному в цепи *магнитному потоку*  $\Phi$ . М. с. однородного участка магн. цепи может быть вычислено по ф-ле  $R_m = l / (\mu_0 S)$ , где  $l$  и  $S$  — длина и поперечное сечение участка магн. цепи,  $\mu_0$  — *относит. магнитная проницаемость* материала цепи,  $\mu_0$  — *магнитная постоянная*. В случае неоднородной магн. цепи (состоящей из однородных последовательных участков с различными  $l$ ,  $S$ ,  $\mu$ ) М. с. равно сумме  $R_m$  однородных участков. Расчёт М. с. по приведённой ф-ле является приближённым, т. к. ф-ла не учитывает «магнитные утечки» (рассеяние магн. потока в окружающем цепи пространстве), неоднородности магн. поля в цепи, нелинейную зависимость М. с. от поля. В верем. магн. поле М. с. — комплексная величина, т. к. в этом случае  $\mu$  зависит от частоты эл. магн. колебаний. Единицей М. с. в *Международной системе единиц* служит ампер (или ампер-виток) на вебер (А/Вб), в *СГС системе единиц* — гильберт на максвелл (Гб/Макс); 1 А/Вб =  $4\pi \cdot 10^{-9}$  Гб/Макс  $\approx 1,2566 \times 10^{-9}$  Гб/Макс.

**МАГНИТНОЕ СТАРЕНИЕ** — изменение магн. свойств ферро- и ферромагнитных материалов во времени, происходящее самопроизвольно или под воздействием различных внеш. факторов: постоянных и переменных магн. полей, колебаний темп-ры, механич. ударов, вибраций, радиации. М. с. наиб. характерно для материалов с метастабильной *магнитной атомной структурой* и (или) *магнитной доменной структурой*. Напр., пост. магниты, находящиеся в состоянии остаточной намагниченности, могут частично размагничиваться за счёт изменения их доменной структуры. Изменения магн. свойств в результате М. с. в ряде случаев обратимы; их первонач. значения могут быть восстановлены путём соответствующего воздействия магн. поля.

М. с. включает также необратимые изменения магн. свойств, связанные с т. п. структурным старением вещества, т. е. с изменением его кристаллич. структуры, дисперсности фаз и др. элементов структуры в результате диффузии, распада твёрдого раствора, упорядочения или др. фазовых превращений. Напр., в технич. железе в размагниченном состоянии существенно уменьшается магн. проницаемость и возрастает коэрцитивная сила после его нагрева до 130 °С. Это происходит вследствие выделения в нём частиц карбидов и нитридов.

Для стабилизации магн. свойств, в частности доменной структуры, на практике применяют искусство старения материала. Так, пост. магниты подвергают частичному размагничиванию черем. полем с убывающей до нуля амплитудой, циклич. воздействием темп-ры, вибрации. Обычно применяют тот вид воздействия, к-рому должно в основном противостоять падение в процессе эксплуатации.

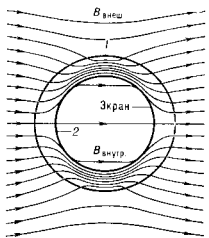
Лит.: Бозерт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Дружинин В. В., *Магнитные свойства электропроводящих сталей*, 2 изд., М., 1974; Февральева И. Е., *Магнитотвердые материалы и постоянные магниты*, К., 1969; Хейл К., *Магнитные материалы и их техническое применение*, пер. с нем., М., 1979.

**МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ** плазмы — удержание в ограниченном объёме высокотемпературной плазмы достаточно высокой плотности в течение длит. времени, необходимого для возможного осуществления *управляемого термоядерного синтеза* с помощью особых конфигураций (открытых и замкнутых) магн. полей. Подробнее см. *Магнитные ловушки*, *Открытые ловушки*, *Удержание плазмы*.

**МАГНИТНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ** (магнитная защита) — защита объекта от воздействия магн. полей (постоянных и переменных).

Совр. исследования в ряде областей науки (физика, геология, палеонтология, биомагнетизм) и техники (космич. исследования, атомная энергетика, материаловедение) часто связаны с

Экранирующее действие полоого цилиндра из ферромагнитного вещества с  $\mu \gg 1$  (1 — внеш. поверхность цилиндра, 2 — внутр. поверхность). Остаточные магнитные поле внутри цилиндра  $B_{внутр} \ll B_{внеш}$



измерениями очень слабых магн. полей  $\sim 10^{-14} - 10^{-9}$  Тл в широком частотном диапазоне. Внешние магнитные поля (например, поле Земли  $\approx 5 \cdot 10^{-6}$  Тл) с шумом  $\approx 5 \cdot 10^{-12}$  Тл, магн. шум от элетрич. сетей и городского транспорта) создают сильные помехи для работы высокочувствит. магнитометрич. аппаратуры. Уменьшение влияния магн. полей в сильной степени определяет возможности проведения магн. измерений (см., напр., *Магнитные поля биологических объектов*). Среди методов М. э. наиболее распространены следующие.

**Ферромагнитный экран** — лист, цилиндр, сфера (или оболочка к-л. иной формы) из материала с высокой *магнитной проницаемостью*  $\mu$ , низкой остаточной индукцией  $H_0$  и малой *коэрцитивной силой*  $H_c$ . Принципи действия такого экрана можно проиллюстрировать на примере полного цилиндра, помещённого в однородное магн. поле (рис.). Линии индукции внеш. магн. поля  $B_{внеш}$  при переходе из среды с  $\mu \ll \mu_{экр}$  в материал экрана заметно сгущаются, а в полости цилиндра густота линий индукции уменьшается, т. е. поле внутри цилиндра оказывается ослабленным. Ослабление поля описывается ф-лой

$$\frac{B_{внутр}}{B_{внеш}} \approx \frac{D}{\mu_{экр} d}, \quad (1)$$

где  $D$  — диаметр цилиндра,  $d$  — толщина его стенки,  $\mu_{экр}$  — магн. проницаемость материала стенки.

Для расчёта эффektivности М. э. объёмов разл. конфигураций часто используют ф-лу

$$K = B_{внеш} B_{внутр} = 0,22 \mu_{экр} [1 - (1 - d/R_{эф})^3], \quad (2)$$

где  $R_{эф}$  — радиус эквивалентной сферы (практически ср. значение размеров экрана в трёх взаимно перпеня-

дикулярных направлениях, т. к. форма экрана мало влияет на эффективность М. э.).

Из ф-л (1) и (2) следует, что использование материалов с высокой магн. проницаемостью  $\mu_{\text{магн}} \sim 10^3 - 10^4$  [таких, как пермаллой (36—85% Ni, остальное Fe и легирующие добавки) или мю-металл (72—76% Ni, 5% Cu, 2% Cr, 1% Mn, остальное Fe)] существенно улучшает качество экранов (у железа  $\mu \approx 200$ ). Какующийся очевидным способ улучшения экранирования за счёт утолщения стенки не оптимален. Эффективнее работают многослойные экраны с промежутками между слоями, для к-рых коэф. экранирования  $K = B_{\text{внеш}}/B_{\text{внутр}}$  равен произведению коэф. для отд. слоев. Именно многослойные экраны (внеш. слой из магн. материалов, насыщающихся при высоких значениях  $B$ , внутренне — из пермаллоя или мю-металла) составляют основу конструкций магнитоэкранирующих комат для биомангнитных, палеомагнитных и т. п. исследований. Следует отметить, что применение защитных материалов типа пермаллоя связано с рядом трудностей, в частности с тем, что их магн. свойства при деформациях и значит. нагревах ухудшаются, они практически не допускают сварки, значит. изгибов и др. механич. нагрузок. В совр. магн. экранах широко применяются ферромагн. *металлические стёкла* (метглассы), близкие по магн. свойствам к пермаллою, но не столь чувствительные к механич. воздействиям. Плотное, сотканное из полосок метгласса, допускает изготовление мягких магн. экранов произвольной формы, а многослойные экранирование этим материалом много проще и дешевле.

**Экраны из материала с высокой электропроводностью** (Cu, Al и др.) служат для защиты от нересменных магн. полей. При изменении внеш. магн. поля в стенках экрана возникает индукц. ток, к-рые охватывают экранируемый объём. Магн. поле этих токов направлено противоположно внеш. возмущению и частично компенсирует его. Для частот выше 1 Гц коэф. экранировки  $K$  растёт пропорционально частоте:

$$K = \frac{\Delta B_{\text{внеш}}}{\Delta B_{\text{внутр}}} \sim \mu_0 \sigma L d f, \quad (3)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\sigma$  — электропроводность материала стенки,  $L$  — размер экрана,  $d$  — толщина стенки,  $f$  — круговая частота.

Магн. экраны из Cu и Al менее эффективны, чем ферромагнитные, особенно в случае низкочастотного эл.-магн. поля, но простота изготовления и невысокая стоимость часто делают их более предпочтительными в применении.

**Сверхпроводящие экраны.** Действие экранов этого типа основано на *Мейснера эффекте* — полном вытеснении магн. поля из сверхпроводника. При всяком изменении внеш. магн. потока в сверхпроводниках возникают токи, к-рые в соответствии с *Закона правого компенсируют* эти изменения. В отличие от обычных проводников в сверхпроводниках индукц. ток не затухает и поэтому компенсирует изменение потока в течение всего времени существования внеш. поля. То обстоятельство, что сверхпроводящие экраны могут работать при очень низких темп-рах и полях, не являющихся критич. значениями (см. *Критическое магнитное поле*), приводит к существенным трудностям при конструировании больших магнитоэкранирующих ёмкостных объёмов. Однако открытие *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* (ОВС), сделанное И. Беднорцем и К. Мюллером (J. C. Bednorz, K. A. Müller, 1986), создаёт новые возможности в использовании сверхпроводящих магн. экранов. По-видимому, после преодоления технологич. трудностей в изготовлении ОВС, будут применяться сверхпроводящие экраны из материалов, становящихся сверхпроводниками при темп-рх кинения азота (а в перспективе, возможно, и при комнатных темп-рах).

Следует отметить, что внутри магнитоэкранированного сверхпроводником объёма сохраняется остаточное по-

ле, существовавшее в нём в момент перехода материала экрана в сверхпроводящее состояние. Для уменьшения этого остаточного поля необходимо принять спец. меры. Напр., переводить экран в сверхпроводящее состояние при малом по сравнению с земным магн. поле в защищаемом объёме при использовании метод сразу-выходящих экранов, при к-ром обложка экрана в сложенном виде переводится в сверхпроводящее состояние, а затем расправляется. Подобные меры позволяют пока в небольших объёмах, ограниченных сверхпроводящими экранами, свести остаточные поля до величин  $\sim 10^{-12}$  Тл.

**Активная защита от помех** осуществляется при помощи компенсирующих катушек, создающих магн. поле, равное по величине и противоположное по направлению полю помехи. Алгебраически складываясь, эти поля компенсируют друг друга. Наиб. известны катушки Гельмгольца, представляющие собой две одинаковые соосные круговые катушки с током, раздвинутые на расстояние, равное радиусу катушек. Достаточно однородное магн. поле создается в центре между ними. Для компенсации на трёх-ространных компонентах необходимы минимум три пары катушек. Существует много вариантов таких систем, и выбор их определяется конкретными требованиями.

Система активной защиты, как правило, используется для подавления НЧ-помех (в диапазоне частот 0—50 Гц). Одно из её назначений — компенсация ност. магн. поля Земли, для чего необходимы высокостабильные и мощные источники тока; второе — компенсация нарядных магн. полей, для к-рой могут использоваться более слабые источники тока, управляемые датчиками магн. поля, напр. *магнитометрами* высокой чувствительности — сквидами или *феррозондами*. В большой степени полнота компенсации определяется именно этими датчиками.

Существует важное отличие активной защиты от магн. экранов. Магн. экраны устраняют шумы во всем объёме, ограниченном экраном, в то время как активная защита устраняет помехи лишь в локальной области.

Все системы подавления магн. помех используются в антибраун. защите. Вибрация экранов и датчиков магн. поля сама может стать источником доп. помех. Лит.: Роуз-Инс А., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, нем. с англ., М., 1972; Штамберг Г. Р. А., Устройства для создания слабых постоянных магнитных полей, Новосибир., 1972; Введенский В. Л., Ожогин В. И., Сверхчувствительная магнитометрия и биомангнетизм, М., 1986; Веднорц J. C., Мюллер К. А., Possible high Tc superconductivity in the Ba—La—Cu—O system, *cz. Phys.*, 1986, Bd 64, S. 189. С. П. Нарзиков.

**МАГНИТНО-ЖЕСТКИЕ МАТЕРИАЛЫ** — то же, что *магнитно-твёрдые материалы*.

**МАГНИТНО-МЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ** — магнитные материалы, гл. обр. ферро- и ферритмагнетики, обладающие малой коэрцитивной силой (условно  $H_c \ll 800$  А/м) и рядом др. физ. свойств, определяющих широкое применение этих материалов в технике.

Наряду с коэрцитивной силой мерой магн. мягкости может служить также величина статич. *магнитной проницаемости* — начальной  $\mu \sim 10^2 - 10^3$  и максимальной  $\mu_{\text{макс}} \sim 10^3 - 10^6$ . В перем. полях, где б. ч. используются М.-м. м., важными характеристиками их являются: уд. магн. потери  $P_{\text{вн}}/B$  — магн. индукция, Тл.;  $f$  — частота, Гц) и динамика проницаемости  $\mu$ . С ростом  $V$  и  $f$  величина  $P$  возрастает, а  $\mu$  снижается тем значительное, чем ниже уд. электропроводителен р М.-м. м. При частотах  $f < 10^4 - 10^5$  Гц в качестве М.-м. м. применяются в основном металлик. сплавы, при более высоких частотах — тонкие *магнитные плёнки*, *магнитные диэлектрики* и *ферриты*.

Металлик. М.-м. м. подразделяются на 3 большие группы: I — железо различной степени чистоты и низкоуглеродистые стали; II — сплавы Fe — (0,05—5%) Si, или электротехнич. стали, и III — прецизионные М.-м. м.

## Основные группы магнито-мягких материалов и их типичные свойства

Отличительное свойство группы М.-м.м.	Марка типичного материала	$B_H$ , Тл	$T_C$ , °C	$H_C$ , А/М	$\mu_a$	$\mu_{\text{макс}}$	$\lambda_{\text{с}} \cdot 10^8$	$\rho \cdot 10^5$ , Ом/см	$P_{\text{вн}}$ , Вт/кг				$\sigma_B$ , МПа
									$B_H/B_H$	$P_{1/50}$	$P_{1/400}$	$P_{0,5/10000}$	
Наибольшая намагниченность насыщения, высокая точка Кюри, $T_C$ . . . . .	железо 20832	2,16	770	32	—	5 · 10 <sup>8</sup>	—	10	—	—	—	—	—
	сплав Fe—Co 49 КФ	2,40	940	175	—	4,4 · 10 <sup>8</sup>	35	20	—	—	—	—	600
Низкие магн. потери при частоте 50 Гц	электротехнич. сталь: анизотропная, 3415 (0,35 мм) изотропная, 2412 (0,35 мм) аморфный сплав на основе Fe (25 мкм)	2,0	740	—	—	—	—	50	—	0,40	—	—	320
		2,0	740	—	—	—	—	50	—	1,15	—	—	—
Низкие магн. потери при перематывании в полях звуковых частот . . . . .	электротехнич. сталь: анизотропная, 3424 (0,05 мм) изотропная, 2421 (0,1 мм) аморфный сплав на основе Fe (25 мкм)	2,0	740	32	—	—	—	50	—	—	7,5	—	—
		2,0	740	36	—	—	—	4	51	—	10,5	—	450
Низкие магн. потери в диапазоне высоких и сверхвысоких частот . . . . .	Феррит 150ВЧ магнитоэлектрик Р100 Феррит—гранат 30С46	0,35	400	250	170	350	—	10 <sup>12</sup>	0,43	—	—	—	—
		0,13	280	80	10	70	—	—	10 <sup>14</sup>	—	—	—	—
Наивысшая магн. проницаемость в макс в слабых полях . . . . .	79НМ (0,05 мм) 81НМА (0,05 мм)	0,73	450	1,2	3 · 10 <sup>4</sup>	2 · 10 <sup>8</sup>	—	35	—	—	—	40	1000/530
		0,5	260	0,56	1 · 10 <sup>5</sup>	3 · 10 <sup>8</sup>	0,5	80	—	—	—	17	—/600
Повышенное электропроводимое $\rho$	50НХС (0,1 мм) 12Ю	1,0	360	10	3 · 10 <sup>3</sup>	2,8 · 10 <sup>4</sup>	—	90	—	—	—	—	900/510
		1,0	600	24	1 · 10 <sup>3</sup>	—	—	100	—	—	—	—	800/450
Высокая индукция	50Н (0,1 мм)	1,5	500	14	3 · 10 <sup>3</sup>	3 · 10 <sup>4</sup>	25	45	—	0,34	—	—	—
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Прямоугольная петля гистерезиса	50НП (0,05 мм) 68НМП (0,1 мм)	1,52	500	11	—	8 · 10 <sup>4</sup>	—	45	0,94	0,35	4,5	60—100	720/460
		1,15	580	0,8	—	5,5 · 10 <sup>3</sup>	—	45	0,94	0,20	5,5	—	970/540
Постоянная проницаемость	47НХХ (0,02 мм)	1,4	600	32	1,5 · 10 <sup>3</sup>	1,7 · 10 <sup>3</sup>	—	48	0,05	—	—	—	—
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Повышенные деформация, стабильность и износостойкость	16ЮХ—ВИ (0,1 мм) 16ЮЮ—ВИ (8—13 мм) аморфный сплав на основе Co (25 мкм)	0,7	300	3,6	5,5 · 10 <sup>3</sup>	4 · 10 <sup>4</sup>	10	150	—	—	—	—	—
		1,0	500	1,6	3,5 · 10 <sup>4</sup>	1 · 10 <sup>4</sup>	—	80	—	—	—	—	490
Высокая магнитострикция . . . . .	40К2Ф (0,2 мм) 9Ю—ВИ (0,2 мм)	2,35	260	8	2 · 10 <sup>4</sup>	1,5 · 10 <sup>3</sup>	0,23	135	—	—	—	—	—
		1,4	90	60	7 · 10 <sup>3</sup>	5,5 · 10 <sup>3</sup>	60	40	—	—	—	—	135/500
Линейная зависимость магн. индукции от температуры	31НХЗГ (3—4 мм)	—	90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	450
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Коррозионная стойкость	00Х13 (0,35 мм)	1,64	—	30	—	—	—	45	—	1,10	—	—	665/215
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Заданный температурный коэффициент линейного расширения . . . . .	47НД (0,25 мм)	1,3	440	16	—	2,5 · 10 <sup>4</sup>	—	45	0,6	—	—	—	850/520
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Примечание. Значение  $\sigma_B$ —временного сопротивления (предела прочности)—приведено в виде дроби, где числитель—значение  $\sigma_B$  после механич. обработки (деформации) материала, а знаменатель—после термич. обработки.

Состояние М.-м. м., характеризующее высокой магн. проницаемостью, достигается снижением энергий магнитокристаллич. и магнитоупругой анизотропии (малые константы кристаллография, анизотропии К и магнитострикции  $\lambda_s$ , малые упругие напряжения) и повышением чистоты и однородности материалов. Этим облегчается перестройка доменной структуры, существующей в М.-м. м. при темп-рах ниже точки Кюри, поскольку уменьшаются плотность энергии доменных стенок и кол-во дефектов, препятствующих их смещению и вращению вектора намагниченности. У ряда сплавов (Fe—Ni, Fe—Si, Fe—Si—Al, Fe—Al, Fe—Co и др.) существуют области составов с малыми К и  $\lambda_s$  или одним из них. Наиб. известны имеющие высокую магн. проницаемость сплавы Fe—Ni, т. п. е р м а л д о и, преимущественно к-рых является хорошая технологичность, допускающая получение лент толщиной до 0,5 мкм и тем самым возможность расширения частотного диапазона их применения. Разработана также технология закалки из расплава, помогающая решить

проблему произ-ва лент и проволок на основе труднодеформируемых сплавов Fe—Si, Fe—Al и др., что существенно повышает число используемых М.-м. м. По этой же технологии осваивается произ-во М.-м. м. с аморфной структурой на основе Fe, Co и Ni, содержащих ок. 20 ат. % элементов из III, IV и V групп периодической системы элементов Д. И. Менделеева: В, С, Si, P и др. Благодаря особенностям хим. состава и структуры, аморфные М.-м. м. (см. Аморфные магнетики) обладают в ряде случаев уникальным сочетанием магн., электрнич., механич. и др. свойств и значительно расширяют номенклатуру М.-м. м. Промышленное произ-во М.-м. м. составляет миллионы тонн, применяются они в разл. отраслях техники в качестве сердечников и полюсных наконечников магнитов, в силовых трансформаторах и электромашинах, импульсных трансформаторах и модуляторах, датчиках и преобразователях, различного рода устройствах СВЧ и др. Этим объясняется большое число марок М.-м. м., выпускаемых в СССР и за рубежом, примеры к-рых приведены в таблице.



Лит.: Преображенский В. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Прецизионные сплавы. Справочник, под ред. Б. В. Мологилова, 2 изд., М., 1983; Золотухин И. В., Физические свойства аморфных металлических материалов, М., 1986.

А. Ф. Прокопкин, В. В. Соколов.

**МАГНИТНО-ТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ**—ферромагнитные материалы, обладающие высокой коэрцитивной силой  $H_c \sim 10^3$ — $10^6$  А/м (1 А/м=1,26·10<sup>-2</sup> Э), М.т. м. с  $H_c \sim 10^4$ — $10^6$  А/м применяются для магнитов постоянных, с  $H_c \sim 10^2$ — $10^4$  А/м для гистерезисных двигателей и магн. записи. М.т. м. характеризуются кривой размагничивания, определенными значениями  $H_c$  и остаточной индукции  $B_r$ , и максимальным значением произведения  $(BH)_{\max}$  для кривой размагничивания (т. н. энергетическим произведением).

В разл. М.т. м. природа высоких значений  $H_c$  определяется одним из трёх осн. механизмов задержки процессов перемагничивания в ферромагнетиках: необратимым вращением намагниченности  $M_s$  магн. доменов; задержкой образования и (или) роста зародышей перемагничивания (зародышей магн. фазы с иным  $M_s$ ); закреплением доменных стенок на разл. неоднородностях и структурных несовершенствах кристалла.

турными дефектами. Наиб. значения  $H_c$  в таких материалах достигаются в состояниях с размерами структурных неоднородностей, соизмеримыми с толщиной доменных стенок.

По преобладающему технологич. признаку, обеспечивающему получение высокой  $H_c$ , М.т. м. можно разделить на след. группы.

1. Стали, закаляемые на мартенсит (см. *Мартенситное превращение*). Они обладают сравнительно невысокой  $H_c$  и применяются редко.

2. Недеформируемые легкие сплавы титана, алюминия, титанко-, обладающие широким диапазоном значений магн. характеристик и являющиеся самыми распространёнными материалами для постоянных магнитов. В СССР для них приняты обозначения ЮНД, ЮНДК, ЮНДКТ. Высококоэрцитивное состояние в этих сплавах обусловлено расходом пересыщенного твёрдого раствора и образованием однодоменных частиц. Некоторые из них подвергают термоанн. обработке для получения высоких значений  $B_r$ . Наиб. эффект достигается при термоанн. обработке сплавов со столбчатой кристаллич. текстурой, получаемой направленной кристаллизацией.

Основные магнитно-твёрдые материалы

Материал	Состав, %	Магнитные свойства						Примечание
		$H_c$		$B_r$		$(BH)_{\max}$		
		Э	кА/м	Гс	Тл	10 <sup>6</sup> Гс·Э	кДж/м <sup>2</sup>	
Алюм (ЮНД4)	15,5Al; 25Ni; 4Cu; ост. Fe	500	40,0	5000	0,5	0,9	7,2	—
Алюмино (ЮНДК24)	9Al; 14Ni; 24Co; 4Cu; 0,3Ti; ост. Fe	550	44,0	12 300	1,23	4,0	32	Термоанн. обработка (ТМО)
Алюмино (ЮНДК25БА)	9Al; 15Ni; 25Co; 4Cu; 0,8Nb; ост. Fe	775	62	12 800	1,28	6,6	52,8	ТМО, столбчатая текстура
Титанол (ЮНДК35Т3БА)	7,6Al; 14Ni; 35Co; 3,5Cu; 5Ti; 0,8Nb; ост. Fe	1560	125	11 200	1,12	12,0	96	То же
Викаллоу 2	52Co; 13V; ост. Fe	370—470	29,6—37,8	9000—9500	0,9—0,95	1,0—1,75	8—14	—
Кунифе 2	50Cu; 20Ni; 2,5Co; ост. Fe	260	20,8	7300	0,73	0,35—0,40	2,8—3,2	Анизотропный
Кунико 2	35Cu; 24Ni; 41Co	450	36,0	5300	0,53	0,5	4,0	—
Pt—Co	74Pt; 24Co	4800	384	6400	0,4	9,2	73,6	—
Fe—Co—Cr	63Fe; 25Cr; 12Co	630	50	14 500	1,45	7,7	61	Анизотропный
Mn—Al—C	70Mn; 29,5Al; 0,5C	2700	216	6100	0,61	7,0	56	То же
Бариевый феррит	BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1450	116	4080	4,08	3	24	»
Sm—Co	SmCo <sub>5</sub>	9500	760	9800	9,8	24	190	»
Sm—Co—Fe—Cu—Zr	Sm (Co, Fe, Cu, Zr) <sub>13</sub>	10 000	800	12 000	1,2	33	260	»
Nd—Fe—B—Co—Al	Nd <sub>13</sub> Fe <sub>13</sub> B <sub>13</sub> Co <sub>13</sub> Al <sub>1</sub>	11 000	880	13 200	13,2	41	324	»

Так, перемагничивание путём необратимого вращения намагниченности  $M_s$  характерно для измельченных материалов, состоящих из однодоменных частиц (см. *Однодоменные частицы*). Коэрцитивная сила таких частиц может приближаться к значению поля анизотропии материала (см. *Магнитная анизотропия*). Однодоменные частицы могут возникнуть и в массивном образце, напр. при расходе пересыщенных твёрдых растворов.

Высокими значениями  $H_c$  обладают и более крупные частицы вещества с равновесной многодоменной структурой, если их кристаллич. структура достаточно совершенна. В таких частицах, если они находятся в состоянии намагниченности насыщения, возникновение зародышей перемагничивания затруднено и осуществляется лишь в больших отрицательных магн. полях, к-рые и определяют в данном случае величину  $H_c$ . Этот механизм присущ частицам веществ с большой энергией магн. анизотропии.

Коэрцитивная сила, обусловленная в основном задержкой смещения доменных стенок, характерна для структурно несовершенных материалов: сплавов в неоднородных состояниях, реализующихся в процессе разл. фазовых превращений; материалов, насыщенных струк-

3. Деформируемые сплавы титана викаллоу, кунифе, кунико, сплавы Fe—Co—Cr, Mn—Al—C, а также сплавы на основе благородных металлов: Pt—Co, Pd—Fe, Pt—Fe. Эти сплавы обычно подвергают пластич. деформации в сочетании со структурным старением или упорядочением.

4. М.т. м., получаемые пресованием порошков с их последующей термообработкой. Различают: металлические, керамические, металлосталистические М.т. м., оксидные магниты. Металлокерамика. М.т. м. получают из металл. порошков пресованием без связующего материала или спеканием при высокой темп-ре. К металлокерамике М.т. м. относятся наиб. эффективные (энергетич.) совр. пост. магниты на основе редкоземельных соединений (напр., Sm—Co-магниты, магниты из сплава Nd—Fe—B). Металлопластич. М.т. м. получают пресованием порошков вместе с изолирующей связкой, полимеризующейся при невысокой темп-ре. Оксидные магниты — бариевый, стронциевый, кобальтовый ферриты. Магн. свойства важнейших М.т. м. приведены в таблице.

Лит.: Вольфарт Э., Магнитно-твёрдые материалы, пер. с англ., М.—И., 1963; Преображенский В. А.,

Б и п и р д. Е. Г., Магнитные материалы и элементы. 3 изд., М., 1986; Ф е р р а л е в а П. Е., Магнитотермические материалы и постоянные магниты, К., 1969; Постоянные магниты. Справочник, М., 1971; L u b o r e k y F. E., L i v i n g s t o n J. D., C h i n G. X., Magnetic properties of metals and alloys, Ch. 26, в кн.: Physical metallurgy, pt 2, ed. by F. W. Cahn, P. Haasen, Amst.—[a. o.], 1983, p. 1673; M i z o g u c h i T., S a k a i I., I n o m a t a K., Nd—Fe—Co—Al based permanent materials with improved magnetic properties and temperature characteristics, «Appl. Phys. Lett.», 1986, v. 48, p. 1309. А. С. Ермоленко.

**МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ** — отклонения в распределении магн. поля на поверхности Земли от поля диполя. М. а. подразделяется на м и п р о в е, имеющие характерный размер  $\sim 10^4$  см и макс. величину до  $10^{-8}$  Тл, и местные м. а., связанные с намагниченностью горных пород и имеющие величину  $\sim 10^{-7}$  Тл. Подробнее см. *Земной магнетизм*.

**МАГНИТНЫЕ БУРИ** — особый тип магнитных вариаций магн. поля Земли, связанных с нерегулярными процессами в солнечном ветре и на Солнце. Подробнее см. в ст. *Магнитные вариации*.

**МАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ** — изменения во времени геомагн. поля, обусловленные существованием как внутренних, так и внешних по отношению к поверхности Земли источников магн. поля. М. в. с характерными временами от 10 до  $\sim 10$  тыс. лет, обусловленные

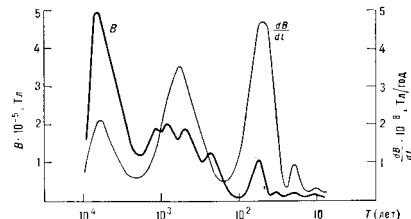


Рис. 1. Схематическое изображение спектра вековых вариаций и скорости годовых изменений геомагнитного поля.

процессами в жидком ядре Земли и тесно связанные с механизмом генерации магн. поля Земли (МПЗ), наз. вековыми. М. в. с периодами от секунды до неск. лет обусловлены электрич. токами в *ионосфере* и *магнитосфере Земли*, к-рые тесно связаны с солнечной активностью, а интенсивность и форма этих М. в. зависит от широты, времени года и суток, параметров солнечного ветра. Обычно их делят на спокойные (солнечно-суточные), возмущённые вариации и короткоперiodные колебания (КПК).

**Вековые вариации (ВВ)** возникают вследствие движения вещества и волновых процессов в жидком электропроводящем ядре Земли и служат осн. источником информации об электропроводности нижней мантии и ядра, о физ. процессах, приводящих к конвекции вещества, и о механизме генерации магн. поля Земли. На рис. 1 схематически представлен временной спектр вековых магн. вариаций. Амплитуда ВВ достигает  $10^{-8}$  Тл, а макс. характерные времена  $\sim 10^4$  лет соответствуют изм.

Характерные параметры вековых магнитных вариаций		
T, лет	L, км	D=L <sup>2</sup> /T
7000	$6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^4$
600	$2 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^2$
60	$0,6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$

менению дипольного и глобальное распространение. Более короткие периоды связаны с изменением геомагн. поля меньших масштабов. Характерные размеры L вариаций, отнесённые к поверхности ядра, и связанные с ними соотношения  $T=L^2/D$  характерные времена T приведены в таблице (D—коэф. магн. диффузии).

Для всех типов вековых магнитных вариаций магн. число Рейнольдса  $R_m = vL/D \gg 1$ , где v — характерная скорость движения вещества в жидком ядре Земли, приводящего к данному типу ВВ. Конвективная природа генерирующих МПЗ движений подтверждается наличием западного дрейфа, к-рый проявляется в наблюдаемом на поверхности Земли движении к западу структурных особенностей МПЗ в ширинвариациальных широтах. На рис. 2 представлено распределение вертикальной составляющей геомагнитного поля вдоль широтных кругов 50° с. ш. и экватора для эпох с 1500 по наше время с шагом 50 лет. Данные свидетельствуют, что особенности МПЗ в экваториальной области дрейфуют к западу со скоростью  $\sim 0,2'$  в год. Западный дрейф свидетельствует о нераспределении момента вращения при радиальном конвективном перемещении вещества в ядре. Условие вмороженности магн. поля ( $R_m > 1$ ) приводит к вытягиванию магн. силовых линий полюсодольного МПЗ ( $H_p$ ) и образованию сильного торoidalного магн. поля  $H_T \sim 100 H_p$ . Т. о., естественные вращения

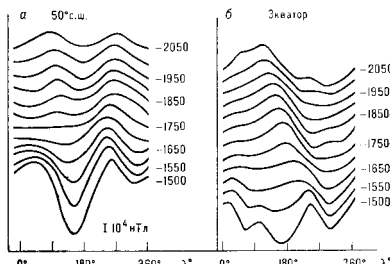


Рис. 2. Западный дрейф структурных особенностей вертикальной составляющей геомагнитного поля вблизи экватора (б) и отсутствие дрейфа в средних широтах (а).

Земли осн. структура конвективных движений близка к осесимметричной. Турбулентные движения нарушают осевую симметрию конвективных движений и снимают запрет на генерацию магн. поля (теорема Каулинга). Наличие иерархически упорядоченного спектра ВВ свидетельствует о турбулентном характере конвекции, к-рая приводит к значит. флуктуациям скорости вещества в поверхностных слоях ядра (см. также *Гидромагнитное динамо*). Поскольку высокая электропроводность нижней мантии обеспечивает наличие сильной эл.-магн. связи и системе мантия — ядро, изменение движений в последнем приводит к перераспределению момента вращения в этой системе, что проявляется в ВВ скорости суточного вращения Земли, определяемого по астрономич. данным. Хорошо известным ВВ скорости суточного вращения Земли с периодом  $\sim 60$  лет и изменением длины суток до 2 миллисекунд. Вследствие турбулентного характера конвекции возникают и ВВ магн. поля с амплитудой  $\sim 10^{-6}$  Тл и периодом  $\sim 10^2$  лет.

