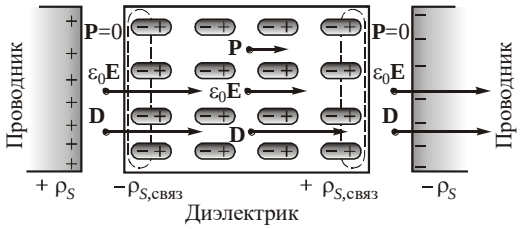
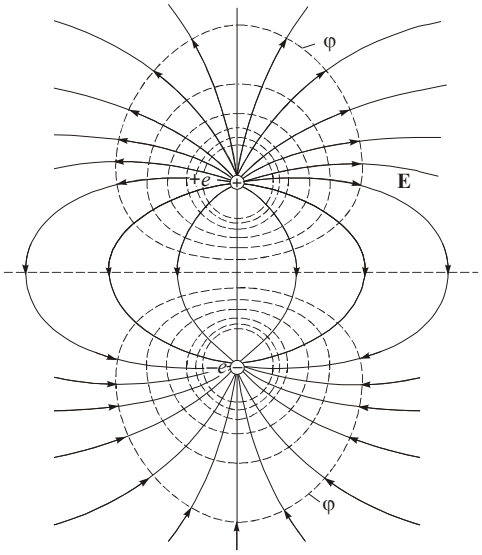
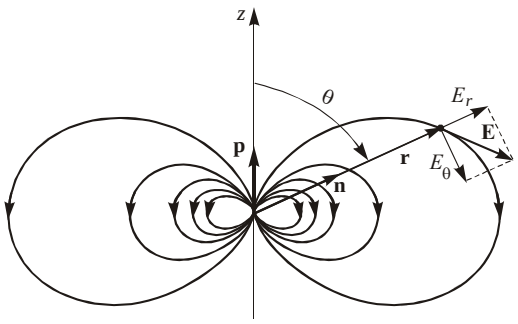
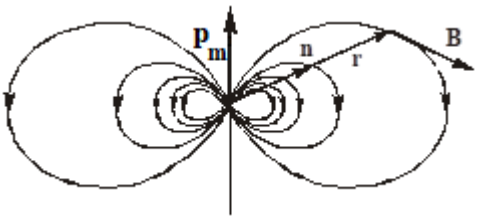






$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3(\mathbf{np})\mathbf{n}-\mathbf{p}}{r^3}, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$$



$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3(\mathbf{np}_m)\mathbf{n}-\mathbf{p}_m}{r^3}, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$$

Магнитное поле в веществе

Магнетики. Магнитный момент и намагниченность

Магнетиками называют вещества, которые обладают магнитными свойствами, то есть изменяют свои характеристики под действием магнитного поля и сами влияют на магнитное поле. Любое вещество обязательно является магнетиком какого-либо типа. Магнитные свойства вещества обусловлены индивидуальными и кооперативными магнитными свойствами составляющих его частиц. Основной макроскопической характеристикой магнитного состояния вещества является *намагниченность* $\mathbf{J}$, определяемая как векторная величина, равная *среднему магнитному моменту на единицу объёма* вещества:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{V}\overline{\sum_i \mathbf{p}_{mi}}\ , \tag{1}$$

в правой части стоит сумма магнитных моментов $\mathbf{p}_{mi}$ всех i-х частиц вещества в объеме V. Горизонтальной чертой обозначена операция усреднения.

С понятием *магнитного момента* (*магнитного дипольного момента*) мы впервые встречаемся при рассмотрении плоского замкнутого контура (витка) с током I: его магнитный момент $\mathbf{p}_m$ равен произведению силы тока на площадь S, ограниченную контуром, и на вектор нормали $\mathbf{n}$, ориентированный по правилу правого винта относительно направления тока $\mathbf{p}_m = IS\mathbf{n}$, что можно представить поверхностным интегралом

$$\mathbf{p}_m = I\int_S \mathbf{n}dS = I\int_S d\mathbf{S}. \tag{2}$$

Магнитный момент произвольного замкнутого контура L с линейным током I равен

$$\mathbf{p}_m = \frac{I}{2}\oint_L \left[\mathbf{r}' \times d\mathbf{l}'\right]. \tag{3}$$

где $\mathbf{r}'$ - радиус-вектор элемента длины $d\mathbf{l}'$ контура, поскольку $d\mathbf{S} = \mathbf{n}dS = \left[\mathbf{r}' \times d\mathbf{l}'\right]/2$ есть построенный на векторах $\mathbf{r}'$ и $d\mathbf{l}'$ треугольный

векторный элемент площади с нормалью $\mathbf{n}$, S – произвольная поверхность, натянутая на контур L с током I (рис. 1).

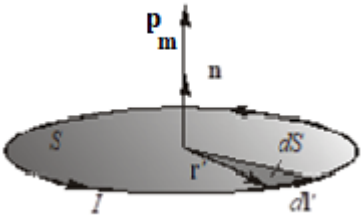


Рис.1 Магнитный момент витка с током

При переходе к системе с объемным током плотности $\mathbf{j}$ в предыдущей формуле следует произвести замену $Id\mathbf{l} \Rightarrow \mathbf{j}dV$ и заменить контурный интеграл объемным интегралом: величина

$$\mathbf{p}_m = \frac{1}{2}\int_V \left[\mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}')\right] dV' \tag{4}$$

называется *магнитным моментом системы объемных токов*. Если можно считать, что магнитный момент создается токами точечных зарядов e_i, которые совершают *стационарные* (обычно вращательные) движения с мгновенными значениями радиус-векторов $\mathbf{r}_i$ и скоростей $\mathbf{v}_i$, то формальная подстановка в (4) выражения $\mathbf{j}(\mathbf{r}') = \sum_i e_i \mathbf{v}_i$ дает *магнитный момент системы точечных зарядов*

$$\mathbf{p}_m = \frac{1}{2}\sum_i e_i \left[\mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i\right] \equiv \sum_i \mathbf{p}_{mi}\,, \tag{5}$$

а величину

$$\mathbf{p}_{mi} = \frac{1}{2} e_i \left[\mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i\right] \tag{6}$$

можно назвать *классическим магнитным моментом* i-й частицы. В рассматриваемом нами *стационарном* случае магнитный момент частицы $\mathbf{p}_{mi}$ в среднем от времени не зависит. Во многих важных системах это является следствием закона сохранения *момента импульса частицы* $\mathbf{l}_i = m_i\left[\mathbf{r}_i(t) \times \mathbf{v}_i(t)\right] = \mathrm{const}(t)$, где m_i – масса частицы. Так бывает при движении заряженных частиц в силовом поле, обладающем центральной симметрией

(электрон в поле атомного ядра) или цилиндрической симметрией (электрон в однородном магнитном поле). Коэффициент пропорциональности γ между *магнитным моментом* $\mathbf{p}_m$ системы (частицы) и ее *моментом импульса* $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i$ называется *магнитомеханическим* (*гиромагнитным*) *коэффициентом* (или *отношением*)

$$\mathbf{p}_m = \gamma \mathbf{L}. \tag{7}$$

Для частицы i-го сорта $\mathcal{M}_i = \gamma_i \mathbf{l}_i$ этот коэффициент равен $\gamma_i = e_i / 2m_i$.

Еще в 1820 году А.М. Ампер высказал гипотезу о том, что намагниченность вещества определяется упорядочением ориентации кольцевых электрических токов, образованных заряженными микрочастицами, входящими в состав вещества (так называемых молекулярных токов). Каждый микроскопический кольцевой ток обладает магнитным моментом, как виток с током, он подобен маленькому магниту, сумма магнитных моментов таких токов и определяет намагниченность. Современные качественные представления о намагничивании вещества в главном не противоречат этой картине, но микроскопические и макроскопические детали, а тем более, количественные оценки для разных веществ потребовали очень существенных теоретических уточнений, намагничивание и магнитное упорядочение вещества невозможно объяснить без квантовых представлений.