В ВВ магн. МПЗ, так и скорости суточного вращения уверенно выделяется составляющая с периодом  $\sim 20$  лет. Предполагают, что эта вариация вызывается распространением *равновесных волн* вдоль полюсодольного поля в жидком ядре Земли. Если при скорости  $v = \pi N V / 4\pi r$  и объёме ядра возникает стоячая волна длиной  $2R_p$  ( $\rho$  — плотность вещества,  $R_p$  — радиус ядра Земли) и поперечные перемещения вещества направлены вдоль широтных кругов, то это приводит к крутильным колебаниям поверхностного слоя ядра, к-рые путём эл.-магн. взаимодействия передаются мантии и фик-

сируются как ВВ магн. поля и скорости суточного вращения.

Выделяют магн. вариации с меньшими характерными периодами, вплоть до 10 и менее лет, но их амплитуда на поверхности Земли невелика ( $\sim 5-20$  нТл), что не позволяет идентифицировать их природу. Малая амплитуда этих вариаций связана в значительной мере с высокой электропроводностью нижней мантии Земли, к-рая действует как частотный фильтр, практически не пропускает на поверхности Земли любые изменения магнитного поля, если их характерное время меньше 10 лет.

Спокойные М. в. наблюдаются при отсутствии геоэффективных явлений на Солнце, строго периодичны во времени и обусловлены суточным вращением Земли,

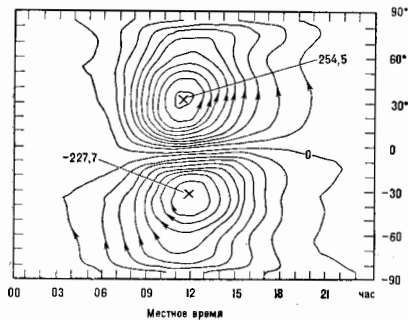


рис. 3. Система токов в ионосфере, ответственная за вариации геомагнитного поля в период высокой солнечной активности (усреднение за год). Тон между соседними линиями составляет  $25 \cdot 10^6$  А. Цифры, относящиеся к стрелкам, выражают полный ток в пикрах в тисках А.

её движением по орбите, расположением Луны по отношению к горизонту (лунными приливами). Спокойные М. в. являются следствием гл. обр. двух процессов: ионосферных ветров и постоянно существующего *солнечного ветра*, к-рый обдувает магнитосферу. Процессы ионизации в верхней атмосфере под воздействием волнового излучения Солнца и разогрев термосферы приводят к возмущению на высотах ионосферы регулярных в пределах солнечных суток крупномасштабных систем ветров, т. е. к движению электропроводящей среды в МПЗ. Происходит генерация на высотах 90—150 км электрич. токов, создающих в средних широтах спокойные солнечносуточные ( $S_q$ ) вариации (рис. 3) с амплитудой  $\sim 50$  нТл. На магн. экваторе в дневные часы амплитуда  $S_q$ -вариации может увеличиваться до  $2 \cdot 10^2$  нТл (экваториальная электроструя), что связано с анизотропной проводимостью ионосферы в МПЗ.

Изменения условий освещённости при орбитальном движении Земли создают периодич. годовые (сезонные) вариации с амплитудой 5—30 нТл. 11-летние изменения уровня солнечной активности проявляются в циклич. вариациях  $S_q$  с амплитудами до 20 нТл. Периодич. лунно-суточные вариации  $L$  с амплитудами  $\sim 1$  нТл в средних широтах и до  $\sim 10$  нТл на магн. экваторе связаны с движениями в атмосфере в результате лунного приращения.

Обдувание магнитосферы потоком солнечного ветра приводит к генерации на её границе (магнитопаузе) электрич. токов восточного направления (рис. 4), увеличивающих магн. поле на экваторе в полдень на  $\sim 25$  нТл. В течение суток на поверхности Земли поле

этих токов меняется с амплитудой  $\sim 4$  нТл. Другим следствием взаимодействия солнечного ветра с геомагн. полем является возникновение крупномасштабной конвекции плазмы внутри магнитосферы, что приводит к генерации в высоких широтах поперечных токов и М. в.  $S_q^p$  с интенсивностью до  $10^2$  нТл в летний сезон. В результате взаимодействия солнечного ветра и замороженного в него межпланетного магн. поля (ММП) с геомагн. полем в приполюсной области являются спокойные солнечно-суточные вариации с макс. концентрацией тока на геомагн. широтах  $\sim 80^\circ$  в дневные часы и с интенсивностью М. в.  $\sim 1,5 \cdot 10^2$  нТл (и о л я р н а я электроструя). Направление тока в

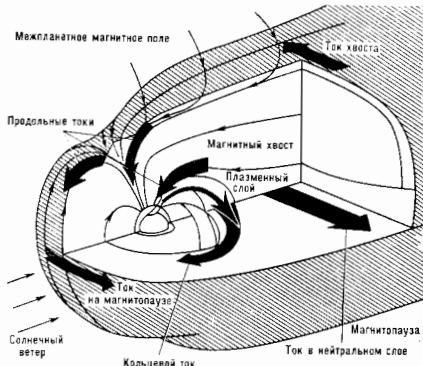


рис. 4. Схема крупномасштабных электрических токов в магнитосфере, ответственных за геомагнитные на поверхности Земли вариации геомагнитного поля.

полярной электроструе зависит от ориентации азимутальной компоненты ММП, поэтому наземные измерения направления тока используются для определения направления ММП (от Солнца или к Солнцу).

**Возмущённые вариации** связаны с нерегулярными процессами в солнечном ветре и на Солнце. В период наиб. активных процессов на Солнце, сопровождаемых солнечными вспышками, происходит выделение  $10^{25}$ — $10^{27}$  Дж энергии за сравнительно короткое время  $2 \cdot 10^3$  с. Выделение энергии сопровождается увеличением интенсивности излучения в рентгеновском и УФ-диапазонах дальн. волн, генерацией ударных волн и выбросом в межпланетную среду облаков плазмы, к-рые могут распространиться даже за пределы земной орбиты. Внезапное усиление рентгеновского и УФ-излучения производит избыточную ионизацию в нижних слоях ионосферы, усиливая токи  $S_q$ -вариаций на освещённой полусфере. Вариометрами это регистрируется как импульсное изменение магн. поля на  $\sim 10$  нТл и длительностью  $\sim 30$  мин. Подход межпланетной ударной волны, за фронтом к-рой возмущены значения плотности и скорости солнечного ветра, приводит к сжатию магнитосферы и усилению электрич. токов на магнитопаузе. Такие импульсные увеличения поля, охватывающие весь земной шар и достигающие на экваторе неск. десятков нТл, наз. в е з а п и м и и а ч а л а м и (ВН). Иногда ВН являются началом магн. бури.

**Магнитная буря** состоит из трёх фаз: начальной, главной и восстановления. Продолжительность начальной фазы может быть от 10 мин до 6 и более час; в течение этого времени магн. поле усилено за счёт

увеличения токов на магнитосфере, но слабо возмущено. Главная фаза магн. бури с продолжительностью от 3 до 20 ч начинается тогда, когда плазменное облако от Солнца достигнет магнитосферы. Эта фаза характеризуется последовательностью разнообразных процессов, наз. с у б у р я м и, связанных с вводом в магнитосферу потока энергии и плазмы из межпланетной среды. Из падающего на магнитосферу потока энергии  $\sim 10^{13}$  Вт внутрь магнитосферы передается 1—5%. Часть энергии поступает непосредственно при взаимодействии солнечного ветра с магн. полем Земли; что приводит к сжатию магнитосферы в подсолнечной точке; часть энергии вместе с вестментом иррадирует внутрь магнитосферы через нейтральные точки, но б. ч. энергии поступает в результате вязкого трения на магнитопаузе и *пересоединения* силовых линий межпланетного и геомагн. полей, что приводит к накоплению магн. энергии в хвосте магнитосферы. Эффективность последнего вида передачи энергии максимальна в периоды с южным направлением ММП, т. е. когда направления МПЗ и ММП антипараллельны. Поток поступающей энергии обычно оценивается как  $\epsilon = H^2 \sin^2(\theta/2) l_0^2$ , где  $H$  — напряженность ММП,  $v$  —

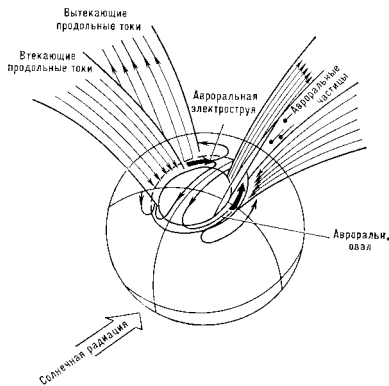


Рис. 5. Системы продольных ионосферных токов в высоких широтах, ответственные за умеренные магнитные возмущения. Токи полноразмерной электроструи замыкаются через ионосферу полярной шапки и приполярных широт.

скорость солнечного ветра,  $\theta$  — угол между ММП и направлением на зенит,  $l_0$  — масштабный фактор.

Во время суббурь в магнитосфере генерируются продольные токи суммарной интенсивностью  $(1-2) \cdot 10^6$  А, текущие вдоль магн. силовых линий и связывающие хвост магнитосферы с авроральной зоной ионосферы (рис. 5). Продольные токи замыкаются в ионосфере, образуя вдоль овала полярных сияний интенсивные авроральные электроструи (западную и восточную). Токи электроструй растекаются по ионосфере в приполюсную область и в субавроральные и даже средние широты. Вариации магн. поля на поверхности Земли от таких токов в средних широтах имеют вид бухт (отрезка взрванной береговой линии) продолжительностью 1—2 ч (продолжительность суббурь) и интенсивностью 30—300 нТл в максимуме. Иррегулярные магн. возмущения на поверхности Земли имеют амплитуду от  $3 \cdot 10^2$  до  $3 \cdot 10^3$  нТл. Разогретая плазма солнечного ветра, а также ускоренные ионосферные ионы (в основном  $O^+$ ) с энергиями от 10 до 500 кэВ инжектируются в область замкнутых магн. силовых линий на гео-

центрич. расстоянии 3—7 радиусов Земли, образуя кольцевой ток. Его магн. эффект на поверхности Земли проявляется в виде уменьшения интенсивности геомагн. поля до 600 нТл на экваториальных широтах. Фаза восстановления ионизации продолжительностью от 1 до 5 суток характеризуется возвращением магн. поля к первоначальному значению из-за затухания кольцевого тока в результате диссипации энергичных ионов, сталкивающихся с нейтральными атомами водорода в геокороне.

Многие суббурь связаны с изменением северного направления ММП на южное, иррегулярно, что в основном усилено западной авроральной электроструи с вариацией магн. поля до  $10^2$  нТл (предварит. фаза, или фаза зарождения суббурь) длительностью от 5 до 60 мин. Затем она сменяется импульсным усилением и расширением в широтном направлении авроральной электроструи (фаза развития суббурь). Иррегулярные вариации могут достигать неск. тыс. нТл, продолжительность фазы развития  $\sim 30$  мин. Затем поле восстанавливается до исходного уровня (фаза восстановления суббурь) в течение 1—2 ч. Такие циклы могут повторяться неоднократно в течение магн. бури, накладываясь часто друг на друга. В период суббурь в верхней атмосфере выделяется энергия  $\sim 10^{12}$  Вт, как поступающая из солнечного ветра, так и предварительно запасенная в виде магн. энергии в хвосте магнитосферы. Для описания геомагн. возмущений используются международные планетарные индексы, характеризующие разл. составляющие вариаций геомагн. поля или состояние магн. поля. К ним относятся индексы авроральных электроструй ( $AU, AL, AE$ ), кольцевого тока и тока на магнитопаузе ( $D_{st}$ ), меридианальной геомагн. активности ( $K_p, aa, a_p, A_p$ ). Эти индексы применяются не только в геомагнетизме, но и в др. разделах солнечно-земной физики.

**Короткопериодные колебания** — микропериодические МПЗ с периодами от 0,2 до 500 с и амплитудами от 0,1 до 50 нТл. Они существуют как в спокойные, так и в возмущенные периоды. КПК есть следствие разл. типов ультранизкочастотных эл.-магн. волн, генерирующихся в магнитосфере, ионосфере или проникающих в магнитосферу из солнечного ветра. Периоды продолжительности достаточно гармонических колебаний ( $P_n$ ) определяются как параметрами межпланетной среды, так и резонансными свойствами магнитосферы, иррегулярные нульсиды ( $P_z$ ) являются характерным признаком начала суббурь.

Изучение М. в разных тинах на поверхности Земли позволяет исследовать процессы генерации МПЗ, параметры вещества в её глубоких недрах, проводить диагностику параметров солнечного ветра, состояния эл.-магн. поля в магнитосфере. М. в. могут служить для оценки радиац. безопасности в ближнем космосе. Оказалось, что потоки энергии иррадирующей радиации тесно связаны с изменениями магн. поля на поверхности Земли. Отдельные типы КПК воздействуют на биол. системы, в т. ч. и на человеческий организм.

Лит.: Акифьев С. И., Ченгел С. Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Яковлев И. Б. М., Земной магнетизм, Л., 1978.

В. И. Голосов, И. П. Федюшин.

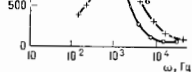
**МАГНИТНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ** — магнитоупорядоченные вещества (ферро-, ферри- и антиферромагнетики), обладающие очень низкой электропроводностью. Представителями их являются некие ферриты со структурной нишеиной:  $MgFe_2O_4$ ,  $Mn_{0,9}Fe_{1,1}O_4$ ,  $Fe_2O_3$ ,  $NiFe_2O_4$  и др., имеющие при комнатной температуре ( $T = -300$  К) уд. электропроводность  $\sigma_{300} \sim 10^{-12} - 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Монокристаллы этих ферритов обладают меньшими значениями  $\sigma_{300}$ . Ещё меньшей иррегулярностью обладают ферриты со структурной *граната*; напр., кристалл  $Y_3Fe_5O_{12}$  имеет  $\sigma_{300} \sim 10^{-12} - 10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Антиферромагн. соединения:  $MnO$ ,  $NiO$ ,  $CoO$  имеют  $\sigma \sim 10^{-16} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Электропроводность практически полностью отсутствует у

антиферромагнитных соединений типа галогенидов переходных металлов ( $MnF_2$ ,  $KMnF_3$ ,  $BaMnF_4$ ,  $MnCl_2$ ).

Ферриты-шпинели и феррит-гранат иттрия используются в СВЧ-технике и элетротехнике как магн. материалы с малыми потерями на вихревые токи. Величина  $\sigma$  сильно возрастает при появлении в окисных соединениях разновалентных катионов (гл. обр.  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ ), что вызывается отклонением от стехиометрич. состава, наличием вакансий, примесных ионов и др. Особенно это характерно для ферритов-шпинелей; между ионами  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ , находящимися в одинаковых кристаллографич. узлах (обычно октаэдрических), возникает перескок элетронов с иона на ион, вследствие чего проводимость резко возрастает (прыжковая проводимость) и ферриты-шпинели становятся магнитными полупроводниками.

В случае ферритов-гранатов отклонения от стехиометрич. состава меньше, и поэтому их проводимость обычно сохраняется низкой. Их следует считать диэлектриками.

Характерной особенностью окисных М. д. является



Зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  от частоты, элетрического поля для одного из Ni-Zn ферритов-шпинелей.

то, что в них помимо обычных механизмов поляризации *диэлектриков* (элетронного и ионного и ориентационного) возникает дополнительный макроскопич. механизм поляризации, обусловленный скоплением элетрич. зарядов на границах кристаллич. зёрен, вакансиях и др. дефектах. Этот механизм особенно сильно проявляется в поликристаллич. окислах. Он обуславливает большую величину статич. (или низкочастотной) диэлектрич. проницаемости  $\epsilon$  (вплоть до  $10^6$ ). Однако при частотах СВЧ-диапазона  $\epsilon$  снижается до неск. единиц, соответствующих элетронной и ионной поляризациям (рис.). При изучении М. д. обычно производят измерения частотной зависимости действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ . Каждому механизму поляризации соответствует нек-рая критич. частота  $\omega_{кр.}$  выше к-рой поляризация уже не успевает следовать за быстрыми изменениями элетрич. поля. Это приводит к убыванию  $\epsilon'$  и увеличению  $\epsilon''$ , т. е. к увеличению *диэлектрических потерь*.

Нек-рые окисные соединения, обладающие антиферромагнетизмом, одновременно являются сегнетоэлектриками, однако их темп-ры Кюри обычно не совпадают. М. д. иногда наз. также спрессованные ферромагн. порошки (железа, магнетита и др.) с к.-л. диэлектриком (парафином, смолой и др.). Т. к. в таких материалах не возникают вихревые токи, они получили нек-рое применение в технике, но с открытием ферритов утратили своё значение.

Лит.: Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш., Моноцителлы ферритов в радиотехнике, М., 1973; Кривичан С., Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов, пер. с нем., т. 2, М., 1976.

К. П. Белов

**МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ** — ультрадисперсные устойчивые коллоиды ферро- или ферримагнитных *однодоменных частиц*, диспергированных в разл. жидкостях и совершающих интенсивное броуновское движение. *Магнитная проницаемость*  $\mu$  таких коллоидов достигает  $\sim 10$ , тогда как у обычных жидкостей  $\mu < 1$ . Намагниченность насыщения концентрированных М. ж. может достигать  $\sim 100$  Гс ( $\sim 100$  кА/м) в магн. полях  $\sim 1$  кЭ ( $\sim 80$  кА/м), при этом их вязкость может быть сравнима с вязкостью воды. Иногда М. ж. наз. относительно устойчивые суспензии магн. частиц размером  $\sim 0,1$ — $10$  мкм, однако действительно стабильными

являются именно ультрадисперсные коллоиды частиц диам.  $d_0 \sim 0,01$  мкм.

Равновесное распределение концентрации коллоидных частиц в зависимости от высоты  $h$  в поле силы тяжести описывается *барометрической формулой*. Концентрация частиц экспоненциально убывает в  $e \approx 2,718$  раз на характерной высоте  $h_0 = kT/(\rho_1 - \rho_2)g_0$ , где  $V_0$  — ср. объём частиц,  $\rho_1$  — плотность твёрдой фазы — дисперсионной среды,  $\rho_2$  — плотность жидкости — дисперсионной среды,  $g$  — ускорение силы тяжести. Обычно  $h_0 \sim 10$  см при комнатной темп-ре ( $T = 293$  К) и при  $V_0 \sim 10^{-18}$  см<sup>3</sup>, т. е. когда  $d_0 \sim 0,01$  мкм ( $\sim 10$  нм). Для агрегативной устойчивости, т. е. для предотвращения слипания частиц, в коллоид вводит стабилизатор — поверхностно-активное вещество (ПАВ). Обычно ПАВ состоит из полярных органич. молекул длиной 1,5—2 нм, создающих на поверхности частиц адсорбционно-сольватные защитные слои, препятствующие сближению и слипанию частиц под действием межмолекулярных сил (близкодействующих сил притяжения). Одним из наиб. распространённых ПАВ является олеиновая к-та  $C_{18}H_{35}OH = CH(CH_2)_7CO-OH$ , к-рая своей полярной «головкой»  $O-H$  притягивается к поверхности твёрдой фазы, образуя на ней плотный молекулярный слой толщиной  $\delta \approx 2$  нм. В и с о л я р н о х дисперсионных средах (масло, керосин, додекан, октан и т. д.) гибкие неоларные концы ПАВ, родственные жидкости-носителю, направлены от частицы к жидкости (рис. 1, а). Устойчивость диспергированных частиц в по л я р н о й жидкости, напр. в воде, обусловлена характерным расположением двух слоёв ПАВ: родственные полярной жидкости-носителю полярные «головки» второго слоя ПАВ направлены от частицы к жидкости (рис. 1, б).

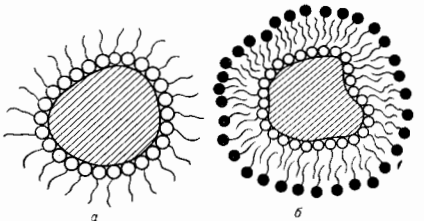


Рис. 1. а — коллоидная частица в неполярной жидкости с адсорбированным на ней слоем ПАВ — олеиновой кислотой; б — коллоидная частица в полярной жидкости (в воде), окружённая слоями олеиновой кислоты и слюлей натрия, растворимого в воде.

Величина магн. восприимчивости М. ж. возрастает при увеличении размера магн. частиц и их объёмной концентрации  $C$  в коллоиде. Оказывается, что размер частиц  $d_0 \sim 10$  нм оптимальен потому, что это — наибольший размер, при к-ром частицы ещё не слипаются (не агрегируют) из-за магн. *диполь-дипольного взаимодействия* при комнатных темп-рах (слипанию препятствует тепловое движение частиц). Действительно, обычно ср. магн. момент частиц  $m_0 \approx 2 \cdot 10^{-16}$  Гс·см<sup>2</sup>, если их объём  $V_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup> и спонтанная намагниченность  $M_s \approx 0,5 \cdot 10^8$  Гс. Поэтому ср. энергия магн. диполь-дипольного взаимодействия между соседними частицами  $\sim m_0^2/g_0^2$  не превышает энергии их теплового движения  $\sim kT$  при комнатной темп-ре, когда  $d_0 \sim 10$  нм. Ср. расстояние между центрами частиц  $r_0 = d_0 \sqrt{26}$ . Макс. концентрация  $C_0$  магн. вещества в коллоиде зависит от отношения  $\delta/d_0$  и от распределения частиц по размерам. Если бы все частицы были одинаковыми и парами с диам.  $d_0$ , то при их плотной гексагональной или гравесцентрированной кубической упаковке значение

$C_0 - (\pi/3\sqrt{2})^3 [d_0/(d_0+2\delta)]^3$  составило бы  $\approx 0,27$  при  $d_0=10$  мн и  $\delta=2$  мн. Обычно в М. ж. частицы имеют разные размеры и их можно упаковать более плотно. Концентрация магн. фазы в М. ж. может достигать более 0,3, но, как правило, у магн. коллоидов  $C \approx 0,1-0,2$ , а вязкость близка к вязкости воды.

В качестве дисперсной среды обычно используют магнетит, железо, кобальт, ферриты-инилены, а в качестве дисперсионной среды — воду, углеводородные и кремнийорганич. жидкости. Существуют М. ж. на основе вакуумного, трансформаторного, вазелинового масла и т. д. Для создания электропроводных М. ж. используют такие жидкости, как ртуть или эвтектик. сплав индий — галлий — олово (ингас), в к-рых диспергируют частицы Fe, Ni, Co, стабилизированные оловом, висмутом, литием. Наиб. распространены М. ж. на основе магнетита ( $Fe_3O_4$ ), диспергированного в керосине и стабилизированного олеиновой к-той. При концентрации магнетита в коллоиде  $C \approx 0,1-0,2$  его намагниченность насыщения  $M_s \approx 30-60$  Гс,  $\mu \approx 5$ , а динамич. вязкость  $\eta \approx 10^{-2}$  г·см $^{-1}$ ·с $^{-1}$  сравнима с вязкостью воды. Ниже рассмотрены осн. физ. свойства этой М. ж. Ф-ция распределения её частиц по размерам имеет колоколообразную форму со средней шириной  $\sim 10$  мн. Столь малые частицы при комнатной темп-ре движутся с тепловыми скоростями  $v_T \sim 10^4$  см·с $^{-1}$  и характерное время, за к-рое частица изменяет направление движения, составляет  $i \sim \rho_1 V_0 / 3kT d_0 \sim 10^{-10}$  с. За это время частица перемещается на расстояние  $\sim 0,1$  мн. Совершая быстрое хаотич. движение с «шагом»  $\sim 0,1$  мн, частица медленно диффундирует, продвигаясь в среднем на расстояние  $(2Dt)^{1/2}$  за время  $t$ , где  $D = kT/3\eta d_0$  — коэф. диффузии. За 1 мс частица смещается на расстояние  $\sim 10$  мн, т. е. на свой размер. Беспорядочное вращение частиц таково, что они поворачиваются на угол  $\sim 1$  рад за время броуновского вращения  $T_R \sim (\rho_1 d_0 + 2\delta)^2 \eta / 2kT \sim 1$  мкс при  $\eta \approx 10^{-2}$  г·см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ . Магн. момент малой частицы хаотически переориентируется относительно её кристаллографии, направленной из-за тепловых флуктуаций в характерном времени неупорядоченной релаксации  $\tau_H \sim \tau_0 \exp \sigma$ , где  $\sigma = K_1 V / kT \approx 1$ ,  $K_1$  — эффективная энергия магнитной анизотропии, частицы (для магнетитовых коллоидных частиц  $K_1 \sim 10^9$  эрг·см $^{-2}$ ),  $\tau_0 \sim 10^{-12}$  с — характерное время ларморовской прецессии магн. момента частицы. Такие частицы наа. с у н е р н а р а м а г н и т н ы м и, т. к. их магн. момент, составляющий  $\sim 10^4$  атомных моментов, свободно флуктуирует, как в парамагнетике (см. *Суперпарамагнетизм*). Суперпарамагн. восприимчивость  $\chi_{суп}$  в М. ж. при комнатной темп-ре в  $\sim 10^4$  раз превышает восприимчивость обычных жидкостей и описывается зависимостью  $\chi_{суп} = \frac{M_s^2 n_p C}{3k(T-\theta)}$ , или  $\chi_{суп} = \frac{m_0^2 C}{V_0} \cdot \frac{3k(T-\theta)}$ , где  $M_s = 480$  Гс — спонтанная намагниченность магнетита,  $m_0 = M_s V_0$ ,  $\theta \approx 200$  К — парамагнитная темп-ра Кюри, к-рая зависит от концентрации С. Восприимчивость  $\chi_{суп}$  возрастает по Кюри — Веиса закону при понижении темп-ры Т, однако это увеличение происходит не беспределно и при нек-рой темп-ре Т<sub>г</sub> наблюдается резкий излом зависимости  $\chi(T)$  (особенно отчетливый в концентрированных М. ж. при низких частотах и в малых амплитудах Н перем. магн. поля). Излом размывается и смещается при увеличении частоты или амплитуды внеш. поля (рис. 2). Темп-ра излома зависимости  $\chi(T)$  стремится к пост. величине при  $v \rightarrow 0$ . Эта величина не связана с темп-рами затвердевания жидкостей-ростителей, а зависит от концентрации С магн. вещества М. ж. Напр., значение Т<sub>г</sub> возрастает от 200 до 330 К при увеличении С от 0,01 до 0,32 в М. ж. магнетит — керосин — олеиновая к-та.

Темп-ра Т<sub>г</sub> соответствует кооперативному мажнотному фазовому переходу в системе взаимодействующих магн. диполей — однодоменных коллоидных частиц, к-рые при понижении темп-ры образуют хаотич.

структуру из сложным образом перепутанных и разветвлённых дипольных цепочек. Такой структурный коллоид является уже не жидким телом, а упругим телом, хотя пределы упругости и прочности такого тела невелики. Так, при  $T > T_g$  М. ж. являются жидкими суперпарамагнетиками, а при  $T < T_g$  переход в неупорядоченное гелеобразное состояние, называемое д и н о л ь н ы м, с т е к л о м. Магн. свойства дипольных стёкол аналогичн. магн. свойствам *спинных стёкол* — обширному классу неупорядоченных твёрдых магнетиков (см. *Аморфные магнетики*).

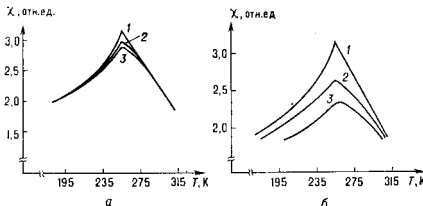


Рис. 2. Температурные зависимости  $\chi(T)$  восприимчивости магнитного коллоида на основе магнетита, керосина и олеиновой кислоты с  $C \approx 0,2$ . а — при частоте  $v = 5$  Гц и амплитуде переменного магнитного поля: 0,03 Э (1), 0,03 Э (2), 3 Э (3); б — при амплитуде 0,03 Э и частотах: 5 Гц (1), 15 Гц (2), 175 Гц (3).

Релаксация намагниченности  $M(t)$  неупорядоченных магнетиков, в т. ч. и М. ж., не описывается экспоненциальной зависимостью от времени  $t$  с к.-л. определ. временем релаксации  $\tau$ . В первом приближении намагниченность релаксирует по закону  $\sim t^{-\alpha}$ , где  $\alpha \sim 0,01-1$  и зависит от темп-ры, величины и длительности намагничивания, а также от магн. предистории, если  $T < T_g$ . Поэтому частотные зависимости действительной  $\chi'$  и мнимой  $\chi''$  частей комплексной магн. восприимчивости  $\chi^* = \chi' + i\chi''$  не описываются простыми Ф-лами Дебая:  $\chi''/\chi' \ll 1$  при  $v \ll 1/\tau$ .

В концентр. М. ж. отношение  $\chi''/\chi'$  велико в широком диапазоне частот и слабо зависит от  $v$ , составляя  $\sim 10^{-1}-10^{-2}$  при  $v \sim 10^1-10^6$  Гц даже в суперпарамагн. области темп-р. В области  $T < T_g$  это отношение вообще не убывает при  $v \rightarrow 0$ , по крайней мере до частот  $\sim 1$  Гц. В связи с этим М. ж. сильно поглощают эл.-магн. волны даже при низких по сравнению с  $1/\tau_0$  и  $1/\tau_H$  частотах, что связано с диполь-дипольным взаимодействием между однодоменными частицами в коллоиде.

В суперпарамагн. области кривая  $M(H)$  намагничивания М. ж. хорошо описывается Ланжевенов функцией  $L(x) = \coth x - 1/x$ , где  $x = m_0 H / kT$ , если учесть распределение частиц по размерам и усреднить по этому распределению. При  $H < 100$  Э, когда при комнатных темп-рах  $x \ll 1$ , из зависимости  $M(H) \approx (C/V_0) m^2 H^2 / 3kT$  по наклону кривой  $M/H$  можно определить величину ср. квадрата магн. момента коллоидных частиц. При  $H > 10^3$  Э, когда  $M(H) \approx M_s C (1 - kT/m_0 H)$ , можно определить величину ср. магн. момента частиц. Зная спонтанную намагниченность  $M_s$  частиц, можно определить их ср. объём  $V_0 \approx m_0 / M_s$ , значение к-рого обычно хорошо согласуется с данными электронной микроскопии.

Спонтанная намагниченность магнетика, из к-рого приготовлен коллоид, тоже зависит от темп-ры, и эта зависимость наиб. заметна вблизи Кюри точки Т<sub>с</sub> этого магнетика. Нагревая М. ж. выше Т<sub>с</sub>, можно существенно уменьшить её магн. восприимчивость, что лежит в основе явления термоматн. конвекции. Слой М. ж. с  $T < T_c$  обладает большей магн. восприимчивостью и втягиваются в области с большей напряжённостью магн. поля, вытесняя более нагретые слои (с

$T > T_C$ ). Так возникает термомагн. конвекция, к-рая по интенсивности может во много раз превосходить обычную гравитационную конвекцию, причём величину и направление этой конвекции можно изменять при помощи магн. поля. Термомагн. конвекцию можно использовать для увеличения теплообмена в силовых трансформаторах, применяя М. ж. на основе трансформаторного масла, а также в тепловых машинах (т. н. тепловых насосах), утилизирующих пикноэнергию тепло окружающей среды.

Притяжение М. ж. к магниту используется во мн. устройствах. Сила магн. притяжения, действующая на единицу объёма М. ж., равна произведению её намагниченности на градиент магн. поля и направлена вдоль этого градиента. На  $1 \text{ см}^3$  стандартной М. ж. на основе магнетита с  $C=0,2$  в поле  $H=3 \text{ кЭ}$  при градиенте  $\sim 1 \text{ кЭ}\cdot\text{см}^{-1}$  действует сила  $\approx 0,05 \text{ кГ}$ , т. е. сила в 50 раз превышающая вес  $1 \text{ см}^3$  жидкости. Поэтому немагн. тела легко всплывают в М. ж., помещённой в магн. поле с градиентом вдоль направления силы тяжести. Это обстоятельство используют при создании сенсоров цветных металлов и др. немагн. материалов.

На основе М. ж. создают смазки, удерживаемые магн. полем в зоне контакта трущихся поверхностей, герметичные подшипники скольжения, подвижные вакуумные уплотнения, удерживающие перепад давлений в песк. атмосфер. М. ж. применяют в робототехнике, в искроулавливающих устройствах и клапанах, управляемых магн. полем, а также в громкоговорителях для улучшения их амплитудно-частотной характеристики.

В электрич. или магн. полях М. ж. становятся подобными одноосным кристаллам. Они проявляют анизотропию тепло- и электропроводности, вязкости, а также анизотропию оптич. свойств: двулучепреломление, дихроизм, анизотропию рассеяния. Эти эффекты связаны с ориентацией вдоль внеш. магн. поля  $H$  или электр. поля  $E$  несферич. коллоидных частиц, а также с их выстраиванием в плотные цепочки, направленные вдоль поля. Характерные значения электрич. и магн. полей, при к-рых становятся существенными оптич. эффекты, можно оценить, приравняв электростатич. или магнитостатич. энергию для частицы ср. размера к энергии её теплового движения:  $m_0 H_0 \approx kT$  или  $V_0 E_0^2 \approx kT$ . Отсюда можно получить  $H_0 \approx kT/m_0 \approx 10^2 \text{ Э}$  и  $E_0 \approx (kT/V_0)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ .

Величины электр- и магнитнооптич. эффектов в М. ж. на 6 порядков превосходят аналогичные величины в обычных жидкостях, т. к. объём коллоидных частиц в  $10^6$  раз превышает объём молекул. В скрещённых электр. и магн. полях М. ж. подобны двусосному кристаллу, в к-ром оптически анизотропией можно изменить как по величине, так и по направлению. При определ. соотношении между  $H$  и  $E$ , направленных перпендикулярно друг к другу, наблюдается эффект компенсации оптич. анизотропии. Это происходит при  $H/E \sim H_0/E_0 \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Э}\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{см}$ . Эффект компенсации оптич. анизотропии используют для визуализации и измерения электростатич. полей (измеряют компенсирующие магн. поля). Для визуализации магн. полей можно использовать скрещённые поляриды с помещением между ними слоем М. ж. Магн. коллоиды используют для визуализации доменных стенок в ферромагнетиках, а также для наблюдения скрытых дефектов в непрозрачных магн. материалах.

Изучаются возможности применения М. ж. в медицине для направленного транспорта лекарств, герметизации повреждённых участков внутр. органов, создания локальной гипертермии и т. д.

Лит.: Шлюмова М. И., Магнитные жидкости, «УФН», 1974, т. 112, с. 427; Башаров В. Г., Берковский Б. М., Висселич А. Н., Введение в термомеханику магнитных жидкостей, М., 1983; Неравновесные процессы в жидкотных суспензиях, Сб., под ред. М. И. Шлюмова, Свердловск, 1986; Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков О. М., Магнитные жидкости, М., 1989.

А. А. Мильков.

**МАГНИТНЫЕ ЗЕРКАЛА** — области повышенной напряжённости магн. поля, в к-рых происходит отражение частицы (изменение направления движения на обратное) вследствие адиабатич. инвариантности её магн. момента. Подробнее см. *Открытые ловушки, Магнитные ловушки*.

**МАГНИТНЫЕ ЛИНЗЫ** — определённые конфигурации магн. полей, обладающих симметрией, для фокусировки пучков заряд. частиц (электронов, ионов). Подробнее см. *Электронные линзы*.

**МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ** — конфигурация магн. поля, способные длительное время удерживать заряд. частицы или плазму в ограниченном объёме. Естеств. М. л. является, напр., магн. поле Земли, захватившее плазму солнечного ветра и удерживающее её в виде радиационных поясов Земли. Искусств. М. л. используют в исследованиях на УТС.

Магн. поле может удерживать заряд. частицы как в поперечном, так и в продольном направлении по отношению к вектору магн. индукции  $B$ . Оба эти свойства порознь либо одновременно используют в М. л.

**Поперечное удержание частиц.** Возможность создания М. л. основана на особенностях движения заряд. частиц в магн. поле. На частицу с зарядом  $e$  и скоростью  $v$  действует сила Лоренца  $F = e(E + [vB])$  (в СИ), где  $E$  — электр. поле. В сильном магн. поле частица движется вдоль магн. силовой линии со скоростью  $v_{||} = (vB)/B$ , совершая при этом быстрое вращение по ларморовской окружности радиуса  $r_B = mv_{\perp}/eB$  с угловой частотой  $\omega_B = -eB/m$  ( $m$  — масса частицы,  $v_{\perp}$  — составляющая скорости, перпендикулярная полю). Частицы могут удерживаться в поперечном (относительно  $B$ ) направлении, если ларморовский радиус  $r_B$  мал по сравнению с поперечным размером  $A$  М. л.:  $r_B \ll A$ . При этом условии плазму можно рассматривать как газ заряд. «ларморовских кружков», совершающих быстрое движение с гирокинетич. скоростью  $v_{||}$  лишь вдоль магн. силовых линий. Помимо быстрого продольного движения ларморовские кружки могут совершать также относительно медленный поперечный дрейф. дрейф с одинаковой для всех частиц скоростью  $v_E = [EB]/B^2$ , а также градиентный и центробежный со скоростью  $v_p = mv_{\perp}^2 [B \nabla B]/2eB^3$  и  $v_{cl} = mv_{\perp}^2 [B(\nabla B)]/eB^4$  соответственно (см. *Дрейф заряженных частиц*). В области без тока  $\text{rot } B = 0$ ,  $(\nabla B)_{\perp} = -B \cdot \nabla B$  и направления градиентного и центробежного дрейфов совпадают. Конфигурация магн. поля должна быть выбрана так, чтобы ни поперечные дрейфы, ни продольное движение не выводило осн. массу заряд. плазмы из М. л. Это соответствует выполнению условия равновесия плазмы в М. л. Выбор магн. конфигурации, способной удерживать плазму, ограничен необходимостью подавления возникающих в плазме неустойчивостей, а также условиями малости диффузии и теплопроводности в поперечном направлении.

**Продольное удержание частиц.** В продольном направлении на ларморовский кружок, представляющий собой круговой ток с магн. моментом  $M_{\perp} = -mv_{\perp}^2 B/2B^2$ , действует сила  $F_{\parallel} = M_{\perp} \nabla B$ , приводящая к отражению с достаточно большим значением адиабатического инварианта  $M_{\parallel} = mv_{\parallel}^2/2B$  от областей повышенной напряжённости магн. поля (т. н. магн. пробки, магн. зеркала). На этом принципе основаны открытые магн. ловушки (рис. 1), в к-х числу относятся и магн. конфигурация, создаваемая дипольным магн. полем Земли.

Из законов сохранения магн. момента и сохранения энергии следует, что при движении частицы на области миним.  $B$ , где компоненты скорости равны  $v_{||0}$  и  $v_{\perp 0}$ , поперечная составляющая кинетич. энергии растёт с

ростом  $V$  за счёт убыва продольной. В точке отражения при  $B = B_{\text{макс}}$  имеем:  $v_{\parallel} = 0$ ,  $v_{\perp}^2 = v_{\perp 0}^2 B_{\text{макс}}/B_{\text{мин}} = -v_{\perp 0}^2 + v_{\perp 0}^2$ . Из этого соотношения следует, что магн. пробка отражает не все частицы, а только такие, ско-

Рис. 1. Траектории заряженных частиц в ловушке с магн. пробками. Помимо отражения частица испытывает градиентный дрейф, направленный по азимуту.



рость к-рых меньше определяемой соотношением:  $v_{\parallel} / v_{\perp 0} < \sqrt{(B_{\text{макс}} - B_{\text{мин}}) / B_{\text{мин}}}$ . Для таких частиц в центральной части ловушки  $\sin \theta_0 > (B_{\text{мин}} / B_{\text{макс}})^{1/2}$ ; все остальные частицы с углом  $\theta = \arcsin(v_{\perp 0} / v)$  меньше  $[\arcsin(B_{\text{мин}} / B_{\text{макс}})]^{1/2}$  попадают в «закрытый конус», конус потерь, и вылетают из М. л. (т. н. пролетные частицы). Т. о., в открытых М. л. распределение удерживаемых частиц по скоростям анизотропно, термодинамически неравновесно. Непрерывный переход замкнутых между магн. пробками частиц в конус потерь под влиянием соударений или вследствие развития микронеустойчивостей плазмы делает эффективность простой открытой М. л. низкой для УТС. Для улучшения удержания плазмы в открытых М. л. предложено неск. их модификаций — амбиоплярные М. л., ловушки с гофрированным полем, газодинамич. М. л., стабилизированные осесимметричные амбиоплярные ловушки (см. *Открытые ловушки*).

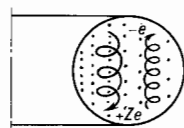


Рис. 2. Дрейф частиц в торoidalном магнитном поле.

Другой способ избежать продольных потерь — замкнуть М. л. в тор. Однако простейшая система такого типа с чисто торoidalным магн. полем, создаваемым напр., в осесимметричном торoidalном соленоиде, не может выполнять ф-цию М. л. Торoidalное магн. поле, согласно интегральному условию  $\oint B dl = -\mu_0 F_e$  ( $F_e$  — суммарный поперечный ток в соленоиде,  $\mu_0$  — магн. постоянная), неоднородно:  $B_{\phi} = -\mu_0 F_e / 2\pi r$ . Его градиент направлен по радиусу к главной оси тора (ось z цилиндрич. системы координат  $r, \phi, z$ ). Согласно приведенным выше формулам для  $v_{\text{гр}}$  и  $v_{\text{ц}}$ , заряд.

Рис. 3. Торoidalная ловушка — замкнутый гофрированный тор.

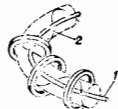


частицы дрейфуют вдоль оси z со скоростью  $v_z = -m(v_{\perp}^2 + v_{\perp 0}^2/2) e r B$  (торoidalный дрейф) и уходят на стенки камеры (рис. 2). Один из путей преодоления торoidalного дрейфа — сделать торoidalное магн. поле гофрированным (рис. 3). Получающаяся конфигурация выглядит как последоват. соединение неск. ловушек с пробками. При достаточно сильной неоднородности магн. поля дрейф происходит вокруг осей ловушек и траектории пролетных ларморовских кружков, приобретает винтообразную форму, могут стать ограниченными. Гофрированные М. л. имеют, однако, ряд недостатков: сильную чувствительность к возмущениям магн. поля, сложность стабилизации плазмы, повышенную диффузию; поэтому они не получили большого распространения.

Широко используются торoidalные М. л., в к-рых магн. силовые линии сами навиваются на замкнутые

магн. поверхности, образующие систему вложенных друг в друга торов. Такая система образуется, напр., вокруг кольцевого проводника с током, расположенного вдоль магн. силовых линий торoidalного соленоида. Соответствующая М. л., левитрон (рис. 4), в к-рой

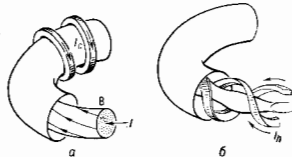
Рис. 4. Схема левитрона: 1 — кольцо с током внутри торoidalного соленоида; 2 — магнитная силовая линия; при многократном обходе тора она занавивает торoidalную магнитную поверхность.



кольцо из сверхпроводника с током само подвешено на магн. подушке, была осуществлена в нек-рых лабораториях в 60-е гг. Более удобным оказались М. л., в к-рых кольцевой ток, создающий вращательное поле, образование магн. силовых линий, возбуждается в самой плазме. К ним относятся токамак (рис. 5, а) — наиб. разработанная система для магн. удержания плазмы, а также нипч с обращенным магн. полем и его предельная модификация — сферомак.

Вращат. преобразование магн. силовых линий может быть осуществлено и без возбуждения в плазме торoidalного тока в М. л., наз. *стеллараторами*. Возможны два способа создания вращат. преобразова-

Рис. 5. Торoidalная магнитная ловушка: а) токамак; б) стелларатор — торастрон. Короткие стрелки показывают направление течения тока;  $I_e$  — в витках торoidalного поля;  $I_{\text{в}}$  — в витках винтовых витках; I — в плазме токамака.



ния без продольного тока в плазме — вывод оси соленоида из плоскости (стелларатор с пространств. осью) и наложение на соленоид витковых проводников с током [обычный стелларатор и его модификация — торастрон (рис. 5, б), левитрон и др.]. Главные преимущ. стеллараторов перед токамаками — возможность стационарной работы без затраты энергии на генерацию тока в плазме, их недостаток — громоздкость конструкции.

К М. л. относят также компактный тор — сжатый к главной оси торoidalный нипч. Обычно он создается с помощью  $\theta$ -нича наращиванием продольного магн. поля, противоположного по направлению первоначальному, сохраняющемуся в плазме. В плазме возникает цилиндрич. токовый слой, к-рый, сжимаясь как к оси, так и в продольном направлении, образует компактный плазменный тор. Компактный тор с торoidalным магн. полем внутри плазмы представляет собой упомянутый выше сферомак.

**Удержание плазмы.** От особенностей движения заряд. частиц в М. л., имеющего весьма сложный характер, зависит ряд внутр. свойств плазмы, таких, как возникновение кинетич. неустойчивостей, величины коэф. переноса и др. Но они не существенно влияют на макроскопич. характеристики плазмы — её форму и распределение в пространстве. При макроскопич. описании удержания плазмы в М. л. вводят газокинетич. давление плазмы — продольное  $p_{\parallel} = \sum m N < v_{\parallel}^2 >$  и поперечное  $p_{\perp} = 1/2 \sum m N < v_{\perp}^2 >$ , а также намагнитченность  $M = N < \vec{M}_1 >$ . Здесь суммирование производится по сортам зарядов (частиц).  $N$  — плотность частиц данного сорта, угловые скобки означают усреднение по скоростям. Средняя плотность тока, текущего в плазме,  $j = j_{\text{з}} + j_{\text{м}}$ , где  $j_{\text{з}} = \sum e N < v_{\text{з}} + v_{\parallel} >$  — ток, вы-



зывается движением ларморовских кружков, а  $j_{\omega} = -\text{rot } M = -\text{rot}(p_{\perp} B/B^2)$  — неоднородности их расположения (ток намагничения). Выраженнан через  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  плотность тока вместе с ур-нием баланса сил  $N < F_{\perp}$  и гидростатич. давления, действующих на единицу объема газа ларморовских кружков, составляют совместно с ур-ниями Максвелла систему ур-ний равновесия. В М. л. с длительностью удержания частиц, превышающей ср. время между столкновениями частиц, ф-ции распределения по скоростям и соответственно давлению плазмы изотропны ( $p_{\perp} = p_{\parallel} = p$ ). В этом случае система ур-ний равновесия принимает вид гидродинамич. вид:

$$\nabla p = [jB]; \quad \text{rot } B = -\mu_0 j; \quad \text{div } B = 0.$$

Из первого ур-ния этой системы следует, что магн. силовые линии и линии плотности тока лежат на поверхностях вост. давления ( $B \nabla p = 0$ ,  $j \nabla p = 0$ ), совпадающих с магн. поверхностями. Ввиду неур-ности магн. силовых линий (условие  $\text{div } B = 0$ ) они могут быть только тороидальными (в топологич. смысле), вложенными друг в друга (при монотонном профиле давления).

Ур-ния равновесия определяют «первичный» диаметр плазмы. Его дивергенция  $\text{div } j_{\perp} = [B \nabla p] \nabla (1/B^2)$  служит источником продольного заноса. «вторичного» тока, наз. в тороидальных М. л. током Пфирша — Шлотера, а в открытых ловушках — током Ступакова. Вторичные токи вызывают искажение магн. системы и приводят к ограничению равновесного давления плазмы, а также к ухудшению её термоизоляции.

Любой диссипативный процесс в плазме приводит к её диффузии поперёк магн. поля. Усиление диффузии по сравнению с классической, скорость к-рой определяется условием поддержания равновесного тока  $i_{\perp}$  за счёт движения в магн. поле среды (плазмы) с продольностью  $o$ :  $[B \nabla p]/B^2 = o [i_{\perp} B]$ , происходит как за счёт необходимости поддержания вторичных токов, так и (в случае редких столкновений) за счёт большого отклонения дрейфовых орбит запертых частиц от магн. поверхностей (неоклассич. диффузия). Сильно аномальная диффузия объясняется обычно дрейфом частиц в ал-магн. поле, флуктуирующем из-за микроустойчивостей плазмы.



Рис. 6. Островная структура тороидальных магнитных поверхностей.

Тороидальные М. л. представляют собой наиб. обширный и важный класс систем для магн. удержания плазмы. Важнейшая их характеристика — наличие в ней «островной» структуры магн. поверхностей, их взаимодействие при изменении параметров системы, сопровождающееся процессом *пересоединения* магн. силовых линий в высокопроводящей среде, — наиб. сложный и интересный физ. процесс в тороидальных М. л. При определ. условиях он может приводить к полному разрушению равновесной конфигурации в токамаке.

Качество М. л. характеризуют предельным значением параметра  $\beta = 2\mu_0 a p / B^2$ , при к-ром возможно макроскопическое устойчивое удержание плазмы. Для термоядерного реактора необходимы значения  $\beta \sim 5-10\%$ .

Равновесное состояние в тороидальном М. л. «но малому радиусу» описывается ур-нием баланса давления (интегр. следствие ур-ний равновесия), к-рое для плазменного цилиндра радиуса  $a$  имеет вид

$$\bar{p} - \bar{B}_z^2 / 2\mu_0 - B_z^2(a) / 2\mu_0 + B_p^2(a) / 2\mu_0,$$

где  $B_z$  — продольное (тороидальное), а  $B_p$  — поперечное магн. поле,  $B_p(a) = \mu_0 i / 2\pi a$ , черга означает усреднение по сечению. Кроме равновесия по малому радиусу в тороидальных М. л. должно выполняться условие равновесия по большому радиусу. В системах с током баллонное растяжение тороидального плазменного шнура уравновешивают силой взаимодействия тороидального тока с внешним, поперечным к плоскости тора магн. полем. В столлараторах удерживающим является эффективное нолодальное поле от витковых обмоток, взаимодействующих с токами Пфирша — Шлотера. И в том, и в другом случае давление плазмы приводит к смещению по большому радиусу внутр. магн. поверхностей относительно наружных.

Макроскопич. устойчивость плазмы в тороидальных М. л. зависит от профиля  $\chi(V)$  или обратной величины  $q(V)$ , от величин и знака  $t$ , и ш. яра магн. силовых линий  $s = V q'(V) / q$  и относительной глубины «средней магн. ямы»  $w = V W'(V) / W$ , где  $W = 2p + c B_z^2 / \mu_0$ . Здесь  $V$  — объём, ограниченный данной магн. поверхностью, играющий роль малого радиуса в системах со сложной формой сечения плазмы. В тороидальных М. л. средн. магн. яма, согласно преобразованному уравнению равновесия  $\nabla_{\perp}^2 (2p + B_z^2 / \mu_0) = 2B_z^2 k / \mu_0$ , связана с кривизной  $k = (B \nabla B) \nabla (B/B^2)$  магн. силовой линии. В цилиндре, где магн. поверхности вынуклые,  $k_p = -B_z^2 / r B^2 < 0$  и магн. яма лет. В тороидальной геометрии при  $B_z > B_p$  (рис. 7, а) б. ч. магн. силовой линии может находиться

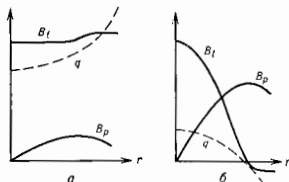


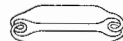
Рис. 7. Распределение магнитного поля по радиусу: а) в токамаке; б) в ямке с обращённым магнитным полем.

па вогнутой внутр. части поверхности тора и привести к благоприятному для устойчивости условию  $W > 0$ . К этому эффекту приводит создание  $D$ -образной или «бобообразной» форм сечения магн. поверхностей.

В М. л., образуемых с помощью тока, возбуждаемого в плазме, плазма может быть устойчива в двух случаях: 1) при достаточно сильном тороидальном магн. поле ( $B_z > B_p$  и монотонно растущей от оси ф-ции  $q(V)$  (система токамак); 2) при умеренном тороидальном поле  $B_z \sim B_p$  и монотонном убывании  $q(V)$  от  $q(0) \sim a/R$  на оси плазменного шнура до перехода его на краю через нуль, чтобы всюду удовлетворялось важное для устойчивости условие  $s \neq 0$  (система ямк с обращённым полем, рис. 7, б). Как токамак, так и ямк с обращённым полем представляют пример самоорганизующихся систем. Необходимые для устойчивости профили устанавливаются и поддерживаются при определ. внеш. условиях автоматически за счёт внутр. несконро-

дируемых процессов перемагничивания магн. элементов линий при отклонении профиля  $q(V)$  от оптимального, соответствующего минимуму энергии системы. В то же время предельное  $\beta$  может превышать 5%, в числе с образцовым полем — в нек-р. раз выше. В стеллаторных системах расчётное значение  $\beta$  может достигать

Рис. 8. Магнитная ловушка «эдрон» — комбинация лозух с пробочной геометрии и тороидальной системы.



10%. Имеется возможность его увеличить введением прямолнейных участков с пониженным магн. полем при спец. выборе замыкающих элементов, не допускающих переключения вторичных токов на прямые участки (система «эдрон», рис. 8).

Лит.: А. В. Иванов, Д. А. Заманутые и замкнутые конфигурации, М., 1969; Лукьянов С. Ю., Горючая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Волков Е. Д., С. Урунненко В. А., Шимкин А. А., Стеллаторатор, К., 1983.

**МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ** — вещества, обладающие при тем-рах ниже тем-ры магн. упорядочения самопроизвольной намагниченностью, обусловленной параллельной ориентацией атомных магн. моментов (*ферромагнетики* при тем-ре ниже *Кюри точки*  $T_C$ ) или антипараллельной ориентацией различных по величине суммарных моментов *магнитных подрешёток* (*ферримагнетики* при тем-рах ниже *Неелл точки*  $T_N$ ). Вид магн. упорядочения и значения  $T_C$  и  $T_N$  определяются знаком и величиной обменного интеграла (см. *Обменное взаимодействие*). Представителями ферромагнетиков являются Fe, Co, Ni, Gd, Dy и нек-рые др. редкоземельные металлы (РЗМ), а также их сплавы и соединения; нек-рые сплавы и соединения Mn, Cr, U. К типичным представителям ферримагнетиков относятся *ферриты* — двойные оксиды переходных металлов со структурой шпинели ( $NiFe_2O_4$  и др.), со структурой граната ( $Gd_2Fe_2O_{12}$  и др.) и с гексагональной структурой ( $BaFe_2O_{10}$  и др.). К ним же принадлежат известный с древнейших времён магнетит  $Fe_3O_4$ , а также нек-рые сплавы, напр.  $GdFe_2$ ,  $MnFe_2$ .

К осн. характеристикам магн. относятся:  $T_C$ ,  $T_N$ , намагниченность насыщения  $M_s$ , магнитокристаллография, анизотропия (константы  $K_1$  и  $K_2$ ), *магнетострикция*  $\lambda_s$ . Эти свойства в основном определяются хим. составом М. м. Др. свойства — *кривая намагничивания*  $M(H)$ , *коэрцитивная сила*  $H_c$ , *магнитная проницаемость*  $\mu$ , остаточная намагниченность  $M_r$  — существенно зависят от *магнитной атомной структуры*, в частности от её дефектности. По характеру кристаллич. структуры осн. часть М. м. является *ионокристаллами*; применит. М. м. в виде монокристаллов и *магнитных плёнок*; всё выше используют *аморфные магнетики*. Существуют также *магнитные жидкости*, создаваемые нутём коллоидного диспергирования очень мелких частиц М. м.

По комплексу магн. свойств М. м. подразделяются на *магнитно-мягкие материалы* и *магнитно-твёрдые материалы*. Для первых характерны малая величина  $H_c$  и большая  $\mu$ , для вторых — большие значения  $H_c$  и  $M_r$ . Специфика применения М. м. в технике определяется общей совокупностью их свойств. В этой связи из осн. групп М. м. выделяет *магнитострикционные материалы*, термомангнитные материалы, М. м. для СВЧ, магн. материалы с *цилиндрическими магнитными доменами*, плёнки с большой плотностью занис информации и др. Области применения М. м. чрезвычайно разнообразны. Осн. масса их используется в электротехнике — трансформаторные и динамические стали для магнитопроводов в трансформаторах, электрогенераторах и моторах, дросселях и накопителях. Детали из М. м. используются при создании сильных и компактных источников постоянного магн. поля, миниатюрных электромоторов, в аппаратуре связи, радиолокаторах, магн. заниса, вычислит. технике и др.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Мияшии Д. Д., Магнитные материалы, М., 1981; Прецизионные сплавы. Справочник, под ред. Б. В. Мологтола, 2 изд., М., 1983; Шимкин А. А., Ф. Прокопчик.

**МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ УРОВНИ** — квантовые энергетич. уровни электронов проводимости, движущихся в проводнике вдоль его поверхности под действием параллельного ей постоянного магн. поля. Для возникновения М. п. у. необходимы: большая длина свободного пробега электронов и большая вероятность их зеркального отражения при столкновении с поверхностью проводника. Выполнение этих условий достигается при гелиевых тем-рах (4,2 К) в очень чистых монокристаллах проводников, имеющих оптически гладкую поверхность.

Квазиклассич. картина явления состоит в следующем. М. п. у. возникают в проводнике для электронов, фермианская скорость  $v_F$  к-рых почти параллельна поверхности образца. В пространстве импульсов эти



Рис. 1. а — траектория электрона, «скачущего» внутри проводника по его поверхности под действием силы Лоренца, создаваемой магнитным полем; б — траектория «скачущего» электрона в импульсном пространстве; показано сечение поверхности Ферми плоскостью рисунка; О — огирающая точка.

электроны находятся на *ферми-поверхности* в малой окрестности её т. н. огирающей точки  $O$ , в к-рой  $v_F$  точно параллельна поверхности образца. Магн. поле, воздвигая на электроны этой группы силой Лоренца, удерживает их у поверхности образца. В этих условиях электроны движутся по дугам малой кривизны, возвращаясь к поверхности образца и зеркально отражаясь от неё. Тем самым электроны совершают периодич. движение (электроны «скачут» но поверхности, рис. 1, а), к-рое должно быть квантовано. Разрешёнными оказываются орбиты, для к-рых магн. ниток через сегмент, образуемый дугой траектории и поверхностью образца, равен

$$\Phi = (n + 1/4) ch/e, \quad (1)$$

где  $n=1, 2, \dots, e$  — элементарный заряд. В импульсном пространстве движению по скачущим орбитам соответствует движение но замкнутой орбите на поверхности Ферми в малой окрестности точки  $O$  (рис. 1, б), к-рое квантуется.

Квантовое рассмотрение движения электронов приводит к выражению для значений магн. поля  $H_{nk}$ , при к-рых имеют место максимумы резонансного поглощения эл.-магн. поля частоты  $\nu$ :

$$H_{nk} = \frac{4\sqrt{2}\pi^2 c}{3e} \nu^{3/2} \left( \frac{R}{v_F^3} \right)^{1/2} (n^{1/2} - k^{1/2})^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $n, k=1, 2, 3, \dots$ ;  $n_1 = n + 1/4$ ;  $k_1 = k + 1/4$ ;  $R$  — радиус кривизны орбиты электронов в точке  $O$ .

Экспериментально существование М. п. у. обнаруживается как осцилляция (с амплитудой  $\leq 0,1\%$ ) полного поверхностного сопротивления проводника ( $\nu \sim 10$ – $100$  ГГц) в зависимости от магн. поля, измеряемого в пределах  $0,1$ – $100$  Э (рис. 2). М. п. у. изучались на монокристаллах Sn, Bi, In, Cd, Al, Cu [1, 2]. Природа осцилляции аналогична эффекту де Гааза — ван Альфена (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Вычисленные по ф-ле (2) и по известным параметрам поверхности Ферми  $Bi$  значения  $H_{nk}$  точно совпадают с измеренными максимумами реактивного поверхностного сопротивления образца  $Bi$  [3–5].

Ф-ла (2) верна для образцов с плоской поверхностью; если же образец имеет цилиндрич. поверхность, то спектр  $H_{nk}$  изменится. Наблюдается смещение и уширение линий спектра [6]. К изменению ширины и амплитуды линий приводит также изменение состояния поверхности образца (подпровка, травление и др.).

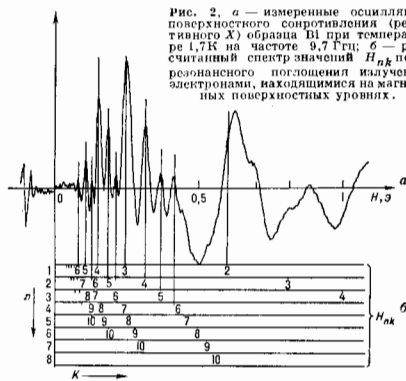


Рис. 2. а — измеренные осцилляции поверхностного сопротивления (реактивного X) образца В при температуре 1,7 К на частоте 9,7 ГГц; б — рассчитанный спектр значений  $H_{nk}$  полюсов резонансного поглощения излучения электронами, находящимися на магнитных поверхностных уровнях.

В образце сверхпроводника первого рода в магн. поле, меньшем критического, существует лишь один М. п. у. нормальных электронов. Положение и ширина единств. линии поглощения определяется характером проникновения магн. поля в поверхностный слой сверхпроводника [7].

Исследование М. п. у. даёт возможность измерять параметры поверхности Ферми, изучать распределение магн. поля в поверхностном слое проводника и характер взаимодействия электронов с его поверхностью.

Лит.: 1) Х а й к и н М. С., Осцилляторная зависимость поверхностного сопротивления металла от слабого магнитного поля, «ЖЭТФ», 1966, т. 39, с. 212; 2) его же, Магнитные поверхностные уровни, «ФН», 1968, т. 96, с. 409; 3) Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганова, В. С. Зельмана, М., 1985; 4) А б р и к о с о в А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 5) Н е в Т.-W., P r a n g e R. E. Quantum spectroscopy of the low field oscillations of the surface impedance, «Phys. Lett.», 1967, v. 25 A, p. 582; 6) Д о о з е м а R. E., К о с ч J. F., S t r o m U., Bound electron states at curved surface, «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 717; 7) К о с ч J. F., P i n c u s P. A., Microwave absorption by magnetic-field-induced surface states in superconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1044. М. С. Хайкин.

**МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ** — вещества, к-рые сочетают в себе полупроводниковый тип электропроводности с магн. упорядочением. Среди М. п. Характеристики магнитных полупроводников

Соединение	Тип магн. упорядочения	Кристалл. структура	Постоянная решётки, Å	$T_C$ , К
CdCr <sub>2</sub> S <sub>4</sub>	ФМ	шпинель	10,24	84,5
CdCrSe <sub>4</sub>	ФМ	»	10,75	130
HgCr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>	ФМ	»	10,75	196
CuCr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub> Br <sub>2</sub>	ФМ	»	10,4	274
ZnCr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>	ГАФ	»	—	20
HgCr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>	ГАФ	»	—	60
ZnCr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>	ФФ	»	—	18
EuO	ФМ	NaCl	5,141	67
EuS	ФМ	»	5,468	18
EuSe	АФМ	»	6,135	4,6
EuTe	АФМ	»	6,598	9,6

Примечание: ФМ — ферромагнетик; АФМ — антиферромагнетик; ГАФ — геликоидальный антиферромагнетик; ФФ — слабый ферромагнетик.

имеются материалы с разл. типами магн. упорядочения — ферромагнитным, антиферромагнитным, геликоидальным и т. д. (см. *Магнитная атомная структура*). К этому классу веществ относятся также некр-ые спиновые стекла.

Температура магнитных фазных переходов у М. п. лежит, как правило, в диапазоне гелиевых (4,2 К) и азотных (~77,4 К) тем-р, хотя известны материалы с точкой Кюри  $T_C \sim 300$  К (напр.,  $\text{SrCr}_2\text{Se}_4$ ,  $\text{Br}_2$ ). Наиб. изученными являются М. п. типа  $\text{EnX}$ , где X — O, S, Se, Te, и соединения со структурой шпинели типа  $\text{ACr}_2\text{X}_4$ , где А — Cu, Cd, Zn, Hg, Fe, Co; X — S, Se, Te (см. табл.).



Рис. 2. Фазовая диаграмма магнитного полупроводника  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ .

Рис. 1. Зонная структура магнитных полупроводников.

Электронный спектр М. п. определяется 2 разнородными подсистемами — подвижными носителями заряда (электронами проводимости и дырками) и более локализованными электронами атомов переходных (или редкоземельных) металлов, содержащих недоразрешенные d- или f-оболочки. Ввиду этого электронный спектр М. п. не может быть описан (даже в нулевом приближении) простейшей двухзонной моделью (см. *Полупроводники*) и включает в себя, как правило, третью, т. н. d- или f-зону (рис. 1).

М. п. характеризуется, как правило, наличием т. н. непрямого обменного взаимодействия между d- или f-ионами. В решётке М. п. магн. ионы (для определённости d-ионы) разделены немагнитными и поэтому волновые ф-ции d-электронов не перекрываются. Прямое обменное взаимодействие между ними отсутствует. Однако возникает не прямое взаимодействие с т. н. е, обусловленное тем, что волновые ф-ции магн. ионов перекрываются через волновые ф-ции немагн. ионов. Непрямой обмен приводит к заметному изменению магн. свойств М. п. при легировании. Так, при замещении в ферромагн. М. п.  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  атомов Cd на атомы Zn вначале происходит уменьшение  $T_C$ , а затем ферромагн. упорядочение меняется на геликоидальное антиферромагнитное, причём этот переход происходит через состояние спинового стекла (рис. 2). Легирование  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  примесью In (донор) или Ag (акцептор) уменьшает или увеличивает  $T_C$ .

Кроме обменного взаимодействия между парамагнитными ионами через неподвижные немагнитные ионы в М. п. может иметь место обменное взаимодействие через подвижные носители заряда. Взаимодействие между подвижными носителями заряда и малоподвижными d-электронами приводит к зависимости электрич. свойств от магн. состояния М. п. и, наоборот, магн. свойств от концентрации носителей заряда в М. п. Так, в М. п. наблюдаются резкие (на неск. порядков) скачки проводимости при изменении тем-ры T, резкое изменение  $T_C$  при изменении концентрации носителей в ходе легирования, резкие скачки *магнетосопротивления*, аномально большое отрицат. магнетосопротивление вблизи точки Кюри  $T_C$ .

Подвижность носителей в М. н. невелика по сравнению с обычными полупроводниками. Она лимитируется доводит, механизм рассеяния на неоднородностях и флуктуаций намагниченности (см. *Рассеяние носителей заряда* в твердом теле). Определение эффективной массы носителей с помощью эффекта Холла затруднено, т. к. из-за спонтанной намагниченности велик вклад

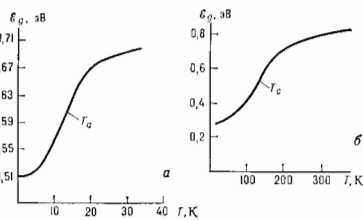


Рис. 3. Температурная зависимость края оптического поглощения в  $\text{EuS}$  (а) и  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  (б);  $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны.

аномальной составляющей (см. *Холла эффект, Гальваномагнитные явления*). Кроме того, наличие электрон-магнитного взаимодействия в М. п. приводит к изменению величины затухания спиновых волн в М. н. при пропускании тока.

Характерной особенностью М. н. является т. н. гигантское красное смещение края оптич. поглощения при изменении темп-ры. Так, у  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  край поглощения сдвигается от 0,8 до 0,3 эВ при понижении  $T$  от 300 до 4 К (рис. 3). Из-за М. п. свойственны явления фотомагнетизма (изменение магн. свойств при освещении). Так, в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при освещении изменяются магн. проницаемость, коэрцитивная сила, вид скачков Баркгаузена.