Движение микроскопических частиц описывается законами квантовой механики. Поскольку магнитный момент микрочастицы $\mathbf{p}_{mi}$ пропорционален ее моменту импульса $\mathbf{l}_i$, образование магнитного момента и намагничивание вещества в реальности обязательно являются результатом квантования финитного (вращательного или близкого к вращательному) движения микрочастиц. В стационарных квантовых состояниях вращательного орбитального движения частицы *проекция* ее *момента импульса* $\mathbf{l}$ *на некоторую ось* z (обычно выделяемую внешним магнитным полем или кристаллическим полем) равна

$$l_z = m_z \hbar, \tag{8}$$

где $m_z = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ – целое (*магнитное*) *квантовое число*, $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с - постоянная Планка, это явление называют *пространственным квантованием орбитального момента*. При движении по орбите *в центральном поле* $|m_z| \le l$, где целое число l связано с собственным значением скалярного *квадрата вектора момента импульса*

$$\mathbf{l}^2 = l(l+1)\hbar^2, \tag{9}$$

т.е. при фиксированном l величины m_z (и l_z) могут принимать конечное число $2l+1$ значений: $m_z = -l, -l+1, ...0, ..l-1, l$. Для электрона на орбите атома в кулоновском поле точечного заряда ядра $l = 0, 1, 2, ..., n-1$, где n - целое (*главное*) *квантовое число*, определяющее энергию электрона. При вращательном движении с фиксированной энергией *в поле аксиальной симметрии* (например, для электрона на уровнях Ландау в однородном магнитном поле) магнитное квантовое число m_z может принимать бесконечный ряд значений, в этом случае $\mathbf{l}^2$ не сохраняется и не является квантовым числом. Таким образом, для квантовой частицы проекции $\mathbf{l}_i$ и $\mathbf{p}_{mi}$, их абсолютные или средние значения равны постоянной Планка $\hbar$, умноженной на некоторое, обычно небольшое, число. Более того, разные проекции этих векторов одновременно неизмеримы.

Кроме *орбитальных момента импульса и магнитного момента*, всякая микрочастица обладает, также пропорциональным $\hbar$, собственным – *спиновым моментом импульса* и *магнитным моментом* с похожими свойствами. Проекция спина частицы s_z может принимать значения, равные постоянной Планка $\hbar$, умноженной на целое (бозе-частица) или полуцелое (ферми-частица) число, причем $|s_z| \le s$ и положительное спиновое число s связано со скалярным квадратом вектора спина равенством $\mathbf{s}^2 = s(s+1)\hbar^2$. Спин электрона равен $s_z = \pm\frac{\hbar}{2}$.

Для системы, образованной совокупностью таких частиц, все эти моменты суммируются по определенным квантовым правилам. В итоге средний суммарный магнитный момент $\mathbf{p}_m$ любого тела оказывается пропорциональным

$\hbar$, причем в соответствии с магнитомеханическим отношением $\mathbf{p}_{mi} = \gamma_i \mathbf{l}_i$ квант орбитального магнитного момента и намагниченности равен умноженному на $\hbar$ магнитомеханическому отношению $\gamma_i = e_i / 2m_i$, такая величина называется *магнетоном. Квант электронного магнитного момента* называют *магнетоном Бора*:

$$\mu_Б = \frac{e\hbar}{2m} = 9{,}274\,015 \cdot 10^{-24}\ \text{ДжТл}^{-1}, \tag{10}$$

где e – элементарный электрический заряд, m – масса электрона, так что в одноэлектронном состоянии *проекция орбитального магнитного момента* может принимать значения $p_{miz} = m_z \mu_Б$ (*пространственное квантование магнитного момента)*. При этом для чисто *спинового момента импульса* у электрона магнитомеханическое отношение по сравнению с орбитальным в 2 раза больше: $\gamma_s = e/m = 2\mu_Б/\hbar$ и проекция одноэлектронного спинового магнитного момента равна $p_{ms\,z} = \gamma_s s_z = \pm\mu_Б$. *Квант ядерного магнитного момента* называют *ядерным магнетоном*:

$$\mu_Я = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5{,}050\,787 \cdot 10^{-27}\ \text{ДжТл}^{-1}, \tag{11}$$

где m_p – масса протона. Видно, что отношение $\mu_Я / \mu_Б = m/m_p = 5{,}49 \cdot 10^{-4} \approx$ $\approx 1/1836 \ll 1$ очень мало, поэтому ядерный вклад в намагниченность вещества обычно очень мал, и им можно пренебречь по сравнению с электронным вкладом, при этом существует ряд специфических явлений (например, ядерный магнитный резонанс) в которых основную роль играет именно ядерный магнетизм. Отметим еще, что магнитным моментом могут обладать и электрически нейтральные частицы, что свидетельствует об их сложной внутренней структуре. Например, магнитный момент атома равен сумме орбитальных и спиновых магнитных моментов отрицательно заряженных электронов на орбиталях и положительно заряженного ядра; отличен от нуля и магнитный момент нейтрона.