Многие особенности М. н., в частности аномалии кинетики, характеристик, иногда объясняют исходя из теоретич. предсказания существования в М. п. ферроион — областей, в  $x$ -рых концентрация электронов проводимости и магн. момент отличаются от средних по кристаллу. Такие области могут быть, в частности, локализованы на примесях, вакансиях и др. дефектах. Наличие дефектов существенно влияет также на магнитокристаллич. анизотропию М. п. Так, чистый М. п.  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  практически изотропен, но при легировании и отжиге,  $x$ -рые меняют число примесей и вакансий, становится анизотропным, причём направление осей анизотропии и её степень можно изменить, меняя кол-во и тип примесей и вакансий.

Необычные свойства М. п. делают их перспективными для создания ячеек памяти, для термоматриц, и фотомагн. записи, для вращения плоскости поляризации эл.-магн. излучения, в частности в дианзонах СВЧ. На М. н. реализованы  $p-n$ -переходы, Шоттки барьеры и др. структуры.

Лит.: Метфесслер Э., Маттисе Д., *Магнитные полупроводники*, пер. с англ., М., 1972; *Магнитные полупроводники* шпинели типа  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , под ред. С. И. Радаушана, Кип., 1978; Нагаева Э. Л., *Физика магнитных полупроводников*, М., 1979; *Магнитные полупроводники — халькогениды шпинели*, М., 1981; *Магнитные полупроводники*, под ред. В. Г. Весегаля, М., 1982. В. Г. Весегаля.

**МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ** (биомagnetизм). Жизнедеятельность любого организма сопровождается протеканием внутри него очень слабых электрич. токов — биотоков (они возникают как следствие электрич. активности клеток, гл. обр. мышечных и нервных). Биотоки порождают магн. поле с индукцией  $10^{-14}$ — $10^{-11}$  Тл (рис. 1), выходящее и за пределы организма. Его наз. биомagnetизм.

Измерение биомagnetизма, поля и получение на этой основе информации о генерирующих его биотоках составляет метод и предмет возникшего в 70-х гг. 20 в. направления исследований, получившего наименование «биомagnetизм», в отличие от магнитобиологии и, изучающей воздействие магн. поля на живые организмы.

Уверенное измерение слабых биомagnetных полей стало возможным прежде всего благодаря изобретению в 60-х гг. прибора, получившего название *скивид*. Чувствительность скивид-магнитометра к магнитному полю на два порядка выше, чем у лучших несверхпроводящих магнитометров, и достигает  $10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1}$ . Чувствительность к магнитному полю элементом скивид-магнитометра служит петля из сверхпроводящего, расположенная на дне дьюара с жидким гелием и индуктивно связанная с собственно скивидом, также работающим при гелиевой темп-ре (с обнаружением в 1986 окисных высокотемпературных сверхпроводников появилась принципиальная возможность создания «яэотных» скивидов, работающих при темп-ре 77 К).

Регистрация биомagnetных полей по аналогии с электрографией, методами (кардиография, энцефалография) (рис. 1). Место биомagnetных сигналов человека в шкале магнитных полей. Указаны характерные уровни помех и частотные диапазоны сигналов.



и т. п.) наз. биомagnetной графикой. Магнитография и электрография дают разную информацию о токах в организме, поэтому они — не конкурирующие, а дополняющие друг друга методы исследования. К достоинствам биомagnetной можно отнести: 1) возможность измерить квазиавтономные сигналы,  $x$ -рые на электрограммах особенно часто маскируются из-за элетрич. проводимости кожи; 2) бесконтактность и, в частности, возможность перемещать магн. датчик для точной локации (определения местонахождения) источника биотоковой активности; 3) возможность детектировать магн. включения в организме, а при наличии внеш. поля измерять магн. восприимчивость органов и тканей.

Магнитография уже применялась для исследования сердца, плода, скелетных мышц, глаза, сетчатки глаза, мозга, магнитных загрязнений лёгких, постоянных токов в коже человека и т. д. Большинство этих исследований возможны только в условиях тщательного экранирования от «помеховых» магнитных полей самой различной природы (см. *Магнитное экранирование*).

Наиб. сильные элетрич. и магн. поля в организме порождают сердце. Сигналы, записываемые на электрокардиограмме (ЭКГ), можно представить как следствие вращения в пространстве переменного во величине элетрич. диполя, расположенного в центре сердца. Аналогичная модель применима и при магнитокардиографических (МКГ) исследованиях. Величина магн. момента человеческого сердца в максимум составляет ок. 0,8 мкА·м $^2$ . Более полное представление об элетрической активности сердца даёт карта распределения магн. поля по поверхности грудной клетки. Преимущество МКГ перед ЭКГ иллюстрирует рис. 2.

В исследованиях МКГ имеется направление, близкое по содержанию к нейромагнетизму (см. ниже), заклю-

чаюется в детальном изучении временных интервалов между пиками, отражающими работу сердечной мышцы. На этих «спокойных» участках при большем усилении можно различить слабые сигналы («МКГ высокого разрешения»), сопровождающие распространение электроминоволн по нервным путям, управляющим работой сердечной мышцы.

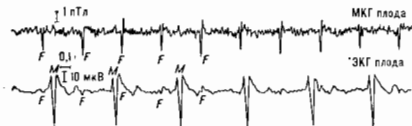


Рис. 2. Сравнение МКГ и ЭКГ плода в теле беременной женщины. На МКГ хорошо различим сердечный ритм плода (F), в то время как на ЭКГ преобладают сигналы сердца матери (M).

Сигнал, сравнимый по силе с магнитокардиографическим, дают скелетные мышцы человека.

Если в организме имеются ферромагн. частицы, то они создают постоянные магн. поля, к-рые могут быть сильнее даже магн. полей сердца. Вполне заметное (для сквид-магнитометра) магн. поле порождается, напр., частицами железа в лёгких сварщика или крупинками жести, попавшими в желудок вместе с консервированными продуктами.

Обнаружено, что некоторые организмы сами по себе содержат кристаллы магнетита ( $Fe_3O_4$ ) с размерами ок. 0,1 мкм — это пчёлы, голуби, ряд бактерий, есть сообщения о наличии таких частиц у дельфинов. Кристаллы  $Fe_3O_4$  имеют удлинённую форму и расположены вблизи чувствит. нервных окончаний, реакция к-рых на поворот кристаллов относительно магн. поля Земли может объяснить навигат. способности указанных животных.

Если миниатюрный, но сильный пост. магнитик, напр. из  $SrCo_5$  или  $Nd_2Fe_{14}B$ , прикрепить к к.-л. подвижному органу, то по колебаниям магн. поля вне органа, измеренным с помощью сквид-магнитометра, можно судить о работе органа. Подобные эксперименты уже осуществлены для глаза и для барабанной перепонки.

Магнитокудограммой (МОГ) называют сигнал (его величина до 20 нТл), возникающий при движении глаз: между разл. слоями сетчатки имеется довольно высокая разность потенциалов (до 10 мВ), порождающая пост. биотоки глаза, к-рые и генерируют МОГ-поле. Сигналы магнитокудограммы (МКГ) существенно слабее (до 0,1 пТл), они определяются изменением разности потенциалов на сетчатке глаза при её возбуждении светом.

Самые слабые биоматн. поля, создаваемые организмом человека, порождаются активностью нервной системы, в т. ч. головного мозга. Изучение этих сигналов, в силу их информативности и важности, выделяют из биоматнегизма в особый раздел — нейромагнетизм. Уже первые магнитоэнцефалографические (МЭГ) исследования обнаружили заметное различие магн. и электрич. (электроэнцефалографические, ЭЭГ) данных. МЭГ-методы принципиально отличаются от ЭЭГ-методов тем, что датчики, фиксирующие магн. поля, не требуют крепления к голове, и поэтому их можно размещать на требуемое расстояние (рис. 3, а). Пространств. распределение и временная зависимость МЭГ-сигналов прямо отражают внутр. биоэлектрич. активность мозга, практически не искажённую влиянием черепа и скальпа (как в случае ЭЭГ-сигналов).

Наиб. сильные сигналы, порождаемые человеческим мозгом, связаны с его спонтанной ритмической активностью и сильно скоррелированы в ЭЭГ- и МЭГ-

данных. Для т. н. альфа-ритма, имеющего частоту 10 Гц, амплитуда МЭГ-сигнала составляет 4 пТл (рис. 3, б), а пространств. распределение поля соответствует ориентации биотоков вдоль линии макушка — нос.

При эпилепсии наблюдаются более слабые сигналы, но локализованные над т. н. эпилептич. фокусом и имеющие характерный «носовый» частотный спектр.

Из измеряемых биоматн. сигналов большой интерес представляют т. н. вызванные магнитные поля (ВМП), возникающие в результате активности мозга в ответ на события вне центральной нервной системы. Именно исследования ВМП показали, что магн. данные более информативны, чем ЭЭГ, поскольку позволяют более точно устанавливать местоположение токовых источников сигналов и дифференцировать их по направленности биотоков. Нейромагн. эксперименты с ВМП служат существенным дополнением к

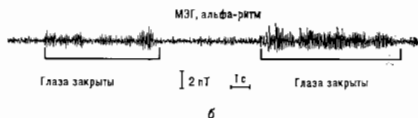
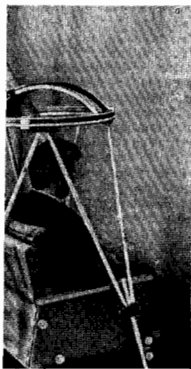


Рис. 3. Вид установки для магнитоэнцефалографических исследований (а) и магнитная запись (б) альфа-ритма мозга, сделанная на этой установке.

электрографич. методам, включающим измерение с вживлёнными внутрь мозга электродами, а для исследования мозга здорового человека методика сквид-магнитометрии особенно перспективна.

Лит.: Введенский В. Л., Ожогин В. И., Ожогин В. И. *Сверхчувствительная магнитометрия и биоматнегизм*, М., 1986.

**МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ГАЛАКТИК** — магн. поля в межзвёздном газе галактик. Масштаб поля значительно превышает размеры звёзд, т. е. это поле свойственно галактике как целому. Принято выделять крупномасштабную составляющую М. п. г. (масштаб однородности порядка сотен и тысяч парсек) и флуктуат. составляющую с широким спектром масштабов (от долей парсека до сотен парсек). М. п. г. обнаруживают и исследуют по нетендовому радиоизлучению галактик (см. *Синхротронное излучение*), мерам вращения плоскости поляризации радиоизлучения, межзвёздной поляризации света звёзд, но *Земляна эффект* в межзвёздных радиолиниях 21 см (Н I) и 18 см (ОН). Первые представления о магн. поле Галактики появились в 40-е гг. в связи с проблемой удержания и ионизации космических лучей. В силу вмирозности М. п. г. в межзвёздный газ и приоб. равенства плотностей энергии магн. поля и хаотич. движений межзвёздного газа, М. п. г. играют важную роль в динамике межзвёздной среды и в процессах звездообразования. Магн. поле, в частности, ответственно за удержание космич. лучей в Галактике, за вытянутую форму и волокнистую структуру многих типов туманностей, оно играет решающую роль в процессах иереноса момента кол-ва движущихся из межзвёздных

облаков при формировании звёзд и в пересечении деформации момента кол-ва движений между протозвёздами и протопланетами.

Индукция крупномасштабного магн. поля Галактики  $2-3$  мкГс. Крупномасштабная составляющая сосредоточена в основном в ионизов. газовом диске Галактики. Распределение поля симметрично относительно галактич. плоскости. В плотных межзвёздных облаках, туманностях и конденсациях, напр. в космических мазерах (см. *Мазерный эффект*), индукция магн. поля может достигать  $\sim 10^{-3}$  Гс (флуктуационная составляющая).

В спиральных галактиках магн. поле наиб. сильно в спиральных рукавах, где оно в среднем вытянуто вдоль рукавов. У некр-рых галактик, напр. у галактик М31 (Туманность Андромеды), распределение поля имеет вид кольца, расположенного на расстоянии ок. 10 кпк от центра галактики. У др. галактик, напр. у М33 и М51, отчётливо выражена бисимметричная структура, имеющая вид двухруквной спирали (рис. 1). Конфигурация поля некр-рых галактик более сложна, напр. близка к осесимметричной в центральной и к бисимметричной во внешней частях галактики. Поляризация оптич. и радиозлучения наблюдается не только в спиральных, но и в неправильных пекулярных галактиках, напр. в М82, NGC3718, Большом Магеллановом Облаке, что указывает на присутствие в этих галактиках крупномасштабных магн. полей. Относительно сильными магн. полями обладают радиогалактики ( $10^{-4}-10^{-6}$  Гс, в компактных околоядерных образованиях  $10^{-2}-10^{-4}$  Гс). Флуктуация, составляющая М. п. г. сравнима или превосходит по величине крупномасштабное поле. Эта составная также вносит вклад в наблюдаемое радиополяризации непрерывного радиоизлучения галактик.

Происхождение М. п. г. связано с гидродинамикой.

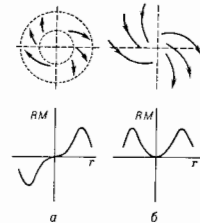
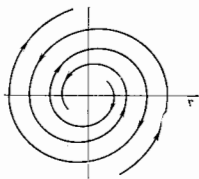


Рис. 1. Осесимметричная (а) и бисимметричная (б) структуры магнитных полей галактик. Внизу приведены соответствующие распределения мер вращения (RM),  $r$  — расстояние от центра галактики.

движениями ионизов. межзвёздного газа (*гидромагнитное динамо*). Под действием движений первоначальное слабое (затравочное) магн. поле экзоспонтанно нарастает во времени. Главную роль в генерации крупномасштабного поля играют неоднородное вращение вращав. газа и зеркально несимметричные турбулентные движения. Нарушение зеркальной симметрии движений газа (появление т. н. средней спиральности) обляло действие кортисоновых сил на неоднородно распределённый по высоте (над плоскостью галактики) турбулизованый газ. Согласно теории гидромагн. динамо, в точном турбулентном вращающемся диске в первую очередь возбуждается магн. поле с преобладающим азимутальным компонентом, симметрично относительно плоскости диска. Основное возбуждаемое магн. поле не зависит от азимута. В следующем приближении возбуждаемое магн. поле имеет вид двухруквной спирали (бисимметричная структура). Т. о., теория гидромагнитного динамо объясняет и предсказывает наблюдаемые конфигурации магн. полей галактик (см., напр., рис. 2). Источником затравочного поля галактик могут служить выбросы вещества с магн. полем из сверхновых и др. массивных звёзд с истечением вещества. Сумма большого числа случайно ориентированных мелкомасштабных магн. полей, согласно расчётам, даёт слабое крупномасштабное поле

порядка  $10^{-3}$  мкГс, к-рое достаточно усилить процессом динамо лишь в  $10^3$  раз, чтобы получились характерные для галактик величины крупномасштабных магн. полей.

Рис. 2. Структура магнитного поля спиральной галактики типа М31, рассчитанная с помощью теории гидромагнитного динамо,  $r$  — расстояние от центра галактики.



Флуктуация, составляющая магн. поля галактик кроме вкладов истечений из звёзд порождается также действием гидромагн. динамо в межзвёздном газе. Расчёты показывают, что случайные движения межзвёздного газа порождают флуктуации магн. поля, *корреляционная функция*  $k$ -рых  $w(R) = \frac{[H(r_1) - \bar{H}(r_1)][H(r_2) - \bar{H}(r_2)]}{\sqrt{H^2}}$  ( $H$  — напряжённость магн. поля,  $r_1, r_2$  — радиусы-векторы точек 1 и 2,  $k = \frac{r_1 - r_2}{|r_1 - r_2|}$  — расстояние между точками 1 и 2, черта обозначает среднее значение) показана на рис. 3. Антикорреляц. «хвост» на больших расстояниях интерпретируется, как указание на существование областей с одинаково направленным магн. полем в малом масштабе и противоположно направленным — в большом масштабе, т. е. магн. поле подобно отдельным магн. петлям. Наличия такого «хвоста» подтверждается наблюдениями флуктуаций синхротронного радиоизлучения Галактики и Большого Магелланова Облака.

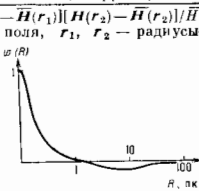


Рис. 3. Корреляционная функция для флуктуаций магнитного поля.

Лит.: Sofue Y., Fujimoto M., Wielebinski R., Global structure of magnetic field in spiral galaxies, «Adv. Rev. Astron. Astrophys.», 1986, в. 24; Руззинский А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Магнитные поля галактик, М., 1989. А. А. Руззинский.

**МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЗВЁЗД.** Магн. поля присутствуют, по-видимому, на всех звёздах. Наблюдениям доступны только магн. поля, выходящие из звезды в окружающее пространство. Внутри звезды может присутствовать магн. поле, не выходящее на поверхность и поэтому недоступное для прямых астрофиз. наблюдений, использующих эл.-магн. излучение звезды. Прямые наблюдения М. п. з. позволяют определять лишь усреднённые по поверхности звезды магн. поля и мало что говорят о конфигурации (геометрии) поля. Из-за недостаточного кол-ва света, принимаемого от удалённых звёзд, регистрируют (с помощью *Земная эффект*) только относительно сильные магн. поля. Таким способом удалось обнаружить особую группу звёзд с полями до 34 000 Э, расположенную на Герцилине — *Рессела диаграмме* вблизи *спектрального класса А*. Из-за многих хим. аномалий, свойственных этим звёздам, они названы *А-пекулярными* (*Ар-звёзды*). Кол-во звёзд, у к-рых магн. поле зарегистрировано прямым зеемановским методом, невелико (песк. сотен).

Существование магн. полей у др. звёзд удаётся доказывать косвенными методами. Косвенными признаками присутствия магн. полей на невырожденных звёздах являются наличие горячих *корон звёзд*, *хромосфер звёзд*, итп., циклов активности и вспышек, аналогичных солнечным (см. *Солнечная активность*, *Сол-*

мечный цикл, Вельшша на Солнце). У звезд, расположенных на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рассела, обнаружены хромосферы, для ~10 таких звезд удалось проследить звёздный цикл, наблюдая изменения интенсивности хромосферных линий излучения. Рентг. наблюдения, выполненные со спутника «HEAO-2», позволили обнаружить горные короны у большого кол-ва звезд разл. спектральных классов (от самых горячих O, B звезд до холодных карликов классов K, M). У звезд типа ВU Дракона поверхность покрывается пятнами на 20—30% (у Солнца пятна покрывают не более 2% поверхности). На звездах типа UV Кита и ряде др. обнаружены мощные вспышки, аналогичные солнечным. Известна одна звезда (ε Волноса), у к-рой наряду с космическими свойствами (наличием плутон. прямо по эффекту Зеемана зарегистрировано поле ~2500 Э.

Очень сильные магн. поля имеются у ряда звезд, находящихся на заключит. стадиях эволюции звезд. У нек-рых *близки карликов*, как доказывают наблюдения круговой поляризации их непрерывного излучения, магн. поля достигают  $10^8$ — $10^9$  Э. Ещё более сильные магн. поля характерны для *пульсаров*, в к-рых магн. поле служит источником энергии трансформирующим энергию вращения звезды в энергию частиц и излучение. Необходимое для такой трансформации поле порядка  $10^8$ — $10^{12}$  Э. Очень сильные магн. поля удалось обнаружить также у нейтронных звезд, входящих в состав двойных звёздных систем, напр. у *рентгеновских пульсаров*. Исследование диаграммы направленности и поляризации излучения позволяет делать выводы о величии и геометрии магн. поля рентг. пульсара. Наблюдениям удовлетворяют модели с сильными ( $10^8$ — $10^{13}$  Э) полями. Для прямых измерений этих полей используют спектральные линии, обусловленные излучением электронов в магн. поле (гироспири). Гироспири обнаружены, напр., в спектре рентг. пульсара Her X-1. У нейтронных звезд, являющихся источниками *гамма-всплесков*, магн. поля (определяемые по гироспири) достигают значений (2—7)· $10^{12}$  Э.

Как впервые показал В. И. Гинзбург, незаряженная *черная дыра* не должна обладать магн. полем. При коллапсе звезды дипольный и более высокие магн. моменты асимметрически исчезают. Однако магн. поля, по-видимому, играют существенную роль в процессах, происходящих в окрестностях черных дыр. В наст.poque, согласно существующим теориям, в двойных звёздных системах, один из компонентов к-рых является черной дырой, с помощью магн. поля осуществляется перенос момента кол-ва движения газа, падающего на черную дыру, и тем самым формирование диска, излучающего в рентг. диапазоне.

Происхождение М. п. з. связывают с двумя осн. механизмами — усилением путем сжатия поля, существовавшего в момент образования звезды, и усилением поля в результате движений проводящего вещества внутри звезды. Звезды образуются из замкнутой межзвездной среды (см. *Звездообразование*). Плотность обычной звезды типа Солнца в раз. преносится плотность межзвездной среды. Поэтому при сжатии с сохранением магн. потока (адiabатич. сжатии) межзвездное магн. поле порядка неск. мкЭ превратилось бы в поле ~ $10^{12}$  Э, что противоречит наблюдениям. Представление об адабатиц. сжатии магн. поля в процессе образования звезды справедливо лишь для нек-рых типов звезд (*A-p*-звезды, пульсары, возможно, белые карлики). У большинства звезд магн. поле исчезает и восстанавливается за время, короткое по сравнению с характерными временами эволюции звезд. Напр., у Солнца и подобных ему звезд главной последовательности магн. поле изменяется с периодом ~10 лет. Такие быстрые изменения невозможно объяснить *эволюцией потерями* или эволюц. изменениями структуры звезды. Они могут происходить только в результате преобразо-

вания магн. полей под действием движений проводящего вещества звезд. Наиб. эффективно магн. поле изменяют неоднородное вращение и конвективные движения (см. *Гидромагнитное поле*).  
Лит.: Пикерингер С. М. Основы космической электродинамики, 2 изд. М.: 1966; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982.

А. А. Румябинин.

**МАГНИТНЫЕ СВЕРХПРОВОДИКИ** — соединения, к-рые обладают как сверхпроводящими, так и магн. свойствами (сверхпроводящим и магн. упорядочением электронной подсистемы). По характеру участия электронов в этих двух типах упорядочения М. с. можно разделить на два класса. К первому относят соединения, в к-рых *сверхпроводимость* обусловлена электронами проводимости, а *магнетизм* связан с *d*- или *f*-локализованными электронами ионов переходных элементов, входящих в состав соединения. Ко второму классу относят соединения, в к-рых и магнетизм, и сверхпроводимость связаны с одними и теми же электронами проводимости (коллективизир. электронами).

В соединениях с магнетизмом локализованных электронов *магнитные моменты* близки к номинальным значениям и составляют неск. магнетонов Бора ( $\mu_B$ ) на атом (ион). В соединениях с магнетизмом коллективизир. электронов магн. моменты малы, порядка десятых или сотых  $\mu_B$ . Среди наиб. изученных М. с. тройные соединения типа  $R_2Rh_2B_4$  и  $KR_2Mo_2S_8$  (*R* — редкоземельный элемент) относятся к первом классу, а соединения  $R_2Rh_2Si_2$ ,  $Rf_2PdSn$  и  $Y_2Co_7$  — ко второму классу [1, 2]. Последние еще мало изучены, поэтому далее рассматриваются только системы второго класса. Впервые нетривиальность проблемы осуществления сверхпроводимости и магнетизма в одном и том же соединении была подчеркнута в 1956 В. И. Гинзбургом [3], к-рый указал на антиферромагнитный, взаимоклещающий характер ферромагнетизма и сверхпроводимости. Конкуренция этих двух типов упорядочения обусловлена двумя механизмами взаимодействия сверхпроводящих электронов и локализованных магн. моментов.

Первый, эл.-магн., механизм осуществляется через магн. поле, к-рое индуцируется магн. моментами и сверхпроводящими токами и к-рое в свою очередь влияет на них. В рамках этого механизма поле, индуцированное магн. моментами, разрушает сверхпроводимость из-за о р б и т а л ь н о г о э ф ф е к т а. Под орбитальным эффектом понимают движение электронов кунеровской пары в магн. поле по разл. круговым орбитам, различие орбит связано с противоположным направлением импульсов спаренных электронов (см. *Купера эффект*). При достижении магн. поля критич. значения  $H_{c2}$  движение электронов по разным орбитам приводит к нарушению их спаривания. Значение разрушающего поля  $H_{c2}$  определяется из условия равенства магн. энергии через поперечное сечение кунеровской пары (~ $\frac{1}{2}$  *кванта магнитного потока*  $\Phi_0 = h/2e$  (здесь  $h$  — сверхпроводящая константа Планка),  $S$  — др. стороны, сверхпроводящие токи вследствие *Мейснера эффекта* экранируют *диполь-дипольное взаимодействие* моментов, к-рое способствует их ферромагн. упорядочению.

Второй механизм взаимного влияния сверхпроводящих электронов и локализов. моментов обусловлен *обменным взаимодействием* электронов участвующих в формировании этих двух типов упорядочения. В ферромагнетике пост. обменное поле, создаваемое локализов. моментами, действует на спины сверхпроводящих электронов и разрушает кунеровское спаривание спаривание электронов из-за а р а м а г н и т н о г о э ф ф е к т а. Парамагн. эффектом магнитного поля обусловлено магн. поле, разрушает сверхпроводимость из-за влияния поля на спины кунеровской пары. В случае спаривания электронов их спины направлены противоположно. Магн. поле *H*

или обменное поле стремится ориентировать спины одинаково. Величина поля, разрывающего куперовские пары, определяется (например) из равенства земановской энергии  $\mu_B H$  электрона в этом поле энергии связи куперовской пары — энергетической щели  $\Delta(0)$  (при  $T=0$ ).

В свою очередь энергия щели  $\Delta$  на ферми-поверхности, характерная для сверхпроводников, уменьшается спиновое магнитное восприимчивость электронов проводимости и соответственно подвывает ту часть косекулярного обменного взаимодействия Рудермана — Киттеля — Касуи — Йосиды (см. РККИ-обменное взаимодействие), к-рая способствует ферромагн. упорядочению.

Кроме того, локализов. магн. моменты подавляют куперовское спаривание из-за т. н. обменного (магнитного) рассеяния на них электронов проводимости. Такое рассеяние приводит к первороту знака электрона проводимости и нарушению синглетного спинового состояния куперовской пары. В магнитоупорядоченном состоянии локализов. электронов обменное рассеяние соответствует рассеянию электрона на *спиновых волнах*. Характерное значение энергии для эффекта магнитного рассеяния примерно равно  $kT_M$ , где  $T_M$  — темп-ра магн. упорядочения для систем с доминирующим РККИ-взаимодействием локализов. электронов. Обменное рассеяние слабо, пока эта темп-ра мала по сравнению с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ . Из-за обменного рассеяния сверхпроводимость оказывается невозможной в обычных ферромагн. металлах с большой концентрацией магн. моментов и сильным РККИ-взаимодействием, приводящим к темп-рам магн. перехода порядка десятка кельвинов и выше.

Из сказанного следует, что условия для существования магн. упорядочения и сверхпроводимости более благоприятны в *антиферромагнетиках* с не очень высокой темп-рой Неелды  $T_N$ , в к-рых, соответственно, слабо обменное рассеяние.

Действительно, в антиферромагнетиках магн. и обменное поля осциллируют в пространстве на атомных масштабах  $a$ , характерных для пространств. изменения направления магн. моментов в антиферромагнетике (в простейшем случае моменты образуют две магнитные подрешетки и расстояние между соседними противоположно направленными моментами в подрешетках равно примерно межатомному расстоянию в кристалле  $a$ ). Сверхпроводимость же «чувствует» поля, усредненные на расстояния масштаба сверхпроводящей корреляц. длины  $\xi$  (т. е. характерного размера куперовской пары). При этом  $\xi \gg a$  и результирующие поля слабы. В чистых сверхпроводниках  $\xi \approx \xi_0 \approx 0,18 \nu_F / T_c$ , где  $\nu_F$  — фермиевская скорость электронов проводимости; в «грязных» сверхпроводниках  $\xi \approx (\xi_0^2 l)^{1/2}$ , где  $l$  — длина свободного пробега электронов.

В 1959 Ф. Андерсон и Х. Сул [5] указали на возможность компромисса между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом.

Они рассмотрели ситуацию, когда ферромагнетизм в отсутствие сверхпроводимости устанавливается при темп-ре Кюри  $T_c$ , но при более высокой темп-ре  $T_c \gg T_c$  появляется сверхпроводимость, т. е. магн. упорядочение должно возникнуть фактически в сверхпроводящей фазе. Теоретич. анализ показал, что в таких «ферромагн.» сверхпроводниках магнетизм должен появиться не в виде ферромагн. упорядочения, а в виде неоднородной осциллирующей магн. структуры (длиннопериодич. антиферромагн. упорядочения), период к-рой мал по сравнению со сверхпроводящей корреляц. длиной  $\xi$ , но велик по сравнению с магн. корреляц. длиной порядка межатомного расстояния  $a$ . Трансформация ферромагн. упорядочения в неоднородную структуру происходит под действием сверхпроводимости, фаза сосуществования оказывается компромис-

сной с точки зрения энергии системы, причём компромисс возможен из-за неравенства  $\xi \gg a$ . Магн. энергия локализов. моментов при этом несколько увеличивается из-за неоднородного характера структуры, но этот проигрыш мал из-за малости величины  $a/\xi$  и он компенсируется понижением энергии из-за сверхпроводящего спаривания электронов проводимости. Подозн. было установлено, что в реальных «ферромагн.» сверхпроводниках неоднородная магн. структура фазы сосуществования должна иметь вид *одномерной* поперечной 180-градусной *магнитной доменной структуры* (рис. 1) с периодом  $d \approx (a\xi)^{1/2}$ . Был предсказан также

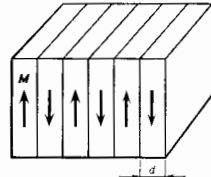


Рис. 1. Магнитная доменная структура, предсказанная теоретически для одноосных ферромагнетиков, находящихся в сверхпроводящем состоянии. Стрелки показывают направление магнитных моментов  $M$  внутри доменов.

бесщелевой характер сверхпроводимости в фазе сосуществования достаточно чистых «ферромагнитных» сверхпроводников [2]. Сверхпроводящая щель отсутствует для тех куперовских пар, импудные электронов в к-рых направления вдоль доменов. Такие электроны чувствуют постоянное по направлению обменное поле локализованных магн. моментов, и если оно достаточно велико, то куперовское спаривание электронов с импульсами вдоль доменов отсутствует. Сверхпроводимость при этом поддерживается др. куперовскими парами, электроны к-рых движутся поперек доменов и чувствуют переменное по направлению обменное поле. Для них сверхпроводящая щель отлична от нуля. В результате сверхпроводящая щель отсутствует только на поиске ферми-поверхности, лежащем в плоскости, перпендикулярной волновому вектору неоднородной магн. структуры  $q$ .

Эксперим. исследование проблемы сосуществования сверхпроводимости и дальнего магн. порядка стало возможным после 1976, когда были синтезированы тройные сверхпроводящие соединения  $RhRh_2B_4$  и  $RhMo_8S_8$  с периодич. расположением редкоземельных ионов. Для этих соединений характерны темп-ры  $T_c \approx$  неск. К и очень низкие темп-ры  $T_M$  магн. перехода (от 0 до 0,5 К). Столь низкие значения  $T_M$  обусловлены слабым обменным РККИ-взаимодействием моментов из-за значительного пространства разделения магн. ионов R и электронов проводимости. Последние движутся в основном по *кластерам*  $Rh_2B_4$  и  $Mo_8S_8$ , а магн. ионы R находятся в стороне от этих кластеров. В большинстве таких соединений методами нейтроннографии обнаружены антиферромагн. упорядочения с точкой Неелды  $T_N \leq T_c$ . Эксперименты подтвердили теоретич. предсказания о слабом взаимном влиянии сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Так, в  $TmRh_2B_4$  сверхпроводимость  $T_c = 9,8$  К и антиферромагнетизм с  $T_N = 0,4$  К сосуществуют ниже  $T_N$  вплоть до самых низких темп-р, причём появление антиферромагнетизма скажется сильно лишь на одной характеристике сверхпроводимости — верхнем *критическом магнитном поле*  $H_{c2}$  (рис. 2). Оно, как правило, снижается вблизи  $T_N$  из-за появления постоянного в пространстве обменного поля локализов. моментов, поляризуемых внеш. магн. полем (эта поляризация максимальна вблизи  $T_M$ ). Обменное поле поляризов. моментов ослабляет сверхпроводимость и снижает  $H_{c2}$ . Но, напр., в  $SmRh_2B_4$  с  $T_c = 2,7$  К и  $T_N = 10,87$  К значение  $H_{c2}$  увеличивается при снижении темп-ры  $T$  ( $T < T_N$ ) из-за подавления магн.



рассеяния (подавление обусловлено магн. упорядочением [2, 6]).

Ряд свойств сверхпроводящих антиферромагнетиков и «ферромагн.» сверхпроводников существенно различаются. Так, соединения  $\text{ErRh}_2\text{B}_4$  в точке  $T_{C1}=8,7\text{ K}$  переходят в сверхпроводящее состояние, а при  $T_M=0,9\text{ K}$  по аномалии теплоемкости и рассеяния нейтронов в нём обнаружен переход к неупорядоченному магн. упорядочению с периодом  $d \approx 100\text{ \AA}$ . Однако в точке  $T_{C2} \approx 0,8\text{ K}$  скачком подавляется ферромагн. упорядочение, а сверхпроводимость исчезает, т.е. наблюдается в обратный переход в норм. ферро-



Рис. 2. Зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  от температуры  $T$  в поликристаллическом соединении  $\text{ErRh}_2\text{B}_4$ , определенная по измерению электрического сопротивления.  $T_M$  — температура Несси.

магн. состоянии [1] (рис. 3). Расположение разл. фаз на оси темп-ды для таких в обратных М. с. показано на рис. 4а (возвратных наз. сверхпроводник, в к-рых при понижении темп-ры наблюдается обратный переход из сверхпроводящего в норм. состояние). К возвратным М. с. относится также  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  с  $T_{C1}=1,8\text{ K}$ ,  $T_M=0,74\text{ K}$  и  $T_{C2}=0,70\text{ K}$ . Здесь в интервале от  $T_M$  до  $T_{C2}$  в монокристаллах обнаружена поперечная осциллирующая магн. структура с перио-



Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  и электрического сопротивления  $\rho$  в переменном поле для монокристалла  $\text{ErRh}_2\text{B}_4$  ( $\chi$  и  $\rho$  — в произвольных единицах). В сверхпроводящем состоянии образцы диамагнитны и его сопротивление равно нулю.

дом, растущим от  $400\text{ \AA}$  до  $570\text{ \AA}$  при охлаждении от  $T_M$  до  $T_{C2}$  [7]. Переход из фазы сосуществования в ферромагн. норм. фазу обладает сильным гистерезисом, так, при быстром охлаждении можно сильно переохладить фазу сосуществования, в то время как при

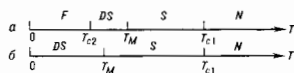


Рис. 4. а — фазовая диаграмма возвратного «ферромагнитного» сверхпроводника ( $\text{ErRh}_2\text{B}_4$ ,  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$ ); N — фаза нормального ферромагнитного металла, S — сверхпроводящая немагнитная фаза, DS — фаза сосуществования сверхпроводимости и неупорядоченной магнитной структуры доменного типа, F — ферромагнитная несверхпроводящая фаза; б — фазовая диаграмма невозвратного «ферромагнитного» сверхпроводника ( $\text{HoMo}_2\text{S}_8$ ).

нагревании фаза сосуществования с неупорядоченной магн. структурой практически отсутствует и переход происходит из норм. ферромагн. фазы непосредственно в сверхпроводящую немагнитную фазу. На рис. 5 показана температурная зависимость интенсивности рассеяния нейтронов в  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  с передачей волнового вектора  $Q=0,030\text{ \AA}^{-1}$  (рассеяние на неупорядоченной магн. структуре) и  $Q=0,009\text{ \AA}^{-1}$  (рассеяние на ферромагн. структуре). Эксперимент показал, что при охлаждении от  $T_M=$

$=0,74\text{ K}$  до  $T_{C2}=0,70\text{ K}$  существует только модулированная компонента намагниченности, отсвечивающая неупорядоченной магн. структуре, в то время как при нагревании эта компонента очень слабо видна до  $0,73\text{ K}$ .

В  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  с  $T_C=5,5\text{ K}$  ниже  $T_M=0,53\text{ K}$  вплоть до самых низких темп-р наблюдается фаза сосуществования с магн. периодом, растущим от  $70\text{ \AA}$  при  $T=T_M$  до  $100\text{ \AA}$  при  $0,05\text{ K}$ . В этом соединении возвратный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное при охлаждении отсутствует, т.к. взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма здесь недостаточно велико для разрушения сверхпроводимости и при-

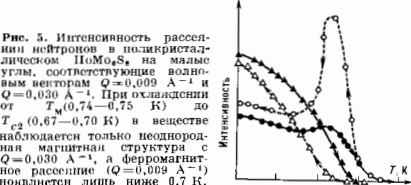


Рис. 5. Интенсивность рассеяния нейтронов в поликристаллическом  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  на малых углах, соответствующие волновым векторам  $Q=0,009\text{ \AA}^{-1}$  и  $Q=0,030\text{ \AA}^{-1}$ . При охлаждении от  $T_M(0,74-0,75\text{ K})$  до  $T_{C2}(0,67-0,70\text{ K})$  в веществе наблюдается только неупорядоченная магнитная структура с  $Q=0,030\text{ \AA}^{-1}$ , а ферромагнитное рассеяние ( $Q=0,009\text{ \AA}^{-1}$ ) поднимается лишь ниже  $0,7\text{ K}$ .

водит лишь к неупорядоченному характеру магн. состояния. Фазовая диаграмма соединений такого типа, т.е. невозвратных «ферромагн.» сверхпроводников, показана на рис. 4б.

В «ферромагн.» сверхпроводниках поведение  $H_{c2}$  в зависимости от темп-ры сходно с показанным на рис. 2, но вблизи  $T_{C2}$  величина  $H_{c2}$  обращается в нуль из-за обращения в бесконечность восприимчивости ферромагнетика вблизи точки Кюри. В то же время во всех изученных антиферромагн. сверхпроводниках величина  $H_{c2}$  отлична от нуля при  $T < T_{C1}$ .

В возвратных «ферромагн.» сверхпроводниках ниже точки  $T_{C2}$  наименьшую энергию имеет ферромагн. норм. фаза. Однако в ряде образцов  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  и  $\text{ErRh}_2\text{B}_4$  электрич. сопротивление ниже  $T_{C2}$  оказывалось меньше, чем в норм. состоянии непосредственно выше  $T_{C1}$ , а в нек-рых случаях удавалось наблюдать и отсутствие сопротивления вплоть до самых низких темп-д. Для объяснения этого эффекта была высказана гипотеза об образовании сверхпроводящей фазы около доменных стенок. Здесь направление моментов не меняется на противоположное и условия появления сверхпроводящей фазы более благоприятны, чем внутри домена, где есть сильное постоянное по направлению обменное поле [2, 8]. Предположено также, что сверхпроводящая фаза образуется и вблизи границ образца, в местах сильного ветвления доменов [9].

Лит.: 1) Сверхпроводимость в тройных соединениях, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985; 2) Вплáевский Л. Н. и др., Coexistence of superconductivity and magnetism. Theoretical predictions and experimental results, «Физ. Физ.», 1984, т. 34, p. 175; Буздин А. И. и др., Магнитные сверхпроводники, «УФН», 1984, т. 34, с. 597; 3) Гинзбург В. Л. О ферромагнитных сверхпроводниках, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 202; 4) Буздин А. И., Буздин В. С., Изямов Ю. А., Кувыкина Э. С., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; 5) Anderson P. W., Suhl H., Spin alignment in the superconducting state, «Phys. Rev.», 1959, v. 114, p. 398; 6) Буздин А. И., Буздин В. С. и др., Антиферромагнитные сверхпроводники, «УФН», 1986, т. 149, с. 45; 7) Rossat-Mignod J. и др., Neutron diffraction study of  $\text{HoMo}_2\text{S}_8$  single crystals, «J. Phys. Lett.», 1985, v. 46, p. 373; 8) Буздин А. И., Буздин В. С. и др., A new example of superconducting walls in the ferromagnet  $\text{ErRh}_2\text{B}_4$ , «J. Magn. and Magn. Mater.», 1986, v. 54, p. 1545; 9) Буздин А. И., Поверхностная сверхпроводимость в ферромагнетиках, «Письма в ЖЭТФ», 1987, т. 28, с. 111; 10) Буздин А. И., Елисеев С. П., МАГНИТНЫЕ ЭТАЛОНЫ — см. Эталоны магнитные. МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС — см. Гистерезис магнитный.

**МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ** — см. Диполь магнитный.  
**МАГНИТНЫЙ ЗАРЯД** — вспомогательное понятие, вводимое при расчетах статич. магн. полей (по аналогии с полей при расчетах статич. заряда, создающего электростатич. поле). Согласно классич. теории магнетизма, магн. поле не имеет иных источников, кроме электрич. токов. Однако П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) в 1931 выдвинул гипотезу о существовании в природе обособленных М. з. — *магнитных монополей*, в существовании последних, также предсказывается в теории *еелкого объединения*. Гипотеза экспериментально пока не подтверждена, но поиск магн. монополей продолжается. Для тел, обладающих намагниченностью  $M$ , можно ввести понятия объёмной  $\rho_m$  и поверхностной  $\sigma_m$  плотностей М. з.; первая связана с неоднородным распределением  $M$  по объёму тела и определяется как  $\rho_m = \text{div } M$ , вторая — со скачком  $\Delta M_n$  (норм. составляющей намагниченности) на поверхности тела:  $\sigma_m = -\Delta M_n = M_{n2} - M_{n1}$ , где  $M_{n2} - M_{n1} = \text{div } M$  — разность норм. составляющих вектора  $M$  по обе стороны граничной поверхности магнетика. Плотности М. з.  $\rho_m$  и (или)  $\sigma_m$  определяют *магнитостатическую энергию* магнетика. С. В. Вонсовский.

**МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИПРОЗМ** — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся в разл. поглощении света, поляризованного по правому и левому кругу, при его распространении вдоль направления намагниченности среды. Намагниченность среды может быть спонтанной (ферромагнетика); может создаваться внешним пост. магн. полем (во всех средах: жидкостях, газах, твёрдых телах) или возникать в результате ориентации магн. моментов парамагн. атомов эл.-магн. излучением (см. *Оптическая ориентация*). Возникновение М. к. д. определяется правилами отбора по моменту импульса, а также влиянием магн. поля на уровни энергии и волновые ф-ции электронных состояний атомов, на населённость уровней, на вероятности оптич. переходов. М. к. д. используется для изучения магн. свойств основных и возбуждённых электронных состояний. При спектроскопии, магнитоопт. исследованиях М. к. д. как эффект резонансный, наблюдающийся только в области поглощения, обладает более высоким спектральным разрешением, чем *Фарадея эффект*, а как эффект линейный — значительно превышает по величине квадратичный магнитоопт. *Коттона — Мутона эффект*. См. также статьи *Дипрозм*, *Магнитооптика* и лит. при них. В. С. Залесский.

**МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ** — физ. величина, характеризующая магн. свойства системы заряд. частиц (или отд. частицы) и определяющая наряду с др. мультипольными моментами (дипольным электрич. моментом, квадрупольным моментом и т. д., см. *Мультиполи*) взаимодействие системы с внеш. эл.-магн. полем и с др. подобными системами.

Согласно представлениям классич. электродинамики, магн. поле создаётся движущимися (электрич. зарядами). Хотя совр. теория не отвергает (я даже предсказывает) существование частиц с магн. зарядом (*магнитных монополей*), такие частицы пока экспериментально не наблюдались и в обычном веществе отсутствуют. Поэтому элементарной характеристикой магн. свойств оказывается именно М. м. Система, обладающая М. м. (аксиальным вектор), на больших расстояниях от системы создаёт магн. поле

$$H = \frac{3r(r\mu) - r^2\mu}{r^3}$$

( $r$  — радиус-вектор точки наблюдения). Аналогичный вид имеет электрич. поле диполя, состоящего из двух близко расположенных электрич. зарядов противоположного знака. Однако, в отличие от электрич. дипольного момента, М. м. создаётся не системой точечных «магн. зарядов», а электрич. токами, текущими внутри

системы. Если замкнутый электрич. ток плотности  $j(r)$  течёт в ограниченном объёме  $V$ , то создаваемый им М. м. определяется ф-лой

$$\mu = -\frac{1}{2c} \int_V [rj(r)] dV. \quad (1)$$

В простейшем случае замкнутого кругового тока  $I$ , текущего вдоль плоского витка площадью  $S$ ,  $\mu = Is/c$ , причём вектор М. м. направлен вдоль правой нормали к витку.

Если ток создаётся стационарным движением точечных электрич. зарядов  $e_k$  с массами  $m_k$ , имеющими скорости  $v_k$ , то возникающий М. м., как следует из ф-лы (1), имеет вид

$$\mu = \frac{1}{2c} \sum_k e_k [r_k v_k],$$

где подразумевается усреднение микроскопич. величин во времени. Поскольку стоящее в правой части векторное произведение пропорционально вектору момента кол-ва движения частицы  $L_k = m_k [r_k v_k]$  (предполагается, что скорости  $v_k \ll c$ ), то вклады отд. частиц в М. м. и в момент кол-ва движения оказываются пропорциональными:

$$\mu_L = \frac{e}{2mc} L. \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности  $e/2mc$  наз. гиромагнитным отношением; эта величина характеризует универсальную связь между магн. и механич. свойствами заряд. частиц в классич. электродинамике. Однако движение элементарных носителей заряда в веществе (электронов) подчиняется законам квантовой механики, вносящей коррективы в классич. картину. Помимо орбитального механич. момента кол-ва движения  $L$  электрон обладает внутренним механич. моментом — *спином*  $S = \frac{1}{2} \hbar$ . Полный М. м. электрона равен сумме орбитального М. м. (2) и спинного М. м.

$$\mu_S = \frac{e \hbar}{mc} S. \quad (3)$$

Как видно из этой ф-лы (вытекающей из релятивистского *Дирака уравнения* для электрона), гиромагн. отношение для спина оказывается ровно в два раза больше, чем для орбитального момента. Особенностью квантового представления о магн. и механич. моментах является также то, что векторы  $L$ ,  $S$  и  $\mu$  не могут иметь определённого направления в пространстве вследствие некоммутативности операторов проекции этих векторов на оси координат.

Спиновый М. м. заряд. частицы, определяемый ф-лой (3), наз. нормальным, для электрона он равен *магнетону* Бора  $\mu_B = e \hbar / 2m c$ . Опыт показывает, однако, что М. м. электрона отличается от (3) на величину порядка  $\alpha/2\pi$  ( $\alpha = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры). Подобная добавка, называемая *аномальным магнитным моментом*, возникает вследствие взаимодействия электрона с фотонами, она описывается в рамках квантовой электродинамики. Аномальными М. м. обладают и др. элементарные частицы; особенно велики они для адронов,  $K$ -ячей, согласно совр. представлениям, имеют внутр. структуру. Так, аномальный М. м. протона в 2,79 раза больше «нормального» — ядерного магнетона,  $\mu_N = e \hbar / 1836 m c$  ( $M$  — масса протона), а М. м. нейтрона равен  $-1,91 \mu_N$ , т. е. существенно отличен от нуля, хотя нейтрон не обладает электрич. зарядом. Такие большие аномальные М. м. адронов обусловлены внутр. движением входящих в их состав заряд. кварков.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Хуанг К., Кварки, лептоны и калибровочные поля, пер. с англ., М., 1988. Д. В. Гальцов.

**МАГНИТНЫЙ МОНОПОЛЬ** — гипотетич. частица, обладающая положит. или отрицат. магн. зарядом — точечным источником радиального магн. поля. М. м. можно представлять как отдельно взятый полюс длинного и тонкого яста магнита. Магн. заряд определяет напряжённость магн. поля совершенно так же, как электрич. заряд определяет напряжённость электрич. поля.

С созданием физики как науки, основанной на опыте, утвердилось мнение, что электрич. и магн. свойства тел существенно различаются. Это мнение было чётко выражено У. Гильбертом (W. Gilbert, 1600). Установленное Ш. Кулоном (Ch. Coulomb) тождество законов притяжения и отталкивания для электрич. зарядов и магн. зарядов — полюсов магнитов (см. *Кулона закон*) вновь подняло вопрос о существовании электрич. и магн. сил, однако к кон. 18 в. (в первую очередь благодаря опытам Кулона) было выяснено, что в лаб. условиях невозможно создать тело с ненулевыми полюсами магн. зарядом. Понятие о «магнитно заряженной субстанции» было надолго изгнано из физики после работы А. Ампера (A. Ampère, 1820), в к-рой было доказано, что контур с электрич. током создаёт такое же магн. поле, как магн. диполь. Открытие Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) у-рия для эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), в особенности введение тока смещения, выявило симметрию относительно замены  $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{E}$  ( $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  — векторы напряжённости электрич. и магн. индукции). [В действительности, это частный случай более общей дуальной симметрии,  $\mathbf{E} + i\mathbf{B} \rightarrow (\mathbf{E} + i\mathbf{B})\exp(i\alpha)$  при произвольном  $\alpha$ .] Эта симметрия, однако, нарушается в присутствии матер. тел, т. к. свободных магн. зарядов в природе не обнаружено.

Классич. электродинамика не противоречит возможности существования магн. зарядов. Однако, в отличие от поля электрич. зарядов и токов, создаваемое магн. зарядами, не может быть описано с помощью вектор-потенциала  $A_\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) непрерывного по всем пространству. Поэтому при наличии магн. зарядов у-рия движения зарядч. частиц не выводятся из вариационного *наименьшего действия принципа*. В классич. электродинамике это не приводит к принципиальным трудностям (хотя и делает теорию несколько менее красивой), но квантовую динамику невозможно сформулировать вне рамок *гамильтонова формализма или лагранжева формализма*, основанных на вариаци. принципе.

П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac, 1931) создал квантовую теорию взаимодействия электрич. заряда  $e$  с магн. зарядом  $g$ , к-рая применима при условии:  $eg/2\pi\hbar c = n$ , где  $n$  — целое число. Т. о., магн. заряд частицы должен быть кратен элементарному магн. заряду  $g_0 = 2\pi\hbar c/e$ , где  $e$  — элементарный электрич. заряд. Примечательно обратное утверждение: существование магн. заряда не противоречит стандартной квантовой механике только в том случае, если электрич. заряды всех частиц квантуются. (Т. о., существование М. м. объясняло бы наблюдаемую на опыте кратность электрич. зарядов частиц величине  $e$ .) Условие квантования Дирака обобщается на взаимодействие двух частиц, каждая из к-рых обладает как электрич., так и магн. зарядом (т. н. д и о н о):  $(e_1g_1 - e_2g_2)/2\pi\hbar c = n$ . (В используемой системе единиц  $e$  и  $g$  имеют одинаковую размерность, причём заряд  $e$  фиксирован соотношением  $e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137$ .) В релятивистском приближении сила, действующая на дикон 1 с координатами  $\mathbf{r}$  и скоростью  $\mathbf{v}$  со стороны дикона 2, закреплённого в начале координат, равна:

$$\mathbf{F} = \{(e_1e_2 + g_1g_2) \mathbf{r} + (e_1g_2 - e_2g_1) c^{-1} [\mathbf{v} \times \mathbf{r}]\} / 4\pi r^2.$$

Отметим, что входившие в эту ф-лу комбинации зарядов инвариантны относительно дуального преобразования.

Условие квантования Дирака выводится из след. соображений. Поле, создаваемое М. м., может быть описано вектор-потенциалом  $A_\mu$ , если допустить существование скачка  $A_\mu$  на нек-рой (произвольной) поверхности  $S$ , проходящей через М. м. в дельтеиде пространство на две связанные точки (Ву (By Цзяньсюн) и Янг (Ян Чжэньин), 1976). При этом напряжённость поля непрерывна на поверхности  $S$  всюду, кроме точки расположения М. м., а сама поверхность может быть произвольным образом деформирована с помощью *калибровочных преобразований*. Циркуляция скачка  $A_\mu$  по любому контуру, лежащему на  $S$  и охватывающему М. м., равна магн. потоку, исходящему из М. м., т. е. (согласно теореме Гаусса) заряду  $g$ . Контурный интеграл от 4-вектора  $A_\mu$  даёт вклад в фазу  $\varphi$  волновой ф-ции электрически заряж. частицы, и скачок  $\varphi$ , соответствующий скачку  $A_\mu$  на поверхности  $S$ , равен  $\Delta\varphi = eg\hbar/c$ . При выполнении условия Дирака  $\Delta\varphi = 2\pi n$ , так что волновая ф-ция непрерывна во всем пространстве. К тому же скачок  $A_\mu$  не даёт вклада в напряжённость магн. поля, к-рая определяется законом Кулона, поэтому поверхность  $S$  ненаблюдаема. В качестве этой поверхности можно выбрать уходящий на бесконечность конус, в вершине к-рого находится М. м., а угол при вершине сколь угодно мал («струна», или «нить», Дирака).

Можно показать, что эффект М. м. сводится к замене  $l(l+1)$  на  $l(l+1) - 1/4n^2$  ( $n$  — целое число в условии Дирака) в центробежном потенциале радиального у-рия Шрёдингера (И. Е. Тамм, 1931), при этом орбит. угловой момент  $l$  может принимать значения  $1/2 |n|$ ,  $3/2 |n| + 1, \dots$  Заметим, что при нечётном  $n$  система из двух бесспиновых частиц благодаря ненулевой дивергенции магн. поля обладает ненулевым угловым моментом. Т. о., из двух бозонов с ненулевыми полными электрич. и магн. зарядами образуется дикон, подчиняющийся статистике Ферми — Дирака. Аналогично связанное состояние бозона и фермиона может быть бозоном.

В 1974 А. М. Поляков и Г. т Хофт (G. t Hooft) обнаружили, что существование М. м. не только возможно, но и обязательно в полевых теориях определённого класса. В моделях *великого объединения*, рассматривающих симметрию относительно фазовых преобразований волновых ф-ций зарядч. частиц как составную часть более широкой неабелевой калибровочной симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*), эл.-магн. поле связано с мультиплетом зарядч. *калибровочных полей*  $X$  с массами  $M_X \sim 10^{14}$  ГэВ/ $c^2$  (эти массы возникают при спонтанном нарушении симметрии). Для нек-рых калибровочных групп симметрии существуют устойчивые конфигурации полей  $X$ , локализованные в области размером  $\sim \hbar/M_X$  с создающие в ней области сферически симметричного магн. поля. Существование таких конфигураций зависит от топологич. свойств калибровочной группы, точнее, от того, каким образом в неё вложена подгруппа симметрии, сохраняющаяся после спонтанного нарушения. Стабильность этих М. м. определяется особым поведением полей на больших расстояниях от центра. Масса М. м.  $M_\mu$  может быть вычислена, она зависит от конкретной полевой модели, однако во всяком случае должна быть большой,  $M_\mu \gg M_X$  (по оценке, для широкого класса моделей  $M_\mu \sim 10^{16}$  ГэВ/ $c^2 \sim 10^{-8}$  г). Эти М. м. могли бы рождаться в горячей Вселенной вскоре после Большого Взрыва при фазовом переходе, связанном со спонтанном нарушением симметрии и возникновением отличия от нуля однородных скалярных полей в вакууме. Кол-во рождающихся М. м. определяется процессом развития Вселенной на ранней стадии, поэтому по их отсутствию в наст. время можно судить об этом процессе. Одно из объяснений того, что релик-

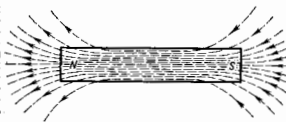
товые М. м. не обнаружены, даётся теорией радирующей Вселенной. М. м. Полякова — т. Хоффа обладает нек-рыми необычными свойствами, благодаря к-рым их было бы легко обнаружить. В частности, взаимодействие с М. м. может стимулировать распад нуклона, предсказываемый нек-рыми моделями великого объединения [А. Рубаков, 1981; К. Каллан (С. Callan), 1982], т. е. выступать в качестве катализатора такого распада.

Неоднократные попытки эксперим. обнаружения М. м. не увенчались успехом. Особенно интенсивно поиски М. м. космич. происхождения проводились с нач. 80-х гг. Эксперименты можно разделить на две группы. 1) М. м. можно обнаружить непосредственно по связанному с ним магн. потоку. Прохождение магн. потока  $\psi_{\text{св}}$  сквозь сверхпроводящий контур изменит поток на  $2e\Phi_0$ , где  $\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Гс·м<sup>2</sup> — квант магн. потока, и навление эл.-магн. индукции приведёт к скачку тока в контуре, к-рый может быть измерен с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (сквид). 2) Тяжёлый М. м. должен обладать высокой проникающей способностью и создавать на своём пути сильную ионизацию. Поэтому для поисков М. м. использовались подземные детекторы, сооружённые для изучения потоков космич. нейтрино и поисков распада протона. Проводились также поиски М. м., захваченных в магн. руде земного и внеземного (метеориты, Луна) происхождения, а также трекров, оставленных ими в слюде, заключённой в древних земных породах. Ставились и опыты с целью обнаружения процессов рождения М. м. при столкновениях частиц высокой энергии на ускорителях, однако массы таких М. м., естественно, ограничены энергией, доступной на совр. ускорителях. Наиб. сильное ограничение на возможное число М. м. в космич. пространстве дают соображения, связанные с наличием галактич. магн. полей, т. к. монополи ускорились бы в этих полях, отбирая тем самым энергию у их источников, что приводило бы к ослаблению полей со временем. Числ. оценка этого ограничения зависит от ряда предположений, но едва ли ноток космического М. м. в единичном телесном угле может превосходить  $10^{-12}$  м<sup>-2</sup>, стр. 1.

Лит.: Монополь Дирака. Сб. ст., пер. с англ., М., 1970; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электромагнитизм с магнитным зарядом. Минск, 1975; Коуэлен С., Магнитный монополь пятьдесят лет спустя, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 144, с. 277. А. Д. Долов.

**МАГНИТНЫЙ ПОЛЮС** — участок поверхности намагниченного образца (магнита), на к-ром форм. создающаяся намагниченность  $M_n$  отлична от нуля. Если магнитный поток в образце и окружающей пространстве изобразить графически при помощи линий индукции (силовых линий) магн. поля, то М. п.

Магнитное поле в полюсах (1 и 2) намагниченного стального стержня. Линии со стержнями обозначены линиями магнитной индукции (линии замыкаются в окружающем стержень пространстве).



будет соответствовать месту пересечения поверхности образца этими линиями (рис.). Обычно участок поверхности, из к-рого выходит силовые линии, наз. с е в е р н ы м (N) или л о ж и т е л ь н ы м М. п., а участок, в к-рый эти линии входят, л о ж и т ь н ы м (S) или о т р и ц а т е л ь н ы м. Одноименные М. п. отталкиваются, разноименные притягиваются (см. Кулона закон). Если следовать аналогии с взаимодействием электрич. зарядов, то М. п. можно приписать отличную от нуля поверхностную плотность магнитных зарядов  $\sigma_m$ . Отсутствие в природе свободных магн.

зарядов (см. Магнитный монополь) приводит к тому, что линии магн. индукции не могут прерываться в образце и у намагниченного образца (тела) наряду с М. п. одной полярности всегда должен существовать эквивалентный М. п. другой полярности.

**МАГНИТНЫЙ ПОТОК** — поток  $\Phi$  вектора магнитной индукции  $B$  через к.-л. поверхность  $S$ :

$$\Phi_B = \int_S B_n dS. \quad (1)$$

Здесь  $dS$  — элемент площади,  $n$  — единичный вектор нормали к  $S$ . В СИ М. п. измеряется в веберах (Вб), в гауссовой системе единиц (к-рая применяется ниже) — в максвеллах (Мкс); 1 Вб =  $10^8$  Мкс. Поскольку вектор  $B$  является чисто вихревым ( $\text{div } B = 0$ ), М. п. через произвольную замкнутую поверхность  $S$  равен нулю. Это свойство, установленное Гауссом, может нарушаться только при наличии внутри  $S$  магнитных монополей, пока ещё гипотетических.

Изменение во времени М. п. ведёт, согласно Максвелла уравнениям (в интегральной форме), к возникновению вихревого электрич. поля  $E$ , циркуляция к-рого по замкнутой контуре  $l$ , ограничивающему поверхность  $S$ , равна

$$\mathcal{E} = \oint_l E dl = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (2)$$

Здесь направление обхода по  $l$  связано с направлением нормали  $n$  к  $S$  правилом правого винта.

Для проводящих контуров, изготовленных из материалов с достаточно высокой проводимостью (напр., из металлик. провода), соотношение (2) в квазистат. приближении соответствует закону электромагнитной индукции Фарадея:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi_{\text{к}}}{dt}, \quad (3)$$

где  $\mathcal{E}_{\text{инд}}$  — эдс эл.-магн. индукции,  $\Phi_{\text{к}}$  — М. п., сцепленный с проводящим контуром, т. е. М. п., сцепленный по всем поверхностям  $S_i$ , охватывающим на линии тока в контуре. В отличие от (2), в (3) берётся полная производная от М. п. во времени в соответствии с тем, что эдс индукции возникает не только при изменении магн. поля во времени, но и при движении проводящего контура поперёк магн. поля, при вращении и деформациях контура.

М. п., сцепленный со сверхпроводящим контуром, постояен во времени и может принимать лишь дискретные (квантованные) значения:  $\Phi_{\text{кн}} = hcn/2e$ , где  $h$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона,  $n$  — целое число (см. Квантование магнитного потока). Величина кванта М. п. указывает на то, что носители электрич. тока в сверхпроводнике (куперовские пары) имеют заряд  $2e$ .

М. п. может направляться стержнями (обычно ферромагнитными) с магнитной проницаемостью  $\mu \gg 1$  (см. Магнитная цепь), подобно тому как электрич. ток направляется проводами с большой электропроводностью. На границе магнитовода с окружающим пространством (вакуумом) непрерывна нормальная компонента вектора магн. индукции:  $B_n^i = B_n^e$  ( $B^i$  и  $B^e$  — внутр. и внеш. поле магн. индукции), а тангенциальная составляющая терпит скачок:  $B_t^i = \mu B_t^e$ . Поэтому при  $\mu \gg 1$  и при почти произвольной ориентации внеш. магн. поля (исключение составляет случай, когда поле нормально к границе) вектор магн. индукции  $B^i$  почти параллелен границе и его величина много больше  $B^e$ , а М. п. слабо меняется вдоль магнитовода. Это свойство ферромагн. материалов широко используется в электротехнике для сосредоточения и переноса М. п. (напр., в трансформаторах, пост. магнитах, якорях электродвигателей).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электривчества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

**МАГНИТНЫЙ ПРОБОЙ** — квантовое туннелирование электронов проводимости в магн. поле между классич. электронныи орбитами, соответствующими разным энергетич. зонам (подробнее см. *Пробой магнитный*). **МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС** — избират. поглощение веществаем эл.-магн. волне определённой частоты  $\omega$ , обусловленное изменением ориентации магн. моментов частиц вещества (электронов, ат. ядер). Энергетич. уровни частицы, обладающей магн. моментом  $\mu$ , во внеш. магн. поле  $H$  расщепляются на магн. подуровни, каждому из  $k$ -рых соответствует определ. ориентация магн. момента относительно поля  $H$  (см. *Земманов эффект*). Эл.-магн. волне резонансной частоты  $\omega$  вызывает квантовые переходы между магн. подуровнями. Условие резонанса:  $\Delta E = \hbar\omega$ , где  $\Delta E$  — разность энергий между магн. подуровнями. Если поглощение энергии осуществляется ядрами, то М. р. наз. *ядерным магнитным резонансом* (ЯМР). М. р., обусловленный магн. моментами неспаренных электронов в парамагнетиках, наз. *электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР). В магнитоупорядоченных веществах электронный М. р. наз. соответственно ферромагнитным, антиферромагнитным и ферримагнитным (см. *Ферромагнитный резонанс*, *Антиферромагнитный резонанс*, *Ферримагнитный резонанс*).

В обычно применяемых магн. полях  $\sim 10^3 - 10^4$  Э частоты ЯМР попадают в диапазон коротких радиоволн ( $10^8 - 10^9$  Гц), а ЭПР — в диапазон СВЧ ( $10^8 - 10^{10}$  Гц). М. р. можно наблюдать методом *двойного резонанса*. Спектры М. р. чувствительны к различным внутр. полям, действующим в веществе, поэтому М. р. применяется для исследования структуры твёрдых тел и жидкостей, атомной и молекулярной динамики и т. п.

В. А. Азаркин.

**МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР** — прибор для измерения импульсов заряд. частиц по кривизне их траекторий в магн. поле. Осн. характеристиками М. с. являются его разрешающая способность (т. е. точность измерения импульса частицы) и апертура, определяющая телесный угол, в к-ром производится регистрация частиц. Простейшие М. с. — одноканальные приборы с небольшой апертурой и фиксированной траекторией частиц в магн. поле. Энергетич. спектр частиц измеряется при последоват. изменениях магн. поля  $H$ . Такие М. с. применяются, как правило, в области малых и средних энергий частиц для изучения процессов, происходящих со сравнительно высокой вероятностью и характеризующихся малым кол-вом вторичных частиц. Если измеряется не только импульс, но и скорость частицы  $v$  (напр., во время пролёта), то можно определить её массу, т. е. идентифицировать частицу (напр., протон, дейтрон, ядро He).

Для увеличения апертуры и снижения уровня фона применяются М. с. с фокусировкой, напр. для исследования  $\beta$ -распада ядер (см. *Бета-спектрометр*). Это позволяет регистрировать частицы с определёнными импульсами, вылетающие в широком интервале углов. Фокусировка достигается с помощью спец. конфигурации магн. поля.

М. с. применяются и для определения энергии жёстких  $\gamma$ -квантов, образующих электрон-позитронную пару  $e^-e^+$  в веществе (конверторе). При этом измеряются импульсы электрона и позитрона (см. *Гамма-спектрометр*). Такой М. с. характеризуется хорошим энергетич. разрешением, однако его светосила невелика, т. к. для получения высокого разрешения необходимо максимально уменьшить потери энергии ястич в конверторе. Конвертор должен быть тонким и вероятность образования  $e^-e^+$ -пары мала ( $\sim 5 - 10\%$ ).

**Широкоапертурные гибридные М. с.** служат для изучения процессов, сопровождающихся рождением большого числа частиц в каждом акте взаимодействия (см.

*Множественные процессы*). Эти процессы обычно характеризуются малой вероятностью, что требует М. с. с большой светосилой. Часто необходимо одновременно измерять траектории в импульсы неск. заряд. частиц разл. типов, идентифицировать и определять эффективную массу системы частиц (или т. н. и е о с т а ю щ ю у м а с с у, см. ниже), выделять редкие явления (напр., раснады короткоживущих частиц на фоне большого кол-ва др. процессов).

Особый интерес представляют *комбинированные системы детекторов*, в состав к-рых помимо М. с. входят многоканальные системы для регистрации  $\gamma$ -квантов и измерения энергии частиц калориметр. методами. Это позволяет полностью определять кинематику многочастичных событий (рис. 1). Для увеличения магн. поля используются сверхпроводящие магниты или системы из неск. М. с. Для идентификации

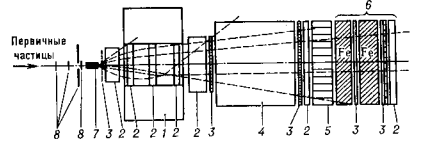


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра, используемого в экспериментах на ускорителях: 1 — магнит; 2 — трековые детекторы, регистрирующие траектории (треки) частиц в магнитном поле (пропорциональные и дрейфовые камеры, иксровые проволоочные камеры); 3 — голофоны спициллиационных счётчиков; 4 — мононаправленный черенковский газовый детектор для идентификации вторичных частиц; 5 — спектрометр для регистрации электронов и  $\gamma$ -квантов; 6 — мишень; 7 — мишень; 8 — детекторы, включённые в схему совпадения, регистрирующие нервные частицы.