В рамках классических статистической физики и электродинамики справедлива так называемая *теорема Бора – Ван-Лёвен*, согласно которой в состоянии термодинамического равновесия строго *равны нулю* средний

магнитный момент и намагниченность любого тела, рассматриваемого как совокупность элементарных электрических зарядов, движущихся по законам классической механики в постоянном магнитном или электрическом поле. Из *теоремы Бора – Ван-Лёвен* следует принципиальная *невозможность классического объяснения макроскопических магнитных свойств вещества*. Для объяснения этих свойств мы всегда должны, хотя бы на микроскопическом уровне, привлекать представления о квантовании движения микрочастиц, т.е. прежде всего, представления о строении атома с орбиталями определенной формы и размера, характеризуемыми дискретными уровнями энергии, моментами импульса и спинами электронов. Таким образом, *намагничивание - это квантовое явление*, которое невозможно в рамках классических статистической физики и электродинамики, а наблюдаемая *макроскопическая намагниченность всегда имеет квантовую природу.*

При включении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ это поле действует на входящие в состав вещества свободные или связанные в атомах и ионах заряженные частицы, изменяя их движение и ориентацию спиновых и орбитальных моментов. В результате возникает или изменяется вектор намагниченности вещества, то есть намагниченность является функцией вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{J} = \mathbf{J}(\mathbf{H})$. Внешнее магнитное поле *в вакууме* можно характеризовать как вектором напряженности $\mathbf{H}$, так и вектором индукции $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}$, в этом случае различие между ними фактически просто терминологическое и размерностное ($[\mathbf{B}] = 1$ Тл ,$[\mathbf{H}] = 1$ А/м). Но в веществе магнитные моменты частиц вещества создают дополнительное магнитное поле намагниченности, которое следует характеризовать дополнительным вектором индукции $\mathbf{B}' = \mu_0 \mathbf{J}$. Это поле складывается с внешним полем

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{J}), \qquad (12)$$

Таким образом, *вектор магнитной индукции* $\mathbf{B}$ в веществе зависит от намагниченности и равен

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{J}), \qquad (13)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{B}_0 / \mu_0$ - *вектор напряженности магнитного поля*, который определяется внешними источниками магнитного поля и не зависит от вещества (среды), $\mathbf{B}_0$ - значение вектора магнитной индукции, которое было бы в данной точке пространства в отсутствие вещества (в вакууме) при заданных внешних источниках магнитного поля, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнитная постоянная (магнитная проницаемость вакуума).

Последнее соотношение подобно соотношению для электрического поля в веществе $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ (дипольные моменты частиц вещества создают дополнительное электрическое поле $\mathbf{E}' = \mathbf{P}$ поляризации $\mathbf{P}$, которое уменьшает напряженность поля внешних источников в вакууме $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0$, так что в итоге напряженность электрического поля в веществе равна $\varepsilon_0 \mathbf{E} = \mathbf{D} - \mathbf{P}$). Таким образом, величины $\mathbf{H}$ и $\mathbf{D}$ не зависят от наличия вещества, они характеризуют поле внешних источников, а величины $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ зависят от природы вещества, это силовые характеристики поля в веществе, определяемые не только внешним полем, но также поляризацией и намагниченностью этого вещества.

Если магнитное поле достаточно слабое, то функцию $\mathbf{J} = \mathbf{J}(\mathbf{H})$ можно разложить в ряд, ограничиваясь линейными членами; в анизотропной (кристаллической) среде будем иметь

$$J_i = J_{0i} + \sum_j \chi_{ij} \cdot H_j \,, \qquad (14)$$

где индексы $i, j = 1, 2, 3$ нумеруют проекции векторов на кристаллографические оси, $\chi_{ij} = \left(\dfrac{\partial J_i}{\partial H_j} \right)_{\mathbf{H} \to 0}$ – компоненты *тензора магнитной восприимчивости*, J_{0i} – компоненты не зависящего от $\mathbf{H}$ *вектора спонтанной намагниченности* $\mathbf{J}_0$, который может быть не равен нулю в некоторых *магнитоупорядоченных средах*.

В изотропных средах *магнитная восприимчивость* $\chi = \left(\dfrac{\partial J}{\partial H} \right)_{\mathbf{H} \to 0}$ является *скалярной величиной* и для веществ без спонтанного намагничивания выполняется равенство:

$$\mathbf{J} = \chi\,\mathbf{H}, \qquad (15)$$

в таких веществах выполняется электродинамическое материальное соотношение

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \qquad (16)$$

где μ - *магнитная проницаемость* вещества; подставляя (15) в (13) и сравнивая с (16), получаем

$$\mu = 1 + \chi, \qquad (17)$$

в вакууме $\chi = 0$, $\mu = 1$.

Безразмерная магнитная восприимчивость χ относится к единице объема. В справочной литературе часто приводят удельную магнитную восприимчивость χ_ρ (имеющую размерность м^3/кг) и молярную магнитную восприимчивость χ_M (имеющую размерность м^3/моль). Эти величины связаны между собой формулами

$$\chi_\rho = \frac{\chi}{\rho}, \quad \chi_M = \chi_\rho M = M\chi / \rho,$$

где ρ - плотность вещества, M - молярная масса.

Намагниченность конденсированных тел очень сильно зависит не только от внешнего магнитного поля, но и от химического состава и типа кристаллической структуры тела, а также от температуры. Во многих магнетиках зависимость $\mathbf{J} = \mathbf{J}(\mathbf{H})$ сильно нелинейная, поэтому разложения типа (14)-(17) имеют весьма ограниченную область применимости.

Поле постоянного магнита и соленоида конечной длины

Поведение магнетиков в постоянном магнитном поле и их влияние на поле значительно сложнее и многообразнее по сравнению со случаем диэлектриков в электрическом поле. Соответствующие процессы находят широкое практическое применение, их описанию посвящена обширная специальная литература. Здесь мы приведем рисунки (рис. 3.11), демонстрирующие качественно в сравнении