вторичных заряд. частиц служат черенковские счётчики (газовые), *переходное излучение детекторы*, эл.-магн. в адронные калориметры (см. *Ионизационный калориметр*), мионные детекторы. Общее число каналов информации в таких установках достигает  $10^6 - 10^7$ . Обработка информации происходит с помощью (в линию) ЭВМ.

**Двухплеченые М. с.** применяются при исследовании двухчастичных процессов (упругое рассеяние, двухчастичные раснады короткоживущих частиц и т. д.,

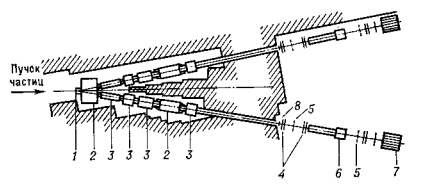


Рис. 2. Схема двухплечевого магнитного спектрометра: 1 — мишень; 2 — магниты; 3 — магнитные линзы; 4 — трековые детекторы; 5, 8 — синциллиационные детекторы; 6 — газовые черенковские счётчики; 7 — линейные спектрометры для идентификации электронов.

рис. 2). Измеряя импульсы частиц в каждом из плеч М. с. и угол между ними, можно восстановить эффективную массу первичной частицы. Двухплеченые М. с. могут работать в итепсивных нучках ( $\sim 10^{12}$  частиц за цикл работы ускорителя), что важно при исследовании редких процессов. Именно с помощью таких М. с. открыты  $J/\psi$ -частица и *ислон-частица*. Они оны выделены по двухлетонным распадам:  $J/\psi \rightarrow e^-e^+$

или  $\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Двухлучевые М. с. регистрируют события только в узком кинематич. диапазоне (напр., регистрируется только  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$  или только  $\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , почти находящиеся в системе центра масс). Они непригодны для анализа сложных многочастичных процессов.

Спектрометры недостающей массы применяются при исследовании короткоживущих т. и. резонансных частиц (см. *Резонансы*). Напр., если происходит реакция  $\gamma \rightarrow X^- p$  ( $X^-$  — все вторичные частицы), то, измеряя импульс и угол вылета протона отдачи  $p$

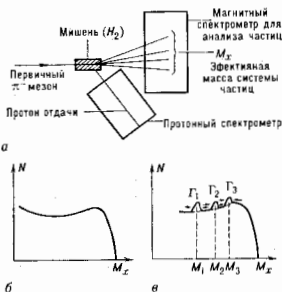


Рис. 3. Принцип действия спектрометра недостающих масс: сверху: схема спектрометра (а), внизу: спектры недостающих масс — гладкий (б) и с максимумами (в).

помощью протонного спектрометра (рис. 3а), можно определить эффективную массу  $M_x$  системы  $X^-$  (т. е. недостающую массу). Если в реакции всегда образуется нек. независимых вторичных частиц, спектр недостающих масс гладкий (рис. 3б). Однако если реакция идёт в 2 этапа — вначале совместно с протоном отдачи образуются мезонные резонансы, а затем резонанс распадается на вторичные частицы, то спектр недостающих масс содержит максимумы, свидетельствующие о существовании резонансов (рис. 3в). Спектрометры недостающей массы обычно дополняют кинето-др. приборы, напр. широкоугловые М. с. В этом случае происходит как бы двойной отбор событий: с помощью спектрометра недостающих масс восстанавливается процесс образования состояний  $X^-$ , а распад этого резонанса регистрируется и изучается в широкоугловом М. с.

**Железные М. с.** Для измерения импульса и идентификации мезонов высоких энергий, к-рые могут без поглощения проходить значит. толшины вещества, применяются большие спектрометры из магнитных слоев Fe. Точность измерения импульса в железном спектрометре растёт при увеличении отклонения в магн. поле и ограничивается многократным рассеянием в Fe. Т. к. угол отклонения линейно растёт с длиной траектории  $L$ , а угол многократного рассеяния пропорционален  $\sqrt{L}$ , то с увеличением длин железного М. с. точность измерений импульса растёт. Железные М. с. часто применяются в качестве мюонных детекторов в нейтринных опытах. Иногда железный М. с. объединяет функции и спектрометра, и мишени.

М. с. для экспериментов со встречными пучками включают в себя сверхпроводящие соленоиды или большие магниты, окружающие область, где взаимодействуют 2 сталкивающихся пучка частиц. Такие магн. системы перекрывают угол, близкий к  $4\pi$ . Встречные пучки проходят по оси установки, а многочисл.

регистрируемые приборы располагаются концентрически как внутри самого М. с., так и вне его.

Лит.: Методы измерения основных величин ядерной физики под ред. Н. Л. Гюн Юн и Ву Цзин-сюн, пер. с англ., М., 1984; Элементарные частицы, в. 2, М., 1978; в. 5, М., 1980; в. 1, М., 1981; в. 1, М., 1984 (материалы школы физики ИТФФ).

Л. Г. Ландсберг.

**МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД** — фазовый переход, при к-ром изменяется магн. фаза, т. е. макроскопич. состояние всей или части магн. подсистемы твёрдого тела (см. *Магнетизм*). Магн. фазы характеризуются параметрами магнитного упорядочения и, по их изменению идентифицируются фазовые переходы. М. ф. п. могут быть обусловлены изменением только темп-ры  $T$  (спонтанный М. ф. п.), давления  $P$  или веш. магн. поля  $H$  (индуцированные веш. М. ф. п.), концентрации магн. ионов  $x$  (концентрационные М. ф. п.) и др. термодинамич. параметров. Различают М. ф. п. 1-го рода (когда параметр магн. упорядочения изменяется скачком) и М. ф. п. 2-го рода (с плавным изменением параметров упорядочения).

Типичными примерами М. ф. п. могут служить температурные переходы ферромагнитной (ФМ) фазы в парамагнитную (ПМ) в *Кюри точке*; антиферромагнитной (АФМ) фазы в парамагнитную в *Нееля точке*; индуцированные веш. магн. полем переходы от АФМ-фазы к спин-флон-фазе (см. *Ориентационные фазовые переходы*) и далее к ПМ-фазе; концентрац. переходы ФМ-фазы в фазу *спинового стекла* (СС) и т. п. Магн. фазы иногда сосуществуют с др. упорядоченными фазами, так что М. ф. п. могут сопровождаться структурными, сверхпроводящими, сегнетоэлектрическими и др. фазовыми переходами (см., напр., *Магнитные сверхпроводники*).

**Магнитные фазы и параметры упорядочения.** Магн. свойства вещества на микроскопич. уровне описываются распределением магн. момента  $m_i$  по узлам решётки кристалла или его непрерывным распределением  $m(r)$ . Локальн. параметром упорядочения служит квавтомоцентрат. величина  $\langle m_i \rangle$ ; набор величин  $\langle m_i \rangle$ , в пределе при  $T \rightarrow 0$  переходящих в  $m_i$ , для всех узлов в регулярных (с дальним порядком) магн. фазах — ФМ, АФМ и др. (или вероятностей их распределения в нерегулярных магн. фазах — СС и др.) полностью характеризуют эти фазы. Для описания магн. состояний регулярной фазы достаточно одного или нек. глобал. параметров дальнего упорядочения. К их числу относится, напр., намагниченность  $m = M/N$  в расчёте на узел, где  $M = \sum \langle m_i \rangle$  — термодинамич. величина, называемая результирующей намагниченностью (суммирование идёт по всем  $N$  эквивалентным магн. ионам). Соответственно, при наличии двух или более магнитных подрешёток  $A, B, \dots$  глобал. параметры упорядочения служат уд. намагниченности  $m_A, m_B, \dots$  или их проекция на кристаллографию, осн.; в АФМ-фазе используются также параметры  $m = m_A + m_B$  и  $l = m_A - m_B$ .

Конкретный вид распределения  $\langle m_i \rangle$  определяется минимизацией квантовомехан. ср. энергии магнетика в осн. состоянии при  $T=0$  (или свободной энергии при  $T \neq 0$ ) с учётом взаимодействия с веш. магн. полем, дополнит. условием нормировки  $|\langle m_i \rangle| = \text{const}$  и требований магнитной симметрии магнетика. Важн. размеров и формы реальных образцов с доменной структурой, а также магн. *диполь-дипольного взаимодействия* в них проявляется в том, что на поверхности образца возникает размагничивающее поле и изменяются условия устойчивости фаз.

Простейшая (полностью неупорядоченная) магн. фаза наз. парамагнитной и характеризуется тем, что магн. моменты во всех узлах испытывают тепловые флуктуации, так что в отсутствие веш. магн. поля ( $H=0$ ) все  $\langle m_i \rangle = 0$ . В ПМ-фазе полностью отсутствует спонтанный дальний магн. порядок, т. е.  $m=0$

Табл. 1. — Классификация некоторых спонтанных магнитных фаз при  $H=0$ 

Фазы	Параметры обмена $J$ и анизотропии $D$	Параметры упорядочения $m, q$
Парамагнитная	$J=0, D=0$	$m=0, q=0$
Регулярные фазы: Ферромагнитная	$J_i > 0 \begin{cases} D > 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_{\parallel} \neq 0, m_{\perp}=0$ (ОЛН) $m_{\perp} \neq 0, m_{\parallel}=0$ (ПЛН)
Антиферромагнитная	$J_1 < 0, J_2 > 0 \begin{cases} D > 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_A^A = -m_B^B, m=0, l_{\parallel} \neq 0$ (ОЛН) $m_{\perp}^A = -m_{\perp}^B, m=0, l_{\perp} \neq 0$ (ПЛН)
Ферримагнитная	$J_1 < 0, D_2 > 0, D \neq 0, S_A \neq S_B$	$m_A \uparrow \neq m_B \downarrow,  m_A  \neq  m_B , m \neq 0$
Слабоферромагнитная	$J_1 < 0, J_2 > 0, J_{DM} > 0 \begin{cases} D > 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_A^A = -m_B^B, m_{\parallel}=0, l_{\parallel} \neq 0$ $m_{\perp}^A = -m_{\perp}^B, m_{\perp} \neq 0, l_{\perp} \neq 0$
Гелимагнитная	$J_1 > 0, J_2 < 0, D \neq 0$	
Нерегулярные фазы, или спиновые стёбки СС:	1) $J_i < 0$ или едучайная знакочередность 2) случайная ориентация осей анизотропии $ D  \gg  J $	
Асперомагнитное СС	неравновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m \neq 0, q_{\perp} \neq 0, q_{\parallel} = 0$
Сперомагнитное (идеальное) СС	равновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m=0, q_{\perp} \neq 0, q_{\parallel} \neq 0$
Спермагнитное СС	многокомпонентный магнетик	$m_A \neq 0, q_A = 0$ $m_B = 0, q_B \neq 0$
Миктомагнитное (кластерное) СС	высокая концентрация магнитной примеси	$m=0, q \neq 0, \langle m \cdot m \rangle \neq 0$

Условные обозначения:  $J_i$  — обменный интеграл между данным магнитным моментом и магнитными моментами в  $i$ -й координационной сфере,  $J_{DM}$  — константа взаимодействия Дзюлондского — Мориа,  $D$  — константа одноосной анизотропии, ОЛН — ось лёгкого намагничивания, ПЛН — плоскость лёгкого намагничивания,  $m$  — уд. спонтанная намагниченность,  $q$  — параметр порядка Эдвардса — Андерсона.

при любой темп-ре  $T$  (если  $H=0$ ). Кроме того, в идеальном парамагнетике, если пренебречь взаимодействием между магн. моментами, при всех значениях  $H$  и  $T$  отсутствует также и к.-л. ближний магн. порядок (см. *Парамагнетизм*). Любая магнитоупорядоченная фаза при достаточно высоких темп-рах (или) малых концентрациях магн. ионов переходит в состояние, близкое к ИМ-фазе.

Традиционными и наиб. изученными упорядоченными магн. фазами являются ферро-, антиферро-, ферри (ФИМ-) и гелимагнитная (ГИМ) фазы (см. *Магнитная атомная структура*). Характер магн. упорядочения в них определяется конкуренцией обменного взаимодействия  $J_{ij}$ , магнитной анизотропии  $D_i$  (как правило, одноосной) и зеемановского взаимодействия локальных магн. моментов с внеш. магн. полем  $H$ . В нек-рых магнетиках слабые релятивистские взаимодействия в ДФМ-фазе приводят к т. н. взаимодействию Дзюлондского — Мориа  $J_{DM}$  и возникает слабоферромагнитная (СФМ) фаза (см. *Слабый ферромагнетизм*). В магнетиках со сложной кристаллограф. структурой (напр., ферритах-гранатах, ортоферритах, см. *Ферриты*) возможно наличие трёх и более магн. подрешёток и, соответственно, значит. число разл. магн. фаз, как правило, неколлинеарных (угловых). В низкоразмерных магнетиках (квазиодномерных, планарных, слоистых) обменное взаимодействие характеризуется сильной анизотропией по кристаллографич. направлениям и дальний магн. порядок не всегда существует. Такие магнетики описываются, напр., т. н. тонологич.

упорядочением Костерлицы — Таулеса [13] или только ближним магн. порядком.

Весьма сложные магнитоупорядоченные, но нерегулярные магн. фазы возникают в кристаллах или аморфных веществах при случайной ориентации осей анизотропии и (или) при случайных переменах знака параметра обменного взаимодействия  $J_{ij}$ . Эта ситуация реализуется, напр., благодаря действующему РРКИ-обменному взаимодействию или диноль-динольному взаимодействию в структурно неупорядоченных или аморфных образцах. Подобные фазы носят общее наименование с и н о в ы х ст ё б к о л и характеризуются т. н. *фрустрацией* магн. моментов, т. е. невозможностью одновременно минимизации энергий всех обменных связей, и вследствие этого хаотич. «замороженностью» моментов в узлах решётки. Эти фазы по являются термодинамически равновесными, они метастабильны. В одной из моделей спиновых стёбок в качестве параметра упорядочения рассматривается параметр Эдвардса — Андерсона  $q = \langle m_i^2 \rangle$  (иногда отдельно рассматриваются параметры  $q_{\parallel}$  (продольный) и  $q_{\perp}$  (поперечный) по отношению к к.-л. выделенной оси); черта в выражении для  $q$  означает усреднение с соответствующим статистич. весом по всем случайным магн. конфигурациям.

Схематич. классификация нек-рых магн. фаз (как регулярных, так и нерегулярных) приведена в табл. 1.

Общие свойства и классификация М. ф. п. Анализ М. ф. п. проводится обычно с помощью магн. фазовых

диаграмм (МФД), к-рые строятся в координатах  $T$ ,  $P$ ,  $H$ ,  $x$  и др. и могут быть многомерными; примеры таких диаграмм изображены на рис. 1—8 и описаны ниже в тексте. Наиб. употребительны двумерные МФД в переменных магн. поле — темп-ра ( $H^{\parallel, \perp}$ ,  $T$ ), где  $H^{\parallel}$  и  $H^{\perp}$  — соответственно продольно или поперечно

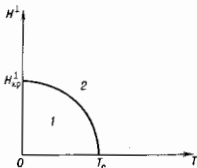


Рис. 1. МФД ферромагнетика типа Ю в поперечном магнитном поле: 1 — угловая фаза; 2 — ПМ-фаза;  $H_{кр}^{\perp}$  — критическое поле;  $T_C$  — точка Кюри. Фаза Ю реализуется при  $H=0$ ,  $T < T_C$ , фаза -III при  $T=0$ ,  $H > H_{кр}^{\perp}$ .

ориентированное относительно оси анизотропии внеш. магн. поле, а также МФД в переменных концентрациях — темп-ра ( $x$ ,  $T$ ). Магн. фазы на МФД отделины друг от друга линиями — фазовыми границами и, пересекающимися в т.н. подкритических точках.

М. ф. п. 1-го рода происходит между фазами любой магн. симметрии, допустимой в данном магнетике. В случае М. ф. п. 2-го рода магн. группа низкосимметричной (и, как правило, низкотемпературной) фазы является подгруппой магн. группы высокосимметричной фазы.

Для М. ф. п. 1-го рода характерны метастабильные и гистерезисные (по темп-ре) явления, а также имеет место аналог *Клапейрона—Клаузиуса уравнения* [напр.,  $dH/dT = \Delta S/\Delta M$  на МФД в переменных ( $H$ ,  $T$ ), где  $\Delta S$  и  $\Delta M$  — скачки энтропии и намагниченности при переходе через фазовую границу, на к-рой берётся производная]. На основе обобщения Эренфеста уравнений на случай М. ф. п. можно получить и ряд др. соотношений для скачков термодинамич. величин (в частности, объёмной магнитострикции парапроцесса).

Реальный М. ф. п. 1-го рода в ограниченных по размерам магнетиках сопровождается иногда возникновением т.н. промежуточного состояния и в соответствии межфазных границ, разделяющих существенно различные магн. фазы (напр., ФМ-и ПМ-фазы, что резко отличает эти границы от доменных границ) и влияющих на гистерезисные и др. явления.

Все М. ф. п. сопровождаются особенностями (аномалиями) в поведении на фазовых границах как магн., так и немагн. термодинамич. величин — намагниченности  $M$ , восприимчивости  $\chi$ , теплоёмкости  $C$ , упругих модулей  $E$ ,  $G$ , а также уд. объёма  $V$ , энтропии  $S$ . Трудность в эксперим. получении и интерпретации этих результатов состоит в выделении магн. вкладов в изменение соответствующих термодинамич. величин. Конечность размеров образца приводит к «размыванию» М. ф. п. и сглаживанию всех связанных с ними аномалий.

Одной из наиб. важных термодинамич. характеристик М. ф. п. является поведение обобщённой восприимчивости магнетика  $\tilde{\chi} = \partial m / \partial h = -\partial^2 F / \partial h^2$  ( $F$  — свободная энергия,  $h$  — обобщённое поле). Восприимчивость  $\tilde{\chi}$  определяет линейный (за исключением случая спиновых стёкол) отклик параметра упорядочения  $m = -\partial F / \partial h$  на включение термодинамически сопряжённого ему обобщённого поля  $h$  [13]. Величина  $\tilde{\chi}$  совпадает с обычной начальной магн. восприимчивостью  $\chi_0 = (\partial M / \partial H)_{H=0}$  только в простейшем случае однородной ФМ-фазы; в более сложных случаях (АФМ-, ГИМ-, СС-фазы и др.) величина  $\tilde{\chi}$  в точке М. ф. п. имеет расходимость ( $\tilde{\chi} \rightarrow \infty$ ), а величина  $\chi_0$  испыты-

вает лишь излом. Для М. ф. п. характерны также динамические аномалии, прежде всего, обращение в нуль частоты т.н. мягкой моды, т.е. однородных колебаний соответствующего параметра упорядочения, что свидетельствует о потере термодинамич. устойчивости данной фазы. Кроме того, при М. ф. п. наблюдается критич. замедление всех кинетич. и релаксационных явлений (см. *Критические явления*), а также аномальное возрастание как величин флуктуаций параметра порядка, так и радиуса корреляции флуктуаций.

Спонтанные М. ф. п. по температуре связаны с нагревом (охлаждением) магнетика и обычно рассматриваются при его пост. составе, пост. давления и в отсутствие внеш. магн. поля. К таким переходам относится прежде всего М. ф. п. типа порядок—беспорядок из к-л. магнитоупорядоченной фазы в ПМ-фазу (с обращением в нуль соответствующего параметра упорядочения). Они происходят при темп-рах, при к-рых тепловое разупорядочивающее движение магн. моментов начинает преобладать над упорядочивающим влиянием взаимодействий между ними: в *Кюри точке*  $T_C$  в случае М. ф. п. вида ФМ  $\rightarrow$  ПМ и в *Неелл точке*  $T_N$  в случае переходов АФМ  $\rightarrow$  ПМ. Обычно эти М. ф. п. относят ко 2-му роду, однако благодаря зависимости обменного интеграла от уд. объёма  $J(V) = J_0(1 + \beta \Delta V/V)$  и сжимаемости решётки при достаточно больших  $\beta$  (напр., в ФМ MnAs и АФМ CrAs) они могут стать М. ф. п. 1-го рода (т.н. механизм Бипа — Родбелла [6]).

Весьма распространены и более сложные спонтанные М. ф. п. типа порядок—порядок с изменением характера параметра упорядочения; к ним относятся прежде всего метаматн. переходы вида ФМ—АФМ. В FeRh и нек-рых сплавах на основе Mn они происходят, возможно, за счёт механизма обмена и инверсии Киттеля, т.е. смены знака эффективного обменного интеграла  $J(T)$  за счёт теплового расширения решётки, тогда как в магн. редкоземельных (РЗМ) полупроводниках EuSe (или EuTe) и CeSb они обусловлены многоспиновым обменом и, возможно, к-л. иными видами обмена [8]. Существуют также «многосоставчатые» М. ф. п. типа порядок—порядок; они характерны, напр., для чистых РЗМ-элементов (ФМ—спираль  $\rightarrow$  АФМ—спираль  $\rightarrow$  ПМ в Ho и др.). В ряде ферримагнетиков (напр., интерметаллич. соединений RFe<sub>2</sub>, где R — РЗМ-элемент) благодаря разл. температурной зависимости намагниченностей подрешёток  $m_1(T)$  и  $m_2(T)$  возникает точка компенсации  $T_K$ , в к-рой  $m=0$ .

Спонтанные спиш-(перео)ориентационные фазовые переходы, при к-рых параметр порядка  $m$  (или  $l$ ) изменяет ориентацию относительно осей кристалла, происходят за счёт температурной зависимости константы анизотропии  $K_1(T)$  при достижении темп-р, где  $K_1(T)$  меняет знак. При этом род перехода зависит от знака константы анизотропии более высокого порядка  $K_2(T)$ ; напр., переход в Gd от неколлинеарной (конусной, или угловой) ФМ-фазы к коллинеарной ФМ-фазе (с направлением намагниченности вдоль оси лёгкого намагничивания) является М. ф. п. 2-го рода. Вообще спонтанный М. ф. п. в ферро- или антиферромагнетике от фазы лёгкая ось (ЛО) к фазе лёгкая плоскость (ЛП) может происходить как один переход 1-го рода ( $K_2 < 0$ ) или как последовательность двух переходов 2-го рода ( $K_2 > 0$ ) (во втором случае — через угловую фазу, для к-рой параметром упорядочения служит угол  $\phi$  между вектором  $m$  и осью  $z$ ). М. ф. п. первого типа между фазами СФМ — АФМ происходит в *Моррия точке*  $T_M$  (напр., в гематите  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и РЗМ-ортоферрите DyFeO<sub>3</sub>); М. ф. п. второго типа имеет место, напр., в РЗМ-ортоферритах на основе Sm и Tm.

В неупорядоченных магн. соединениях и сплавах (напр., CuMn, AgFe) в определённых интервалах



концентрация магн. ф. н. возможен М. ф. п. между фазами ПМ—СС в т. н. точке замедления  $T_c$ , а также более сложный двойной температурный переход ПМ—ФМ—СС (напр., в тройных системах  $\text{Eu—Sr—S}$ ,  $\text{Fe—Ni—Cr}$ ).

**Индукированные М. ф. н.** происходит в магнетике (в условиях  $T = \text{const}$  и  $z = \text{const}$ ) при наложении внеш. магн. поля или давления (в последнем случае, как правило, при одноосном сжатии).

Внеш. магн. поле  $H$  может вызвать перестройку осн. состояния магнетика — индуцированный сини-(пер)ориентад. переход. Подобные М. ф. н. происходят по достижении определённых критич. значений поля  $H_{кр}$  и сопровождаются изменением магн. симметрии — изменением ориентации векторного параметра упорядочения или его типа (напр.,  $l \rightarrow m$  в антиферромагнетике).

Температурная зависимость  $H_{кр}(T)$  изображается на плоскости  $(H, T)$  линией, являющейся фазовой границей и описывающей зависимость критич. темп-ры от магн. поля. При достаточно высоких темп-рах и  $H \neq 0$  любая магнитоупорядоченная фаза переходит в ПМ-фазу; то же происходит при любых  $T$  в достаточно сильных полях. В обоих случаях возникающая фаза является магнитонасыщенной («квазиферромагнитной»), т. к. обладает отличной от нуля намагниченностью  $M(H) \neq 0$ .

В простейшем случае ферромагнетика типа ЛЮ под влиянием поля  $H^\perp$  происходят два М. ф. н. 2-го рода: сначала при  $H^\perp \neq 0$  в угловую фазу, а затем по достижении  $H_{кр}^\perp \sim D$  — в фазу ЛП (рис. 1). Более сложная перестройка при  $T=0$  происходит в двух- или многоподрешёточных магнетиках с разл. величинами

приходит М. ф. п. 2-го рода СФ—(квази)ФМ («схлопывание» подрешёток). При отрицат. значениях константы аннотропии более высокого порядка (напр., в  $\text{K}_2\text{MnF}_6$ ,  $\text{CoVr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) переход АФМ—СФ может происходить в виде последовательности двух М. ф. п. 2-го рода через промежуточную угловую фазу, в которой угол вектора  $l$  с осью аннотропии плавно изменяется от нуля до  $\pi/2$ . В наклонном поле, т. е. при наложении наряду с  $H^\perp$  также поля  $H^\parallel$ , соответствующая МФД принимает вид, изображённый на рис. 2б, при этом б.к критическая точка А (рис. 2а) становится тетра критической точкой В.

В случае сильной аннотропии ( $D \gg |J|$ ) — т. н. «аннотропный предел» в двухподрешёточных антиферромагнетиках с формогаи. обменом внутри подрешёток (напр., в РЗМ-фосфатах  $\text{RPO}_4$ , где  $\text{R} = \text{Dy}$ ,  $\text{Tb}$ ,  $\text{Ho}$ , или слоистом  $\text{FeCl}_2$ ) при  $H_{кр}^\perp \sim |J|$  при  $T=0$  происходит лишь один (т. н. метамгнитный) М. ф. н. 1-го рода АФМ—(квази)ФМ (см. *Метамгнетик*); с ростом темп-ры переход становится всё более плавным и по достижении три критич. точки С (рис. 2а) он сменяется М. ф. п. 2-го рода. Если обмен внутри подрешёток антиферромагнитный [напр., в РЗМ-алюминатах (галатах) со структурой граната типа  $\text{Dy}_3\text{Al}_5$  (или  $\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ ), то магн. подсистема становится неустойчивой и метамгн. переход происходит через промежуточную ферромагнитную (спин-флип) фазу с образованием многоподрешёточной магн. сверхструктуры.

Внеш. магн. поле существенно влияет на характер спонтанных (прежде всего ориентационных) М. ф. п. в магнетиках, описываемых многокомпонентным параметром упорядочения (напр., двумя векторами  $m_R$  и  $m_{Fe}$ ) намагниченностей редкоземельной (R) и железовой (Fe) подрешёток в РЗМ-ферритах со структурой гранатов типа  $\text{R}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . МФД для изотропных поликристаллич. образцов двухподрешёточных ферритов-гранатов  $\text{R}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  изображена на рис. 3а. Влияние даже слабой одноосной аннотропии а монокристаллич. образцах особенно существенно вблизи темп-ры компенсации  $T_K$ , где оба критич. поля  $H_{кр1,2} \sim |J_{1,2}|$  ( $m_R = m_{Fe}$ ) изотропного образца обращаются в нуль;

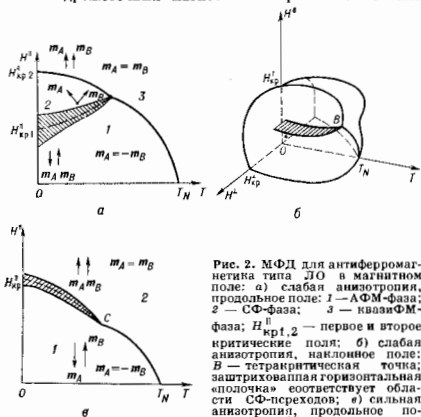


Рис. 2. МФД для антиферромагнетика типа ЛЮ в магнитном поле: а) слабая аннотропия, продольное поле; 1 — АФМ-фаза; 2 — СФ-фаза; 3 — квазиФМ-фаза;  $H_{кр1,2}$  — первое и второе критические поля; б) слабая аннотропия, наклонное поле; В — тетра критическая точка; заштрихованная горизонтальная «полоска» соответствует области СФ-переходов; в) сильная аннотропия, продольное поле; 1 — АФМ-фаза; 2 — квазиФМ-фаза;  $H_{кр}^\perp$  — критическое поле метамгнитного М. ф. п.; С — трикритическая точка. Заштрихована метастабильная область между границами фаз устойчивости 1 и 2.

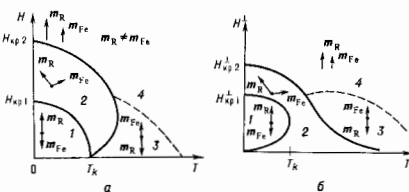


Рис. 3. МФД двухподрешёточного ферромагнетика во внешнем магнитном поле (на примере РЗМ-ферритов типа  $\text{R}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ): а) изотропный случай; б) аннотропия типа ЛЮ, поперечное поле; 1 — ФМ-фаза; 2 — сложенная АФМ-фаза; 3 — АФМ-фаза; ПМ-фаза;  $H_{кр1,2}$  — первое и второе критические поля;  $T_K$  — точка компенсации;  $m_R, m_{Fe}$  — векторы удельной намагниченности R- и Fe-подрешёток. Пунктиром обозначена линия, на которой  $m_R$  обращается в нуль [5].

и знаками параметров обмена и аннотропии. Напр., в антиферромагнетике типа ЛЮ ( $J < 0, D > 0$ ) со слабой аннотропией  $D \ll |J|$  ( $\text{MnF}_2$ , ортоалюминат  $\text{GdAlO}_3$ ) в продольном магн. поле  $H^\parallel$  происходит два последовательных М. ф. н. (рис. 2а); при  $H_{кр,1}^\parallel \sim \sqrt{D|J|}$  — М. ф. н. 1-го рода АФМ—СФ («разворот» подрешёток), где СФ — сини-флон, или угловая фаза; при  $H_{кр,2}^\parallel \sim |J|$

соответствующая МФД для случая поперечного поля  $H^\perp$  изображена на рис. 3б.

Наложение внеш. давления  $P$  [при  $T = \text{const}$  и в отсутствие магн. поля ( $H=0$ )] индуцирует М. ф. н. посредством двух механизмов: обменно-стрикционного (Бина — Родбелла) и обменно-кристаллического. В первом случае при  $\beta < 0$  давление  $P$  устраняет М. ф. п. 1-го рода; при

$\beta > 0$  (что характерно для большинства магнетиков) лубое  $P \leq P_{кр}$  индуцирует М. ф. п. 1-го рода ФМ—ПМ, исчезающий выше критич. давления  $P_{кр}$ . При дальнейшем возрастании  $P$  (напр., в интерметаллич. соединениях МпАs) возникает АФМ-фаза с М. ф. п. 2-го рода АФМ—ПМ; затем происходит *структурный фазовый переход* и возникает новая ФМ-фаза с соответствующим М. ф. п. 2-го рода ФМ—ПМ (рис. 4). Во всех случаях барьер. производная критич. темп-ры  $dT_{C,N}/dP \sim \sim (-\beta)$ ; её знак может меняться в разл. областях изменения давления. При изоструктурном замещении



(напр., МпАs  $\rightarrow$  МпSb) постоянная решётки возрастает, т. е. имеет место эффект, эквивалентный наложению отрицат. давления (растяжению образца); при этом М. ф. п. ФМ—ПМ (напр., при  $P_{атм} < P_{кр}$  в МпSb) вновь становится переходом 2-го рода.

Существенно, что при значениях темп-ры  $T$  и давления  $P$  в метастабильной области МФД на рис. 4 для МпАs (где её границы от 2 до 6,5 кбар) или его сплавов с переходными 3d-металлами наложение внеш. магн. поля  $H \geq H_{кр}$  ( $T, P$ ) индуцирует необратимый М. ф. н. из ПМ- или АФМ-фазы в ФМ-фазу. Особенно велика роль внеш. магн. поля, когда  $P_{кр} < 0$  и ФМ-фаза при всех давлениях  $P \geq 0$  является «скрытой», т. е. спонтанно не реализуется, что наблюдается, напр., в сплавах МпF<sub>x</sub> (или Со<sub>2</sub>As при  $\geq 0,01$ ). В этом случае наложение  $H$  приводит к смещению всей МФД в область положит. давлений и делает ФМ-фазу доступной наблюдению.

Концентрационные М. ф. п. происходят при неизменных значениях темп-ры  $T$ , магн. поля  $H$  и давления  $P$  и характерны для сложных магн. соединений переменного состава и, как правило, неупорядоченной

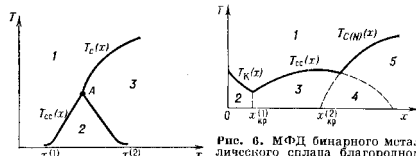


Рис. 5. МФД для диалектрического сплава (на примере  $Eu_xSr_{1-x}S$ ): 1 — ПМ-фаза; 2 — СС-фаза; 3 — ФМ-фаза; 4 — тройная точка;  $x_{кр}^{(1)}$  — критические значения концентрации [11].

атомной структуры (аморфных магнитных диалектриков и магнитных полупроводников, металлических стёкол и т. п.). При изменении концентрации  $x$  примесных магн. ионов меняется характер эффективного прямого или косвенного (в т. ч. РККИ-) взаимодействия,

что обычно приводит при  $T=0$  к двум М. ф. п. при достижении критич. значений  $x_{кр}^{(1)}$ . В обоих случаях при  $x < x_{кр}^{(1)}$  магн. ионы являются почти изолированными («режим одиночной примеси»), и в магнетике реализуется слабомгн. ПМ-фаза (рис. 5) или кондо-фаза (рис. 6, см. также Кондо-эффект). При достижении т. н. предела разбавления  $x_{кр}^{(1)}$  между примесными моментами возникает конкурирующее обменное взаимодействие и магнетик переходит в СС-фазу. С дальнейшим увеличением  $x$  возрастает роль прямого обмена и тенденция к образованию магн. кластеров; наконец, при достижении  $x_{кр}^{(2)}$  т. н. предела перколяции (протекания и), устанавливается дальний магн. порядок: сначала смешанная асперомгн. фаза (см. Сперомгнетизм), а затем чистая АФМ- или ФМ-фаза.

При  $T \neq 0$  фазовые границы определяются температурными зависимостями  $x_{кр}^{(1,2)}(T)$  или, что то же, концентрац. зависимостями темп-ры замерзания синего стекла  $T_{СС}^{(2)}(x)$  и точек Кюри (Нееля)  $T_{C,N}(x)$ , пересекающимися в тройной точке  $A$ , выше к-рой СС-фаза вообще не возникает. В случае МФД на рис. 6 имеется, кроме того, фазовая граница  $T_{C,N}(x)$ , соответствующая переходу из кондо-фазы в ПМ-фазу; эта МФД характерна, напр., для разбавленных твёрдых растворов типа АВ<sub>x</sub> с РККИ-взаимодействием, где  $A$  — благородный металл (Au, Ag, Pt), образующий диамагн. матрицу,  $B$  — переходный 3d-металл (Fe, Ni, Co). Кондо-фаза возникает в примесных металлах. магнетиках благодаря эффекту Кондо, состоящему в частичной экранировке (компенсации) магн. момента примесных d-ионов за счёт их антиферромагнитного  $s-d$  обменного взаимодействия со спинами  $s$ -электронов проводимости. Кондо-фаза переходит в СС-фазу при  $x_{кр}^{(1)} \approx 10^{-4}$ , тогда как для ФМ-фазы в AuFe  $x_{кр}^{(2)} \approx \approx 0,17$ , для АФМ-фазы в CuMn  $x_{кр}^{(2)} \approx 0,45$ .

Концентрац. метамгнитные (см. Метамгнетизм) М. ф. п. 1-го рода ФМ—АФМ осуществляются в (квази)бинарных концентрат. сплавах ФМ- и АФМ-3d-металлов, напр. в  $Fe_xCr_{1-x}$  (или  $Ni_{1-x}$ ) (рис. 7), невр-ных сталях  $Fe_xNi_{1-x}Cr_{1-x}$  ( $M=Mn, Cr, V; a=const$ ), а также в  $Mn_{1-x}Cr_xSb$  и  $Fe(Pd_{1-x}Pt_x)$ ; при значениях  $x_{кр} \approx 0,5$ . Конкуренция прямых ФМ- и АФМ-взаимодействий (соответственно,  $J_1 > 0$  в первой и  $J_2 < 0$  во второй координац. сферах,  $J_1 = 2|J_2|$ ) и вызванная ею фрустрация приводит к концентрат. М. ф. п. в диалектрич. сплаве  $Eu_xSr_{1-x}S$ , причём  $x_{кр}^{(1)} \approx 0,1$ ,  $x_{кр}^{(2)} \approx 0,5$  (при  $x=0$  образец — идеальный

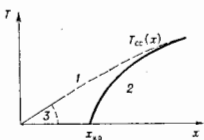
Рис. 7. МФД для интерметаллического сплава 3d-переходных ферро- и антиферромагнетиков: 1 — ПМ-фаза; 2 — СС-фаза; 3 — ФМ-фаза; 4 — АФМ-фаза;  $A$  — тройная точка;  $T_{СС}$  — температура замерзания;  $T_{C(N)}$  — точка Кюри (Нееля) [11].

диамагнетик, при  $x=1$  — ферромагнетик); то же верно для ряда легиров. магнетиков со структурой граната.

Концентрат. М. ф. п. типа ПМ—СС происходит также в сложных полупроводниках, напр. во фрустрированных<sup>3</sup> тройных халькогенидных сплавах с широкой  $(Cd_{1-x}Mn_xTe)$  и узкой  $(Hg_{1-x}Mn_xTe)$  или  $(Se)$  запрещёнными зонами, где преобладающим при  $x \geq \approx x_{кр} \approx 0,16$  является прямое антиферромагн. взаимодействие ионов  $Mn^{2+}$  (рис. 8). В сплавах нервого типа в пределе больших концентраций ( $x \geq 0,7$ ) реализуется АФМ-фаза, к-рая не обнаруживается в спла-

вах второго типа. Существенно, однако, что в узкощелевом полупроводнике  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  в пределе малых концентраций ( $x \leq 0,08$ ) возможно существование ещё одной СС-фазы благодаря механизму косвенного РККИ-обмена за счёт виртуальных межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости;

Рис. 8. МФД для полумангнитных узкощелевых полупроводников (на примере  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ): 1 — ПМ-фаза; 2 — СС1-фаза; 3 — ССП-фаза;  $x_{кр}$  — критическая концентрация [12].



тот же результат достигается вложением внеш. давления  $P \gg P_{кр}$ , создающим при  $x \neq 0$  бесщелевое состояние, характерное для случая  $x=0$ . В ряде магнетиков изменение концентрации  $x$ , подобно магн. полю  $H$  и давлению  $P$ , может приводить к изменению фазы перехода. В слове  $\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Co}_2$ , напр., переход РМ — ПМ при  $x < x_{кр}$  имеет 2-й род, а при  $x > x_{кр}$  — 1-й, так что  $x_{кр}$  — трикритич. точка. Значит, интерес представляют также концентр. М. ф. п. в сплавах, обнаруживающих сосуществование магнетизма и сверхпроводимости (см. *Магнитные сверхпроводники*).

Теория М. ф. п., как и всех фазовых переходов, основана на общих принципах и методах термодинамики и квантовой статистической физики, но из-за трудностей математ. характера в законченном виде ещё не построена. К числу наиб. употребительных приближённых методов теории относится метод молекулярного поля Вейса (см. *Среднее поле (приближение)*) или эквивалентные ему вариан. принци. для свободной энергии Н. Н. Боголюбова и феноменологич. теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (последняя основана на различении свободной энергии магнетика обданы точки М. ф. п. на степеням параметра упорядочения). При описании широкого класса М. ф. п. в рамках теории Ландау весьма полезен метод термодинамич. коэффициентов Аррота — Белова — Нокса (графики зависимости  $H/M$  от  $M^2$ ); с их помощью, в частности, удобно определять положение точек М. ф. п. Указанные методы дают в целом правильное качество, описание М. ф. п., особенно в магнетиках со сложной атомной и магн. структурой; физически они исходят из представления о бесконечном радиусе обменного взаимодействия и формально соответствуют предельному переходу  $d \rightarrow \infty$ , где  $d$  — размерность решётки магн. моментов.

Более точное количество, описание, учитывающее конечный радиус  $r_0$  обменного взаимодействия, достигается с помощью разл. вариантов теории возмущений (напр., разложения по степеням  $1/r_0^2$ ) и соответствующей диаграммной техники для спиновых операторов [3]. Хорошие результаты даёт также метод Ур-ни функции для двухвременных температурных Грина функций, приводящий к самоограниченному описанию статич. и динамич. свойств магнетиков в широком интервале темп-р [4].

Наиб. точное описание критич. поведения термодинамич. величин магнетика в окрестности М. ф. п. достигается с помощью метода *ренормализационной группы*, основанного на представлении о *масштабной инвариантности* (гинтезе подобия, или скейлинге) и позволяющего регулярным образом учесть флуктуации параметра магн. упорядочения [7]. С помощью этого метода удаётся с хорошей точностью вычислить т. н. *критические показатели* (индексы) vicinity (ноли) критич. точек для разл. моделей (*Изинга модель*, *поперечной*, или *XУ-модели*; *Гейзенберга модель*), характеризующихся разл. размерностью  $n$  параметра упорядочения (соответственно  $n=1, 2, 3$ ); при этом

возможен учёт и разл. значений эффективной (не обязательно целочисленной) размерности решётки  $d$ . Обычно рассматривают подложк. критич. показатели  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta, \nu$ , к-рые удобнее всего определить на примере спонтанного М. ф. п. фМ — ПМ: при  $t = (T - T_c)/T_c \rightarrow \rightarrow +0$  параметр упорядочения обращается в нуль,  $m \sim (-t)^\beta$ , тогда как восприимчивость  $\chi$ , уд. теплоёмкости  $C_H, C_M$  и радиус корреляции  $\xi$  флуктуаций параметра упорядочения имеют неалгебр. расхождимости:  $\chi \sim t^{-\gamma}$ ;  $C_H, C_M \sim \alpha^{-1}(t - \alpha^{-1})$ ;  $\xi \sim t^{-\nu}$ . Кроме того, при  $t=0$  существует показатель критич. изотермы *парапроцесса*  $m \sim H^{1/\delta}$  и асимптотика парной спиновой корреляц. ф-ции  $\langle m_0 m_r \rangle \sim r^{-(d-2+\eta)}$  (см. табл. 2).

Табл. 2. — Экспериментальные значения критических показателей моделей [3] с  $n=1, 2, 3$  для трёхмерной решётки  $d=3$

n	Показатель					
	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$	$\eta$	$\nu$
1	0.11	0.32	1.24	4.8	0.032	0.63
2	0.0	0.34	1.32	4.7	0.034	0.67
3	0.14	0.36	1.38	4.6	0.036	0.70
Молекулярное поле	0,0	0,50	1,00	3,00	0,0	0,50

Метод ренормгруппы даёт значения характеристик М. ф. п., очень близкие к экспериментальным, тогда как расчёты по методу среднего поля дают результаты, существенно отличающиеся от экспериментальных и не чувствительные к величинам  $n$  и  $d$ .

Критич. показатели связаны друг с другом и с размерностью решётки в силу ряда термодинамич. соотношений типа условий устойчивости магн. фазы, напр.  $\alpha + 2\beta + \gamma \geq 2$ ,  $\delta \geq 1 + \gamma/\beta$ ,  $d\nu \geq 2 - \alpha$ . Поэтому, как правило, только два из них (напр.,  $\eta$  и  $\nu$ ) являются независимыми. Критич. показатели отражают глобальную

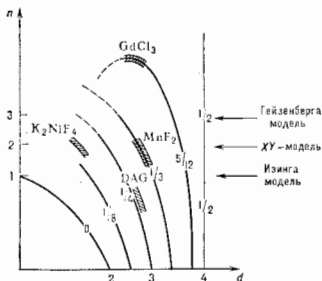


Рис. 9. Классы универсальности — линии постоянного значения критического индекса  $\beta$  в плоскости ( $n, d$ ) размерности параметра порядка  $n$  и кристаллической решётки  $d$ , вычисленные методом ренормгруппы; заштрихованные участки соответствуют реальным магнетикам [13].

структуру фаз. модели магнетика и остаются неизменными в пределах т. н. классов универсальности, описываемых соответствующими «траекториями» в плоскости ( $n, d$ ) для индекса  $\beta$  они указаны на рис. 9). Для каждого типа модели существует т. н. *низшая критическая размерность*  $d_{кр}$ , при к-рой М. ф. п. перестаёт существовать, причём  $d_{кр}$  тем выше, чем выше симметрия (степень вырождения) данной модели. Так,  $d_{кр}=1$  для модели Изинга,  $d_{кр}=2$  — Гейзенберга и  $d_{кр}=4$  для модели спинового стекла (последнее указывает на

трудности определения истинного характера перехода в СС-фазу в реальном случае  $d=3$ ). Для более сложных М. ф. и МФД с полдикритич. точками критич. индексы перенормируются и происходит явление кроссовера т. е. изменение критич. индексов при переходе из изоморфной критич. области в вексоморфную по к-л. набору параметров.

Лит.: 1) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; 2) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 3) Изюмов Ю. А., Кассан-о-гги Ф. А., Сирьяби и др., Поверхностные фазовые переходы, М., 1974; 4) Тяблинов С. В., Методы вивантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 5) Ортомоные переходы в релаксационных магнетиках, М., 1979; 6) Заввадский Э. А., Валинов В. И., Поверхностные фазовые переходы, М., 1982; 7) Паташский А. З., Покровский В. Л., Флукуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; 8) Игагава Э. Л., Аномальные магнитные структуры и фазовые переходы в твердых ферромагнетиках, К., 1982; 1982, т. 136, с. 61; 9) Гоже, Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988; 10) Камиллов И. К., Алиев Х. К., Фазовые переходы второго рода в ферромагнетиках в слабых магнитных полях, Докл. АН АССР, 1984, т. 140, с. 639; 11) Херд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, с. 331; 12) Мудров В. А., Мельничук В. С. G. J., Phase transitions in ordered materials, в: Ordered materials, ed. by E. P. Wohlfarth, v. 1, Amst., 1980, ch. 2; 12) Лянлиан И. И., Цидиларовский И. М., Узкополосные пологие магнитные полупроводники, «УФН», 1985, т. 146, с. 35; 13) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 14) Релаксационные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; 15) Изюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, М., 1981, см. также в кн. Поверхностные фазовые переходы, Г. Рубин, М., 1981.

**МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС** — резкая зависимость коэф. поглощения  $U_3$   $\alpha$  в металлах, помещенных в постоянное магн. поле  $B_0$  от величины поля. М. р. и *геометрические осцилляции* являются примерами т. я. геометрия, резонансов — эффективного взаимодействия свободных электронов со звуковой волной в условиях, когда на характерном размере орбиты электрона в магн. поле укладывается целое число длин звуковой волны (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

М. р. возникает, когда хотя бы часть электронов движется в магн. поле по открытым траекториям *ферми-поверхности*. Пространств. траектория электрона в этом случае также представляет собой неограниченную периодическую повторяющуюся кривую, период к-рой  $L_B$  определяется периодом  $Q_p$  электронной орбиты в пространстве импульсов:  $L_B = eQ_p / eV$ , где  $e$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона. Резонанс имеет место, когда пространств. период  $L_B$  кратен длине звуковой волны  $\lambda$ :  $L_B = n\lambda$ , где  $n=1, 2, \dots$  — целое число. Поскольку условие геометрия, резонанса выполняется сразу для всех электронов, движущихся по открытым орбитам, то акустич. поглощение резко возрастает для значений магн. поля  $B_n = eQ_p / e n \lambda$  ( $n=1, 2, \dots$ ). Этим М. р. отличается от геометрия, осцилляций, для к-рых максимумы поглощения уширены, и амплитуды осцилляций невелики. Величина М. р. максимальна, когда направление распространения волны, вектор магн. поля и направление открытой траектории (в пространстве импульсов) взаимно ортогональны. Наличие открытых траекторий определяет также значит. анизотропию акустич. поглощения в металлах в постоянном магн. поле.

М. р. наблюдается во многих металлах (кадмий, таллий и т. п.); их наблюдение является эффективным методом исследования топологии ферми-поверхностей металлов.

Лит.: Канер Э. А., Песчанский В. Г., Привороцкий И. А., К теория магнитоакустического резонанса в металлах, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, в. 1, с. 214.

**МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ** — макроскопич. неустойчивости пространственно неоднородной плазмы в магн. поле, вызываемые либо градиентом давления при неблагоприятной кривизне магн. силовых линий, либо током, текущим вдоль силовых линий. Эти неустойчивости приводят к быстрому разрушению исходной конфигурации

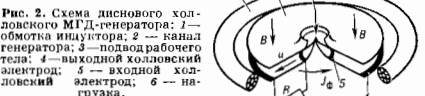
плазмы. Примерами М. н. являются *желобковая неустойчивость*, обусловленная искривлением магн. силовых линий и характерная для замкнутых магн. конфигураций, и *таринга-неустойчивость*, при к-рой происходит разрыв магн. силовых линий. Подробнее см. *Неустойчивости плазм*.

**МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР** (МГД-генератор) — устройство, в к-ром за счёт явления *вектормагнитной индукции* в канале с наложенным магн. полем внутр., тепловая или (и) кинетич. и потенциальная энергии потока электропроводящей среды преобразуются в электрич. энергию. Рабочим телом М. г. могут быть низкотемпературная плазма или проводящая жидкость (жидкие металлы, расплавы). Низкотемпературная плазма в М. г. представляет собой продукты сгорания природных или синт. топлив с легкоконвизируемыми добавками соединений щелочных металлов или инертные газы также со щелочными добавками в равновесном или термически неравновесном состоянии. Используются М. г. в т. н. установках прямого преобразования энергии. Идея МГД-преобразования энергии была высказана М. Фарадеем (M. Faraday) ещё в 1831, а осн. принципы устройства совр. М. г. сформулированы в 1907—22,



однако их практич. реализация оказалась возможной только в конце 50-х гг. в связи с развитием гл. обр. магн. гидродинамики, физики плазмы и аэрокосмич. техники.

Устройство и принцип действия. М. г. состоит (рис. 1—3) из канала, в к-ром формируется поток, индуктора, создающего стационарное или переменное (бегущее) магн. поле, системы съёма энергии с помощью электродов (к о н д у к ц и о н н ы е М. г.) или индуктивной связи потока с цепью нагрузки (и н д у к



ц и о н н ы е М. г.). Каналы могут иметь разл. конфигурации: быть линейными, дисковыми (с радиальным течением рабочего тела, вихревым), коаксиальными (в т. ч. с винтовым потоком) и др. Оптимальной в каждом конкретном случае является конфигурация, в к-рой вектор скорости потока перпендикулярен силовым линиям магн. поля для заданного типа магн. системы. Используются в М. г. магн. системы выполняются либо на основе традиц. технологий со стальными магнитопроводами (для М. г. небольшого масштаба), либо безжелезными со сверхпроводящими обмотками. ЭДС и ток, генерируемые в МГД-потоке при использовании любого проводящего рабочего тела, направленные нормально к вектору скорости  $u$  и магн. индукции  $B$ , наз. фарадеевскими. Если рабочим телом М. г. является достаточно разреженная плазма, в

к-рой циклотронная частота для электронов сравнима или больше частоты их столкновений с нейтралами и ионами, то электроны между столкновениями в плазме успевают пройти заметную дугу по ларморовской

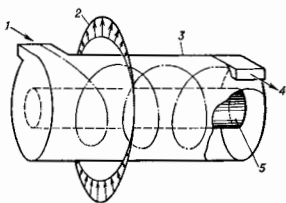


Рис. 3. Схема коаксиального индукционного МГД-генератора: 1 — поддон рабочего тела; 2 — мгновенная инверсия бегущего магнитного поля; 3 — наружный корпус канала МГД-генератора, на котором размещается волновая обмотка индуктора (статор); 4 — выход; 5 — стенка и внутренний магнитопродовод МГД-генератора.

окружности, т. е. они будут дрейфовать в направлении, перпендикулярном приложенным скрещиваемым электрич. и магн. полям. Как следствие этого дрейфа (Холла эффект) при замыкании цепи фаррадеевского тока возникает холловская эдс, направленная по потоку, а электропроводность  $\sigma$  становится тензорной величиной. При этом холловский ток снижает эффективную электропроводность  $\sigma_{eff}$  рабочего тела.

Электрич. энергия в МГД-канале генерируется за счёт работы потока  $N_e$  (здесь — отнесённой к ед. объёма), совершающей против объёмных сил эл.-магн. торможения,  $N_e = -u \cdot [J \times B]$ , где  $J$  — плотность полного тока. Полезное взаимодействие обусловлено только фаррадеевской компонентой тока  $J_{\phi}$ . В то же время генерируемая мощность выделяется в цепи как фаррадеевского, так и холловского тока при соответствующем нагружении. По способу электрич. нагружения раз-

ные, чем у фаррадеевского М. г. Диагональный М. г. имеет лишь несколько более сложную схему электрич. нагружения, чем холловский, но его характеристики почти такие же, как у фаррадеевского. Способ электрич. нагружения М. г. в значит. мере связан с типом конструкции канала и магн. системы, и, в частности, некие конфигурации М. г. предназначены для использования только одного из видов нагружения. Так, в дисковом холловском М. г. (рис. 2) круговой фаррадеевский ток полностью замыкается не в плазме, а кольцевые электроды на входе и выходе канала используются только для съёма холловского тока.

В индукц. М. г. бегущее магн. поле создаёт в потоке рабочего тела токи разл. направления, образующие пространственно замкнутые петли, индуктивно связанные с сетевой обмоткой индуктора (статора), что обеспечивает передачу в сеть генерируемой электрич. мощности. При этом, однако, за счёт одноврем. изменения в потоке знака магн. поля и тока не изменяется направление действия пондеромоторной — тормозящей — силы. Существенным ограничением применения плазменных индукц. М. г. в сравнении с жидкометаллическими является малое значение (из-за относительно невысокой электропроводности плазмы) магн. числа Рейнольдса, к-рым определяется отношение активной и реактивной составляющих мощности М. г. Жидкометаллич. М. г. во многом подобны обычным асинхронным электрич. генераторам, в частности выполненные в конфигурации рис. 3.

Важнейшие характеристики М. г. при их использовании в энергетич. установках — мощность  $N$ , внутр. относительный кпд и коэф. преобразования энергии. Мощность в единице объёма определяется как  $N = \sigma_{eff} \mu^2 B^2 \eta (1 - \eta)$ . Входящие в это выражение характерные величины  $\eta = N/N_e < 1$ ,  $\sigma_{eff} \ll \sigma$  учитывают влияние на уровень генерируемой мощности джоуля тепловыделения, приэлектродных падений напряжения, электрич. утечек и, соответственно, неоднородностей распределения проводимости в поперечном сечении канала и токов Холла. Условием эффективной работы плазменного М. г. является уровень энерговыделения  $N \geq 20 - 50 \text{ МВт/м}^3$ , при к-ром отпадает необходимость за счёт теплоотдачи к стенкам и трения несущественны. При использовании термически равновесной плазмы, в к-рой проводимость очень сильно зависит от темп-ры, а разгон потока достигается за счёт срабатывания части её тепловой энергии, даже при  $B \approx 5 \text{ Т}$  (что в стационарных условиях возможно только при использовании сверхпроводящих магн. систем) необходима начальная темп-ра  $\geq 2500^\circ \text{С}$ . При этом в канале  $\sigma \sim 10 \text{ См/м}$  режим течения — околосубзвуковой ( $u \sim 1000 \text{ м/с}$ ).

При использовании в М. г. плазмы инертных газов за счёт индукц. поля возможно повышение темп-ры электронов, значительное увеличение степени ионизации плазмы и её проводимости. Экспериментально показана возможность получения необходимой для работы М. г. проводимости плазмы при температуре  $\leq 2000 \text{ К}$ . Ведутся исследования и разработки этого типа М. г.

В жидкометаллич. М. г. проблемой является разгон рабочего тела до высоких скоростей, осуществляемый за счёт работы расширения пара металлов, ускорения им жидкой фазы и последующей конденсации пара в устройствах типа эжектора перед М. г. или путем сепарации жидкой фазы двухфазного потока, набегавшего на клин. Эти процессы сопровождаются большой диссипацией энергии, кпд такого разгонного устройства  $\sim 10\%$ , что определяет низкую результирующую эффективность преобразования работы расширения пара в электрич. энергию.

Внутр. относительный кпд характеризует отношение мощности М. г. к мощности гипотетич. преобразователя без диссипации энергии при одинаковом перепаде давления от входа до выхода устройства. В идеальном

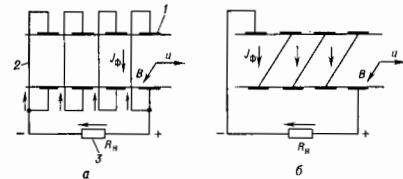


Рис. 4. Электрические схемы линейных МГД-генераторов: холловского (а) и диагонального (б) типов: 1 — электроды; 2 — канал; 3 — нагрузка.

личают М. г.: 1) фаррадеевского типа (рис. 1) с электродами, как правило, секционированными в продольном направлении при соответствующем секционировании нагрузки для предотвращения замыкания по ним холловского тока; 2) холловского типа (рис. 4, а), в к-ром фаррадеевская цепь замкнута коротко для увеличения холловского напряжения и тока в нагрузке; 3) серийного, т. е. с последовательным соединением электродов, наз. также диагональным (рис. 4, б), где рабочими являются обе компоненты напряжения и тока. Фаррадеевский секционированный М. г. обладает наилучшими электрич. характеристиками, но наименее удобен для использования из-за необходимости гальванич. развязки всех цепей нагрузки. Для холловского М. г. требуется единственная нагрузка, но в генераторе этого типа электрич. кпд  $\eta$  значительно

случая внутр. относительный КПД несколько ниже значения для плазменного М. г. с большим срабатыванием темп-ры ~0,7; оно характеризует затраты энергии в термодинамич. цикле сжатия рабочего тела.

Коэф. преобразования энергии в М. г. это отношение произвольной электр. энергии к энергии, подводимой к рабочему телу в плазменном М. г. или к пару жидкого металла в энергии установках с жидким металлом. М. г. Зетт радиотриодный показатель оценок находится на уровне 0,4 для плазменных магн. дым. автономных энергетич. МГД-установок, 0,25 для крупных М. г. комбинир. теплоэлектр. станций и 0,4 — для жидкометаллических.

Конструкция М. г. и организация течения в канале оказывают существенное влияние на характеристики М. г. до, прежде всего плазменным. Продольный холловский ток, возникающий при резкой неоднородности проводимости в потоке вследствие несовместности электроизоляции при недостаточном тонком продольном секционировании электродов и, в частности, из-за межэлектродного холловского пробоя, вызывает резкое снижение эффективной проводимости, а следовательно, и мощности. Осн. неоднородности течения вносят пограничные слои, развивающиеся в стенках М. г. и имеющие тенденцию к «стыбу» при сильном торможении потока. В кондуке М. г. в «холодной» области приэлектродного пограничного слоя возникает контракция тока, она сопровождается значит. падением напряжений и повышением электродного эрзовей электродов. С целью повышения эффективности М. г. за счёт снижения тепловых потерь на стенке и устранения дуговых явлений на электродах ведутся исследования и разработки «горячих» керамич. стенок с темп-рой ~2000 К.

Отсутствие в М. г. и устройствах нагрева рабочего тела (камере сгорания, теплообменных аппаратах регенеративного типа (всподвижной насадкой) движущихся механически нагруженных высокотемпературных элементов конструкции, а также возможность охлаждения стенок позволяют использовать М. г. в высокотемпературных циклах энергии. Установка для преобразования энергии в высоком КПД. Однако из-за резкого снижения эффективности плазменных М. г. при повышении темп-ры они используются в качестве высокотемпературной ступени бинарного цикла в составе комбинир. теплоэлектростанций (ТЭС) (в качестве надстройки к традиц. паросиловой установке).

Применение М. г. для энергетики, базирующейся на использовании органич. топлива, перспективно и разрабатываются М. г. в плазме продуктов сгорания, примененные к-ры в составе комбинированных МГД ТЭС открытого цикла даёт существен. экономич. топлива и решает ряд экологич. проблем (уменьшение вредных выбросов, экономия охлаждающей воды). Опытно-промышленные разработки для исследования ведутся на МГД-установках У-25 (Москва) на газе и МО-10, МО-25 (Кохла-Яре, Зетт СССР) на угле соответственно тепловой мощностью ~150 и 25 МВт. Макс. электр. мощность У-25 составляет ~20 МВт. Разработаны также автономные МГД-установки кратковрем. действия мощностью неск. десятков МВт на продуктах сгорания спец. твёрдых топлив, используемые для прогнозирования землетрясений методом неридич. глубинных зондирования земной коры, для геофиз. разведки полезных ископаемых и др.

М. г. замкнутого цикла (т. е. с впр. подводом и отводом теплоты к рабочему телу), плазменные и (или) жидкометаллические, могут работать в энергетич. установках с газоохлаждаемым высокотемпературным ядерным реактором. В плазменных М. г. замкнутого цикла, работающих на неравновесной плазме, благодаря снижению темп-ры упрощается ряд технологич. проблем их конструкции. Разрабатываются также МГД-

установки замкнутого цикла, использующие тепло продуктов сгорания традиционных энергетик, топлив.

Исследования и разработки М. г. широко развёрнуты в СССР, США, Японии, Нидерландах, Индии и др. странах. В США эксплуатируется опытная МГД-установка на угле тепловой мощностью ≥50 МВт. Лит.: Р о з а Р., Магнитогидродинамическое преобразование энергии, пер. с англ., М., 1970; Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл. Совместное советско-американское издание, под ред. Б. Я. Шуцкого, М. Петрич, М., 1978; Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Физико-технические аспекты под ред. В. А. Кириллина, А. Е. Шевлягина, М., 1983. В. И. Ковбасюк.

**МАГНИТОДВИЖУЩАЯ СИЛА** (намагничивающая сила) — величина, характеризующая магн. действие электрич. тока. Вводится в электротехнике для магнитных цепей по аналогии с электродвижущей силой в электрич. цепях. М. с.  $F$  равна циркуляции вектора напряжённости магн. поля  $H$  по замкнутому контуру  $L$ , охватывающему электрич. тока, к-рые создают это магн. поле:

$$F = \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \oint_L \mathbf{H}_i d\mathbf{l} = \sum_{i=1}^n I_i$$

(в ед. СИ). Здесь  $H_i$  — проекция  $H$  на направление элемента контура интегрирования  $d\mathbf{l}$ ,  $n$  — число проводников (витков) с током  $I_i$ , охватываемых контуром. Единица М. с. в Международной системе единиц (СИ) — ампер (или ампер-витков), в СГС системе единиц (символически) — габберт.

**МАГНИТОДРЁЙФОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — см. Изгибное излучение.

**МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ** — низкочастотные (с частотой ниже ионной циклотронной) продольные э-магн. волны, распространяющиеся в замагниченной плазме поперёк направления внеш. магн. поля. В М. в. вещество перемещается вдоль направления распространения. Механизм явления аналогичен обычному звуку и заключается в сжатии и разрежении вещества вместе с замороженными в него магн. полями; поэтому в определении скорости М. в. надо учитывать не только газовое, но и магнитное давление. Скорость распространения М. в. равна скорости альвеновских волн. Подробнее см. Волны в плазме.

**МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ** — изменение темп-ры магн. вещества (магнетика) при его адиабат. намагничивании (размагничивании). В условиях адиабатичности (см. Адиабатический процесс) магнитик не поглощает и не отдаёт теплоту ( $\delta Q=0$ ), поэтому энтропия  $S$  магнетика не меняется:  $dS = \delta Q/T = 0$ . При объяснении М. э. в рамках термодинамики [1] энтропию рассматривают как ф-цию темп-ры  $T$ , давления  $p$  и напряжённости  $H$  внеш. магн. поля,  $S = S(T, p, H)$ , откуда в условиях адиабатичности

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p, H} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{T, H} dp + \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{T, p} dH = 0.$$

При постоянном давлении ( $p = \text{const}$ )  $dp = 0$  и  $(\partial S/\partial p)_{T, H} dp + (\partial S/\partial H)_{T, p} dH = 0$ . В зависи для конечных изменений величин

$$\Delta T = - \frac{(\partial S/\partial H)_{T, p}}{(\partial S/\partial T)_{p, H}} \Delta H. \quad (1)$$

Соотношение (1) позволяет найти зависимость  $\Delta T$  от  $\Delta H$ , если раскрыть значение входящих в него частных производных. Производная  $(\partial S/\partial T)_{p, H} = C_{p, H}/T$ , где  $C_{p, H}$  — теплоёмкость магнетика. Производная  $(\partial S/\partial H)_{T, p}$  может быть преобразована на основе соотношения взаимности частных производных внутр. энергий магнетика:  $(\partial S/\partial H)_{T, p} = (\partial M/\partial T)_{p, H}$ , где  $M$  — намагниченность. Т. о.,

$$\Delta T = - \frac{(\partial M/\partial T)_{p, H}}{C_{p, H}/T} \Delta H. \quad (2)$$

Поскольку  $C_{p,H}T > 0$ , изменение темп-ры магнетика — охлаждение ( $\Delta T < 0$ ) или нагрев ( $\Delta T > 0$ ) — зависит от знака производной  $(\partial M/\partial T)_{p,H}$  и изменений внеш. магн. поля ( $\Delta H > 0$  — намагничивание,  $\Delta H < 0$  — размагничивание). Наиб. хорошо изучен М. з., связанный с увеличением (уменьшением) числа одинаково ориентированных атомных магн. моментов (спиновых или орбитальных) вещества при включении (выключении) магн. поля. М. з. такого типа наблюдается в парамагнетиках (ПМ), а также в ферромагнетиках (ФМ) при истинном намагничивании (парапроцессе), когда магн. поле выстраивает по направлению  $H$  те атомные магн. моменты, к-рые остались ещё не повернутыми вследствие дезориентирующего действия теплового движения. В указанных случаях (ПМ, классич. ФМ — Fe, Co, Ni и их сплавы)  $(\partial M/\partial T)_{p,H} < 0$ , так что  $\Delta T > 0$  при включении поля и  $\Delta T < 0$  при его выключении ( $\Delta H < 0$ ). Особенно больших значений М. з. парапроцесса достигает область Кюри точки, где намагнитченность  $M$  резко уменьшается при нагревании магнетика [производная  $(\partial M/\partial T)_{p,H}$  очень велика]. М. з. в ФМ был подробно исследован П. Вейсом, Р. Форрером и К. П. Беловым [2, 3].

В ферримагнетиках при нагревании наблюдается не только положительный, но и отрицательный М. з. [4]. Наиб. просто можно интерпретировать М. з. в ферримагн. соединениях редкоземельных металлов с железом, где, согласно нейтрографии, данным магнитную атомную структуру можно представить состоящей из двух магнитных подрешеток: подрешетки железа и подрешетки редкоземельных ионов [5]. Магн. моменты этих подрешеток антипараллельны. При темп-ре магнитной компенсации  $T_K$  намагнитченность  $M_1$  подрешетки железа равна намагнитченности  $M_2$  подрешетки редкоземельных ионов. При  $T < T_K$ ,  $M_2 > M_1$ , а при  $T > T_K$ , наоборот,  $M_2 < M_1$ . В М. з., наблюдаемых в этих соединениях, свой вклад вносит как подрешетка железа ( $\Delta T_1$ ), так и подрешетка редкоземельных ионов ( $\Delta T_2$ ).

При  $T < T_K$  по полю направлена намагнитченность  $M_2$ , к-рая при включении поля возрастает, поэтому М. з. за счёт редкоземельной подрешетки  $\Delta T_2 > 0$ . Намагнитченность  $M_1$  направлена в этом случае против поля, вследствие чего она уменьшается при увеличении  $H$  ( $\Delta T_1 < 0$ ). Т. к. но абс. величине  $\Delta T_2 > \Delta T_1$ , то при  $T < T_K$  наблюдается суммарный положительный М. з.

При  $T > T_K$  по полю направлена намагнитченность  $M_1$  подрешетки железа, а против поля — намагнитченность  $M_2$  редкоземельной подрешетки. Здесь возрастание поля приводит к магн. ускоренности подрешетки железа и разупорядочению редкоземельной подрешетки, вследствие чего  $\Delta T_1 > 0$ , а  $\Delta T_2 < 0$ . Суммарный М. з. при  $T > T_K$  получается отрицательным (вблизи  $T_K$ ), поскольку  $|\Delta T_2| > |\Delta T_1|$ .

В ферромагн., ферримагн. и антиферромагн. кристаллах существует также М. з., обусловленный изменением энергии магн. анизотропии вследствие вращения вектора намагнитченности относительно кристаллографич. осей, а также вследствие изменения констант магн. анизотропии под действием приложенного поля [6]. М. з. вследствие смещения доменных стенок имеет существенно меньшую величину.

При магнитных фазовых переходах, вызываемых изменением магн. поля (напр., антиферромагнетизм → ферромагнетизм), также наблюдается М. з., обусловленный тем, что энтропия разл. магн. фаз не равна друг другу [7].

М. з. при адиабатич. размагничивании парамагнетиков используется для получения сверхнизких темп-р (см. Магнитное охлаждение). При низких темп-рах  $C_{p,H} \sim T^3$ , поэтому метод магн. охлаждения особенно эффективен, если исходная темп-ра уже достаточно низка. В технике обоснована возможность создания

новых типов холодильных машин, действие к-рых основано на использовании М. з. [8].

Лит.: 1) Вонсовский Г. В., Матвизин М., 1971, с. 388; 2) Weibull P., Fötter R., Apmatation et résonance magnétique du nickel, «Ann. de Phys.», 1926, v. 4, p. 153; 3) Белов К. П., Угрюше, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; 4) Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; 5) Никитин С. А. и др., Магнитоадиабатический эффект в соединениях редкоземельных металлов с железом, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 2058; 6) Никитин С. А. и др., Особенности магнитного поведения и магнитоадиабат. эффект в монокристалле гадолиния, «ЖЭТФ», 1978, т. 74, с. 203; 7) Никитин С. А. и др., Магнитные фазовые превращения и магнитоадиабатический эффект в монокристаллах сплавов Tb—Y, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 228; 8) Абрамов А. М., Брайдт Н. Б., Жердев А. А., О возможности создания магнитных холодильных машин, «Холодильная техника», 1980, № 8, с. 12.

**МАГНИТОМЕТРЫ** — приборы для измерения модуля полного вектора магнитной индукции или его составляющих. Наряду с термином «М.» употребляются термины «слабметр» и «гауссметр» (по наименованию единицы измеренной величины), а также термин «измеритель магнитной индукции». Место М. среди других магнитометрич. приборов показано на рис.



Классифицируют М. по физ. явлению или эффекту, на к-ром основано его действие, но областям применения, по условиям эксплуатации, по степени информативности (скалярные, векторные и тензорные), что находит отражение в наименовании прибора: «квантовый магнитометр», «морской буксирный магнитометр», «трёхкомпонентный микрослабметр». Наиб. распространена классификация М. по физ. явлению, используемому в измерительных преобразователях (ИП) прибора.

**Индукционные М.** основаны на использовании явления электромагнитной индукции. В М. этого типа ИП осуществляет связь между индукцией магн. поля и индурованной в контуре прибора электродвижущей силой (эдс). Осн. элементом индукц. ИП является, как правило, многovitковая катушка с ферромагн. сердечником. Сердечник концентрирует магнитный поток, пронизывающий катушку. Изменение магн. потока в катушке осуществляется: 1) вращением (колебанием вibrацией, перемещением) измерит. катушки в измеряемом поле. Эдс, возникающая при этом в катушке т. н. измерит. генератора, пропорциональна значению магн. индукции  $B_m$  и частоте вращения катушки. 2) Изменением площади катушки. Витки катушки охватывают грани пьезокристалла. При подаче на грани переменного электрич. напряжения кристалл деформируется, меняя площадь витков катушки. В результате в катушке возникает эдс, пропорциональная  $B_m$  и частоте колебаний граней кристалла. 3) Периодич. изменением магн. проницаемости магн. цепи ИП, что достигается вращением (перемещением) ферромагн. ротора относительно ферромагн. статора с измерит. катушками, л-

бо изменению магнитоупругих свойств вещества сердечника. 4) Изменением магн. проницаемости материала сердечника за счёт внешнего магн. поля (ферромагнитной анизотропии ИП).

Рассмотренные индукц. ИП являются преобразователями активного типа. Частотный диапазон этих ИП ограничен областью постоянных и медленно меняющихся магн. полей. В особенности это ограничение относится к ИП с механич. модуляцией параметра, в к-рых частота модуляции не превышает неск. герц. Ферромагнит. ИП (Ферромагн.), имеющие гораздо более высокую частоту модуляции, используются при измерениях как постоянных, так и переменных магн. полей широкого спектра звуковых частот.

В индукц. ИП пассивного типа эдс возникает за счёт изменения измеряемой магн. индукции при неизменном положении катушки и постоянстве её параметров. Такие ИП используются только в М. для измерения переменных и импульсных магн. полей.

У некоторых пассивных ИП нет ферромагн. сердечника. Преимуществом применение для измерения параметров магн. полей получили М. с ферромагн. и пассивными ИП. С их помощью производят наземные и подводные измерения слабых и сверхслабых магн. полей, аэрозондирование полезных ископаемых, исследования магн. пород космич. пространства, неразрушающий контроль материалов. Индукц. М. с вращающейся и вибрирующей катушкой входят в состав испытательных установок, предназначенных для исследования параметров и характеристик магнитных материалов.

Квантовые М. основаны на квантовых эффектах и явлениях, возникающих при взаимодействии микрочастиц с магн. полем: ядерном магнитном резонансе (ЯМР), электронном парамагнитном резонансе (ЭПР), Зеемановых эффектах, Джозефсона эффекте (см. Квантовый магнитометр, Сквид).

Широко применяются ЯМР-магнитометры двух типов: 1) на основе метода свободной прецессии ядер (протонные М.) для измерения слабых магн. полей (порядка земного);

2) на основе метода вынужденной прецессии ядер для измерения более сильных полей ( $0,01-2,5$  Тл). Использование в ЯМР-магнитометрах метода динамич. поляризации ядер (см. Ориентированные ядра, Оверхаузера эффект) позволяет увеличить быстрдействие М. и уменьшить размеры ИП. Для измерения сильных и сравнительно неоднородных магн. полей применяют т. н. путац. метод ЯМР в проточной воде.

Квантовые М. с оптической ориентацией атомов, или М. с оптич. накачкой (МОН), используются для измерения магн. индукции от  $10^{-14}$  Тл до единиц тесла при решении задач магн. разведки полезных ископаемых, в космич. исследованиях, в метрологии. В зависимости от рабочего вещества, применяемого в МОН, различают рубидиевые, цезиевые, калиевые, гелиевые М.

Рекордно высокой чувствительностью ( $\sim 10^{-18}$  Тл) обладают сквиды — сверхпроводящие М. на стационарном эффекте Джозефсона. С их помощью проводят измерения сверхслабых магн. полей, создаваемых головным мозгом, сердцем и мышцами человека (см. Магнитные поля биологических объектов); выполняются геофизич. исследования и уникальные физ. эксперименты.

Магнитоинерционные М. основаны на изменении оптич. свойств веществ под действием магн. поля (Фарадея эффект, Керра эффект, Зееманов эффект, Халле эффект и др.) и применяются в основном в лаб. исследованиях для измерения магн. индукции слабых, средних и сильных магн. полей (как постоянных, так и переменных). Линейная зависимость угла поворота плоскости поляризации света от магн. индукции, отсутствие электрич. дений в области измеряемого магн. поля, практич. безпереносность магнитоинерц. эффекта Фарадея обуславливают перспективность при-

менения этого метода для измерения импульсных магн. полей.

Гальваномагнитные М. основаны на использовании эффектов, возникающих при одноврем. воздействии на полупроводник электрич. и магн. полей: эффекта Холла, магнитоэлектрич. эффекта (см. Магнетосопротивление), магнитокоэффициционного и магнитоодного эффектов. Наиб. широко практич. применение для измерения магн. индукции постоянных, переменных и импульсных полей получили М. с ИП на основе эффекта Холла, обладающие линейной зависимостью возникающего электрич. поля от магн. поля в широком диапазоне его значений и чувствительностью  $\sim 10^{-2}-10^{-8}$  Тл. Тесламетры Холла применяются для контроля магн. систем электроизмерит. и электронных приборов; для измерения магн. индукции в зазорах электродвигателей, генераторов, эл.-магн. реле; для измерения и анализа полей рассеяния источников постоянных, переменных и импульсных магн. полей.

Магнитоэлектрические тесламетры применяются в области сильных полей (св. 1—2 Тл), где зависимость электрич. сопротивления от магн. индукции линейна.

В практике магн. наблюдений и метрологии. институтов, а также для определения намагниченности земных пород и свойств магн. материалов применяются магнитомеханические М., основанные на силовом взаимодействии измеряемого магн. поля с постоянным магнитом (кварцевые М., крутяльные М., магн. весы, магн. теодолиты, астагиты, М. и др.). Созданы М. на новых физ. принципах и явлениях: волоконно-оптич. М. на магнитоотрицательном эффекте; М., основанные на использовании магнитоупругих волн; М. с ИП на тонких ферромагн. плёнках.

Лит.: ГОСТ 24284—80. Гравирозведка и магниторозведка. Термины и определения; ГОСТ 20906—75. Средства измерений магнитных величин. Термины и определения. Полюсники и в. м. Физические основы квантовой магнитометрии. М., 1972; Средства измерений параметров магнитного поля. Л., 1979; Сергеев В. Г., Шехин А. Я. Магнитоинерционные приборы и установки. М., 1982; Викация И. М., Викация Л. Ф., Стафеев В. И. Гальваномагнитные приборы. М., 1983; Абрамзон Г. В., Обишев Ю. П., Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей. Л., 1984; Афанасьев Ю. В. Феррозондовые приборы. Л., 1988. В. Н. Зайботков.

**МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ** (гиромангнитные явления) — группа явлений, обусловленных взаимосвязью магнитного момента магнитострат (напр., электронов в атомах и ионах) с их собственным угловым (механич.) моментом (спиновым и орбитальным). Силу микрочастицы (электрона, протона, нейтрона и др.) соответствует орбед. магн. момент. Напр., проекция магн. момента электрона на направление магн. поля  $H$  равна (в системе СГС)  $\mu_z = \pm |e| \hbar / 2m_e c = \pm (|e| \hbar / mc) \beta$  (без учёта релативистских поправок, см. Магнетизм микрочастиц), где  $\beta$  — проекция спина на направление  $H$  (ось  $z$  ||  $H$ ). Механич. момент атома (иона) складывается из спинового и орбитального моментов образующих атом микрочастиц. Изменение макроскопич. углового момента системы микрочастиц (физ. тела) приводит к изменению магн. момента этой системы, и, наоборот, при изменении магн. момента меняется угловой момент системы частиц (тела). Одно из М. яв. — Дарнетта эффект [С. Barnett, S. Barnett, 1909] — заключается в возникновении дополнит. магн. момента у ферромагнетика, приведённого во вращение. Обратное явление — возникновение вращающего момента при намагничивании [открытое в 1915 А. Эйнштейном (A. Einstein) и В. И. де Хаазом (W. J. de Haas)] наз. Эйнштейна — де Хааза эффектом.

М. я. в принципе позволяют определить т. н. магнито-механическое отношение  $g$  (гиромангн. отношение), равное отношению магн. момента к угловому моменту частицы. Из квантовой теории атома следует, что  $g=2$ , если магн. момент атома обусловлен только



спиновой составляющей углового момента электронной оболочки атома, и  $g=1$ , если магн. момент создается только орбитальным движением электронов. С помощью эффектов Барнетта и Зейнштейна — де Хааса было впервые показано, что в 3d-переходных металлах (Fe, Co, Ni), их сплавах и в не-р-р соединениях магн. момент имеет спиновое происхождение.

Развитие резонансных методов определения гиромагн. отношения привело к тому, что магнитомеханика, методы утратили свое значение и представляют гл. обр. историч. интерес.

Лит.: S c o t t G. C. Review of gyromagnetic ratio experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 1962, v. 34, p. 102; В о н о с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971. Р. З. Левштин.

**МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОТНОШЕНИЕ** (гиromagnитное отношение) — отношение магн. момента  $\mu$  частицы (электрона, протона, атома, атомного ядра и т. д.) к её механич. моменту  $K$ . Для атомов  $\mu = -g\mu_B K$ , где  $\mu_B = e\hbar/2mc$  — магнетон Бора ( $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона). В зависимости от моментов (орбитального  $L$ , спинового  $S$ ) различают орбитальный  $g_L$  и спиновый  $g_S$  факторы Ланде.

Для электрона орбитальный магн. момент  $\mu_L = -g_L \mu_B L$  ( $L$  — его орбитальный момент) и  $g_L = 1$ ; спиновый магн. момент  $\mu_S = -g_S \mu_B S$  ( $S$  — спин электрона), экстрим. значение  $g_S = 2,0023293044$ . Аномалия магн. момента  $a = (g_S - 2)/2$  связана с эффектами квантовой электродинамики.

Для атома с полным электронным моментом  $J$  магн. момент  $\mu_J = -g_J \mu_B J$ . При LS-связи (см. *Связь векторная*)  $g_J$  для полных моментов равен:

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

Для многоэлектронных атомов расчёт  $g_J$  представляет собой трудоёмкую задачу.

Магн. моменты атомных ядер выражают в ядерных магнетонах  $\mu_N = (m_e/M)\mu_B$ , где  $M$  — масса протона. Для протона ( $p$ ) и нейтрона ( $n$ ) магн. момент  $\mu = g_p \mu_N + g_n \mu_N$ , множитель Ланде для протона  $g_p(p) = 1$ , а для нейтрона  $g_n(n) = 0$ ; экстрим. данные  $g_S$ -фактора составляют:  $g_p(p) = 5,58569227$ ,  $g_n(n) = -3,82608368$ .

Для ядер обычно приводятся не  $g$ -факторы, а величины магн. момента ядра (см. *Ядерный спин*).

Лит.: В о н о с к и й С. В., Магнетизм микрочастиц, М., 1973; Proceedings of the second International conference on fundamental constants, Gaithersburg, MD, June 8-12, 1981 (NBS Special Publication 28 617, 1984). В. П. Шельвако.

**МАГНИТООПТИКА** (магнетоптика) — раздел оптики, изучающий явления, возникающие в результате взаимодействия *оптического излучения* с веществом, находящимся в магн. поле. Наличие магн. поля не только изменяет дисперсионные кривые коэф. поглощения и показатели преломления, но и приводит к появлению или изменению *оптической анизотропии* среды. Большинство магнитоопт. эффектов является прямым или косвенным следствием расщепления уровней энергии системы (сплитинг вырождения) во внеш. магн. поле. Непосредственно это расщепление проявляется в *Зеемана эффекте* — расщеплении в магн. поле спектральных линий оптич. переходов. Все др. магнитоопт. эффекты являются следствием эффекта Зеемана и связаны с особенностями поляризации оптич. переходов и с закономерностями распространения света в среде, обладающей дисперсией.

Формальное описание магнитоопт. эффектов основано на учёте влияния магн. поля на тензор диэлектрич. проницаемости среды  $\epsilon_{ik}$  (магн. проницаемость на оптич. частотах обычно мало отличается от единицы). Если в отсутствие магн. поля тензор  $\epsilon_{ik}$  симметричен ( $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}$ ), то при наличии магн. поля  $\hat{H}$  тензор перестаёт быть симметричным ( $\epsilon_{ik}(H) = \epsilon_{ki} - (H)$ ). При этом для прозрачной (непоглощающей) среды требование вещественности тензора  $\epsilon_{ik}$  заменится требованием

лишь его эрмитовости:  $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}^*$ . Из приведенных соотношений следует, что симметричная часть тензора  $\epsilon_{ik}$  прозрачной намагниченной среды является вещественной, а антисимметричная — мнимой. Кроме того, вещественные компоненты тензора  $\epsilon_{ik}$  должны быть чётными функциями напряжённости поля  $H$ , а мнимые — нечётными. Т. о., линейная индуцированная полем добавка к тензору диэлектрич. проницаемости имеет форму антисимметричного тензора,  $k$ -рый, как известно, эквивалентен (дуален) аксиальному вектору. Соответствующий вектор наз. вектором гирации или вектором оптич. активности и описывает характерную круговую анизотропию намагниченных сред — неэквивалентность двух направлений вращения в плоскости, перпендикулярной полю. Эта специфика магнитоопт. эффектов определяется аксиальностью вектора напряжённости магн. поля.

Основные явления  $M$ , можно классифицировать по признаку взаимной ориентации волнового вектора светового излучения  $k$  и вектора магн. поля  $H$ . При этом различают две геометрии расположения этих векторов: 1) свет распространяется вдоль поля:  $k \parallel H$  (т. н. геометрия Фарадея) и 2) свет распространяется перпендикулярно полю:  $k \perp H$  (геометрия Фойгта). В геометрии Фойгта, соответствующей поперечному эффекту Зеемана,  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты магн. расщепления оказываются поляризованными линейно в плоскости, параллельной и перпендикулярной  $H$ , а в геометрии Фарадея (продольный эффект Зеемана) наблюдаются лишь циркулярно поляризованные  $\sigma$ -компоненты с противоположными направлениями вращения.

В области поглощения оптич. анизотропия намагниченной среды проявляется, в первую очередь, в виде *дихроизма* — различия коэф. поглощения среды для двух ортогональных поляризаций. В геометрии Фойгта дихроизм определяется разл. поглощением компонент, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно магн. полю, — т. н. магнитный линейный дихроизм, а в геометрии Фарадея — разл. поглощением циркулярно поляризованных компонент (*магнитный круговой дихроизм*). Эти эффекты, являющиеся поляризац. аналогами поперечного и продольного эффекта Зеемана, характеризуются определ. спектральной зависимостью, анализ  $k$ -рой позволяет определить величину и характер зеемановского расщепления в тех случаях, когда оно мало по сравнению с шириной спектральной линии.

В соответствии с *Крамера — Кронига соотношениями* расщепление линий спектра поглощения связано с расщеплением дисперсионных кривых, характеризующих зависимость показателя преломления среды от длины волны излучения (см. *Дисперсия света*). Индуцированная магн. полем оптич. анизотропия может обнаруживаться не только в области поглощения, но и в области прозрачности среды. При этом в геометрии Фойгта она проявляется в виде различия показателей преломления для двух линейно поляризованных компонент (магнитное линейное и  $\pi$  дупреломление), а в геометрии Фарадея — для двух циркулярных компонент (магнитное круговое дупреломление). Наиб. известен и широко применяется линейный по полю эффект магн. кругового дупреломления, проявляющийся в виде поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося через среду вдоль магн. поля (*Фарадея эффект*). Квадратичный по напряжённости поля эффект магн. линейного дупреломления (*Коттона — Мутона эффект*) приводит к изменению степени эллиптичности распространяющегося через среду циркулярно поляризованного света.

Циркулярная анизотропия намагниченной среды в геометрии Фарадея объясняется тем, что действующее на среду магн. поле создаёт энергетич. неэквивалентность состояний с разл. собств. значениями оператора

углового момента. В соответствии с *отбора правилами* по моменту импульса среда оказывается чувствительной к знаку проекции спина фотона на направление распространения, т. е. к знаку круговой поляризации света.

Квантовомеханич. рассмотрение позволяет выделить три осн. вклада в эффект магнитной круговой анизотропии: «диамагнитный», «парамагнитный» и «ванфлексовский». Первый вклад, «диамагнитный», обусловлен зеемановским расщеплением синкстральных линий в магн. поле. Он проявляется (в чистом виде) в полосах оптич. переходов из невырожденного изолированного состояния в состояние, расщепленное магн. полем, и не зависит от темп-ры.

«Парамагнитный» вклад обусловлен различием интенсивностей зеемановских компонент переходов, возникающим вследствие разной населенности магн. подуровней исходного состояния, имеющих (в условиях термодинамич. равновесия) *большинское распределение населенности*. На пропорциональности этого вклада намагнитченности среды (см. *Парамагнетизм*) базируется использование М. для магн. измерений. Характер зависимости «парамагнитного» вклада от темп-ры и от магн. поля определяется соотношением между величиной магн. расщепления уровней осн. состояния  $\Delta E (H)$  и тепловой энергией  $kT$ . В области малых магн. полей (и/или) высоких темп-р ( $kT \gg \Delta E$ ) «парамагнитный» вклад линейно зависит от магн. поля и обратно пропорционален темп-ре (см. *Кюри закон*). В области низких темп-р и сильных магн. полей ( $\Delta E \gg kT$ ) «парамагнитный» вклад, подобно намагнитченности, испытывает магн. насыщение. В простейшем случае дукратного вырождения осн. электронного состояния атома эта зависимость описывается ф-цией вида  $\ln(\Delta E/2kT)$ .

Третий вклад связан со смешиванием разл. соств. состояний атома под действием магн. поля и (при смешивании подуровней основного состояния) пропорционален поляризац. компоненте намагнитченности (парамагнетизм Ван Флека). Этот член магнитооптич. активности не зависит от темп-ры; зависимость появления только в случае, когда оба смешивающихся состояния оказываются термически заселенными.

Вклады в магн. круговую анизотропию от двух последних членов характеризуются, как правило, одинаковой спектральной зависимостью, и для их разделения используется различие динамич. свойств: «парамагнитный» член характеризуется конечной скоростью установления равновесного значения, к-рая совпадает со скоростью продольной релаксации намагнитченности системы; «ванфлексовский» член практически безинерционен (в масштабе времён, существенно превышающих обратную частоту магн. резонанса).

Исследования спектральных, темп-рных и полевых зависимостей магнитооптич. анизотропии парамагнитных сред с локализованными магн. моментами позволяют идентифицировать тип магнитооптич. активности, получить информацию о природе и магн. свойствах состояний, ответственных за оптич. переходы, о симметрии парамагн. центров в твёрдых телах, о характере электронно-колебательного и электронно-ядерного взаимодействий в системе (атоме, ионе) и т. д. При этом вклад «парамагнитного» типа несёт информацию о магн. свойствах осн. состояния системы, «диамагнитного» типа — и об основном, и о возбуждённом состоянии. Зависимость «ванфлексовского» вклада от поля в малых магн. полях применяется для исследований сверхтонких взаимодействий: взаимодвижений кристаллич. поля, межзонного диполь-дипольного, обменного и т. д.

Оптич. анизотропия намагнитченной среды проявляется при отражении света от её поверхности. Характер изменения поляризац. состояния света при отражении зависит от взаимного расположения поверхности, плоскости поляризации света и вектора намагнитченности. Этот эффект наблюдается в первую очередь в магнитоупорядоченных средах (металлах и диэлектриках) и

наз. магнитно-оптическим *Керра эффектом*.

Внеш. магн. поле влияет и на пространственные, поляризац. и временные характеристики вторичного свечения веществ (люминесценция, комбинационное рассеяние, оптич. гармоники и т. д.). Один из таких эффектов М. обнаруживается в изменении диаграмм направленности и уменьшении степени поляризации свечения газов в слабых магн. полях. Это происходит вследствие изменения соотношения между периодом иррециессии момента атома во внеш. поле и временем жизни возбуждённого состояния (*Халде эффект*). Изучение спектров поляризации вторичного свечения позволяет получать информацию о магн. расщеплении возбуждённых уровней в отсутствие разрешённой зеемановской структуры. Эффект комбинационного рассеяния света в намагнитченном парамагнетике, сопровождающийся изменением проекции момента импульса парамагн. центра на направление поля, используется для регистрации намагнитченности или для измерения *спиновой температуры* системы.

Магнитооптич. эффекты в кристаллах имеют ряд особенностей, обусловленных наличием в кристаллах собственных выделенных направлений и собственной анизотропии. При этом, напр., даже в оптически изотропных кубич. кристаллах при произвольной (относительно осей кристалла) ориентации магн. поля линейная анизотропия обнаруживается и в геометрии Фарадея, а для геометрии Фойта в общем случае характерна эллиптич. анизотропия. Феноменология магнитооптич. эффектов в кристаллах существенно меняется при переходе из области линейной зависимости намагнитченности от поля в область *магнитного насыщения*, где даже в кубич. кристаллах направление намагнитченности перестаёт совпадать с направлением магн. поля.

М. полупроводников и магнитоупорядоченных кристаллов. Магнитооптич. свойства чистых полупроводников определяются дelokализованными зонами и акситонным состояниями (см. *Зонная теория, Экситоны*). Плотность зонных состояний полупроводника во внеш. магн. поле приобретает осциллирующий, квазидискретный характер вследствие расщепления зон на системы подзон Ландау, отстоящих друг от друга на величину кванта  $\hbar\omega_H$ , где  $\omega_H$  — циклотронная частота. Осциллоп. эффекты в полупроводниках — *циклотронный резонанс* и осцилляции коэф. межзонаного поглощения (т. н. осцилляции магнитного поля  $\omega_H$  и  $\omega_C$ ), обусловленные прямыми электронными переходами между уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Осцилляции магнитопоглощения проявляются при сканировании частоты при заданной магн. индукции или при сканировании магн. индукции при фиксированной частоте.

Осцилляции коэф. поглощения полупроводника, находящегося в магн. поле, возможны также при прямых переходах электронов (с участием поглощённого или излучённого фотона, необходимого для сохранения квазиимпульса при переходе), а также при запрещённых переходах, к-рые возникают при расщеплении валентных зон вследствие спин-орбитального взаимодействия. Эти эффекты используются для точного определения частот циклотронного резонанса электронов и дырок, для определения параметров зонной структуры полупроводников.

Подзоны Ландау испытывают в магн. поле доплит. расщепление, обусловленное собственным спиновым магн. моментом электрона. При интенсивном лазерном возбуждении в полупроводнике можно наблюдать вынужденное рассеяние света на электронах проводимости, сопровождающееся переворотом спина. Поскольку величина спинового расщепления на подзонах для нек-рых полупроводников оказывается значительной, этот эффект используется для плавной перестройки частоты лазерного излучения с помощью магн. поля (напр., в *комбинационных лазерах*).

У магнитоупорядоченных кристаллов (ферромагнетиков и антиферромагнетиков) магнитооптич. активность связана не только с антисимметричной частью тензора  $\epsilon_{ijk}$  (т. е. гироэлектрич. вклад), но и с антисимметричной частью тензора *магнитной проницаемости*  $\mu_{ijk}$  (гиромагн. вклад). В отличие от парамагн. сред, где магнитооптич. эффекты инициируются приложенным магн. полем, в магнитоупорядоченных системах магнитооптич. анизотропии определяется в первую очередь спонтанной намагниченностью и может обнаружиться даже в отсутствие поля. В применении к ферромагн. металлам осн. методом магнитооптич. измерений служит магнитооптич. эффект Керра, а при изучении немагнит. ферро- и антиферромагнетиков, среди к-рых известно значит. число прозрачных в видимой и близкой ИК областях спектра, используются все описанные магнитооптич. эффекты, наблюдаемые при распространении света через образец. При распространении света вдоль направления намагниченности магнитоупорядоченного кристалла осн. роль играют линейные (точнее, чётные) по намагниченности магнитооптич. эффекты, а при поперечном распространении света — квадратичные (чётные). При этом в силу высокой степени намагниченности подержённые в магнитоупорядоченных кристаллах чётные но намагниченности эффекты сопоставимы с нечётными.

Эффективность применения магнитооптич. методов к магнитоупорядоченным кристаллам определяется тем, как внеш. магн. поле, конкурируя с внутр. обменным полем (см. *Обменное взаимодействие*), способно повлиять на магн. состояние системы. Магнитооптич. исследование обменных взаимодействий, магн. фазовых переходов и магн. структуры упорядоченных кристаллов, требующие полей, сопоставимых по величине с эфф. внутр. полем ( $\sim 10^6$  Э), часто проводятся с использованием мощных сверхпроводящих и импульсных магнитов.

Магнитооптич. эффекты в металлах, не прозрачных в видимой области спектра, исследуются гл. обр. в отражённом свете. Магнитооптич. эффекты для ферромагн. металлов имеют малую величину, но чрезвычайно важны для исследования *ферми-поверхности* металла.

Интересные и сильные магнитооптич. эффекты наблюдаются в жидких кристаллах (ЖК), состоящих, как правило, из диамагнитных молекул и обладающих сильной анизотропией магн. восприимчивости и электрич. поляризуемости. Хотя магн. восприимчивость молекул ЖК невелика, по из-за кооперативного характера отклика кристалла на внеш. магн. поле энергия магн. взаимодействия может оказаться достаточной для изменения характера его ориентационной упорядоченности. В свою очередь, изменение ориентационной структуры ЖК в силу сильной оптич. анизотропии молекул проявляется в магнитоиндуцированных изменениях величины и характера дубурезомления. Сильные эффекты магнитоиндуцированной оптич. анизотропии проявляются в изотропной фазе ЖК, обнаруживая аномальный рост при приближении к точке фазового перехода.

**Светоиндуцированное намагничивание.** К М. относятся также эффекты, в к-рых оптич. излучение не только зондирует магн. состояние среды, но и активным образом меняет его. Эффекты такого рода могут наблюдаться при оптич. возбуждении намагниченной среды неполяризованным или поляризованным светом, вследствие, напр., фотониндуцированного изменения концентрации парамагн. центров или в результате простого нагревания системы при поглощении световой энергии. Наиб. интересны эффекты изменения намагниченности твёрдого или газообразного парамагнетика под действием циркулярно поляризованного излучения — *оптическая ориентация*. Поглощение атомами циркулярно поляризованных фотонов приводит к возникновению или изменению намагниченности среды. Оптич. ориентация в принципе может возникать под действием излучения

сколь угодно малой интенсивности при достаточно малых скоростях релаксации намагниченности.

Другого типа светоиндуцированное намагничивание прозрачной среды наблюдается при воздействии на неё мощного циркулярно поляризованного излучения. Термодинамич. рассмотрение этого эффекта показывает, что намагниченность среды создается вращающимся переменным электрич. полем, действующим подобно эфф. магн. полю: знак намагниченности определяется знаком циркулярной поляризации света. В перекрестке смысле этот эффект обратен эффекту вращения плоскости поляризации в магн. поле и поэтому его наз. о б р а т н ы м э ф ф е к т о м Ф а р а д е я. Он наблюдается лишь при амплитудах эл.-магн. поля, при к-рых заметна роль *нелинейной поляризуемости* среды. Экспериментально этот эффект наблюдается в кристаллах с примесными парамагнитными центрами, а также в парамагн. металлах.

Магнитооптич. можно также назвать предсказанный на основании электродинамики. рассмотрение эффекта взаимодействия света с магн. полем в отсутствие среды, в результате к-рого возможно рождение фотонов электрон-позитронной пары. При энергиях фотона  $\hbar\omega > 2m_0c^2$  ( $m_0$  — масса покоя электрона и позитрона) эффект проявляется в виде рассеяния света на магн. поле, а при меньших энергиях — в виде магнитного дубурезомления в вакууме. Вследствие малой величины эффекта он пока экспериментально не наблюдался.

Исследование отклика вещества на приложенное переменное магн. поле позволяет получать информацию о магн. восприимчивости среды, к-рая, в свою очередь, содержит сведения о динамике парамагн. релаксации системы, об энергетич. структуре осн. электронных состояний магнетика, о взаимодействии парамагн. центров друг с другом и со своим окружением в диапазоне энергий зеемановского расщепления.

Магнитооптич. регистрация изменений намагниченности парамагнетика под действием резонансного СВЧ-поля используется как метод детектирования эффекта *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Оптич. регистрация ЭПР в возбуждённом электронном состоянии осуществляется, как правило, детектированием изменений поляризац. пространств. или спектральных характеристик люминесценции, сопровождающей дезактивацию этого состояния.

Применение лазерных поляриметров с чувствительностью к углу поворота плоскости поляризации  $\sim (10^{-6} - 10^{-7})^\circ$  не только (на 3—4 порядка величины) повысило чувствительность магн. измерений, но и позволило обнаружить новые эффекты. Один из них — вращение плоскости поляризации света, распространяющегося во вращающейся среде, — т. е. «вращательное увлечение эфира». Эффект был предсказан ещё в 1885 Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson). Хотя эффект проявляется без непосредственного участия магн. поля, его естественно отнести к М. по очевидным симметричным соображениям, можно также сослаться на *Барнетта эффект* — возникновение намагниченности во вращающейся среде. Другой эффект — резонансное возрастание флуктуаций фарадеевского вращения света, к-рый прошёл через парамагн. среду, помещённую во внеш. магн. поле, на частоте магн. резонанса — магн. резонанс в спектре шумов эффекта Фарадея.

Магнитооптич. эффекты используются в устройстве записи и хранения информации (т. е. магнитооптич. диски), в системах управления лазерным излучением (для создания дефлекторов, оптич. затворов, для модуляции света и т. д.), при конструировании независимых оптич. элементов, лазерных гироскопов, элементов интегральной оптики и т. д.

Лит.: Кривчик Г. С., Физика магнитных жидкостей, 2 изд., М., 1985; Аглицкин Я. В., Зайцевский В. С., Лазерная магнитная спектроскопия, М., 1986; Зейдман А. Н., Котлов В. А., Магнитооптика тонких плёнок, М., 1988.  
В. С. Зайцевский.