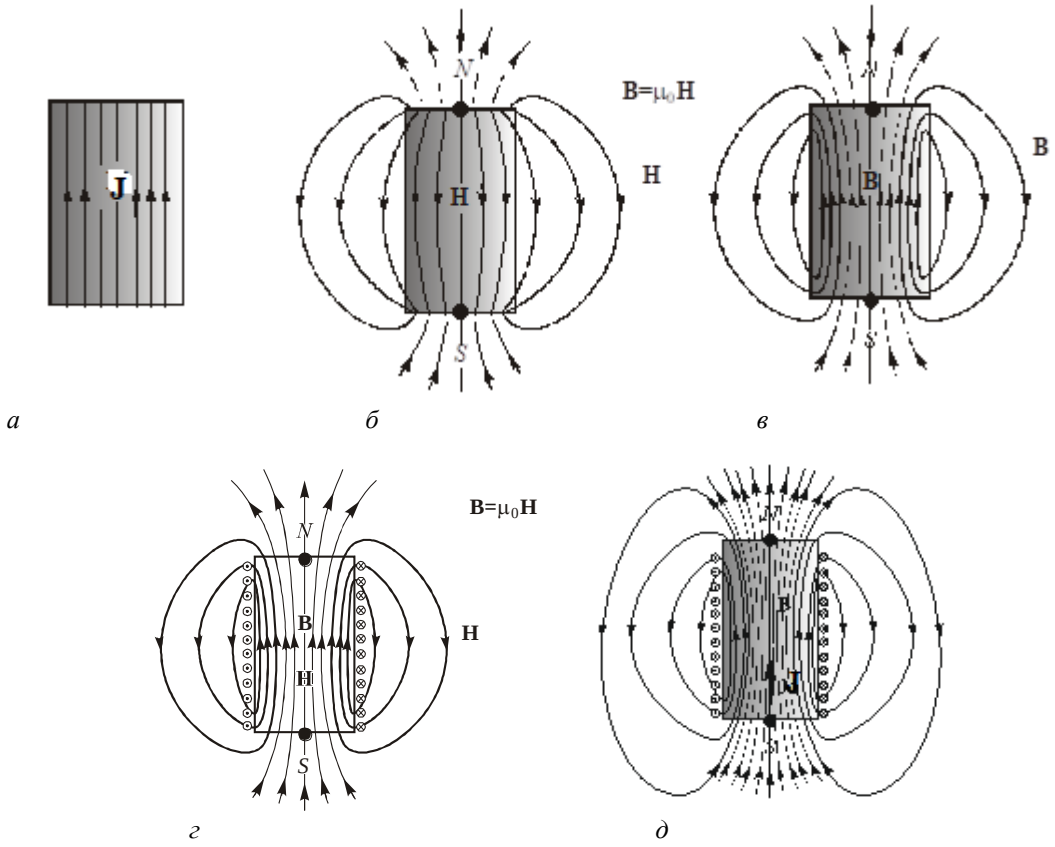


Рис. 3.11

магнитное поле цилиндрического постоянного магнита, однородно намагниченного вдоль собственной оси (рис. 3.11, *а–в*), и поле цилиндрического соленоида, имеющего аналогичные длину и радиус (рис. 3.11, *г*, *д*).

В силу уравнения Максвелла $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$ силовые линии вектора магнитной индукции **B** всегда замкнуты (поля **B** на рис. 3.11, *в* и *г*, взаимно подобны). Однако в силу соотношения $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J})$ и того, что вектор намагниченности $\mathbf{J}$ не равен нулю только внутри вещества (рис. 3.11, *а*), силовые линии вектора напряженности магнитного поля **H** при наличии магнитного вещества могут быть незамкнутыми. Поскольку $\operatorname{div}\mathbf{H} = -\operatorname{div}\mathbf{J}$, они могут заканчиваться в точках, в которых заканчиваются силовые линии вектора намагниченности $\mathbf{J}$, т. е. на «магнитных зарядах» $\rho_m = -\operatorname{div}\mathbf{J}$, в частности на поверхности намагниченного тела (рис. 3.11, *б*). Из сравнения рис. 3.11, *б* и *в*, также видно, что внутри магнита линии вектора **B** направлены вверх, а линии вектора **H** – вниз. Последнее очевидно, если учесть, что в отсутствие электрического тока справедливо $\operatorname{rot}\mathbf{H} = 0$ и $\oint_L \mathbf{H}\,d\mathbf{l} = 0$ – циркуляция вектора напряженности по любому замкнутому контуру L равна нулю. Вне постоянного магнита и соленоида в вакууме взаимно подобны поля **H** и $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$, как и внутри пустого соленоида. Если же внутрь соленоида вставить сердечник, способный намагничиваться вдоль магнитного поля, то это приводит к усилению поля и к увеличению индуктивности соленоида (рис. 3.11, *д*), причем внутри сердечника векторы $\mathbf{J}$, **H** и **B** обычно направлены в одну сторону.

Классификация магнетиков

Магнитонеупорядоченные вещества – это такие вещества, у которых *магнитные моменты* атомов, ионов или свободных электронов без внешнего магнитного поля *ориентированы хаотично*, либо вообще *отсутствуют*, и намагниченность равна нулю. При включении внешнего магнитного поля в таких веществах возникают два основных эффекта: *диамагнитный* и *парамагнитный*.

Диамагнитный эффект заключается в том, что в процессе включения магнитного поля $\mathbf{H}$ или при внесении некоторого тела в это поле, в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея и правилом Ленца, магнитное поле вызывает появление в объеме и на поверхности тела дополнительных вихревых электрических токов $\mathbf{j}$ такого направления, что создаваемое вихревыми токами магнитное поле препятствует изменению магнитных потоков через эффективные площади, охватываемые этими токами, поэтому магнитные моменты таких токов (и их суммарный магнитный момент $\mathbf{J}$) *направлены в сторону, противоположную внешнему магнитному полю* (Рис.2). Если нет диссипации энергии (что имеет место, например, для микроскопических токов в атомных масштабах или для макроскопических токов в сверхпроводниках), то диамагнитные токи и их суммарный магнитный момент $\mathbf{J}$ не затухают и после того, как магнитное поле перестает изменяться, достигая постоянного значения.

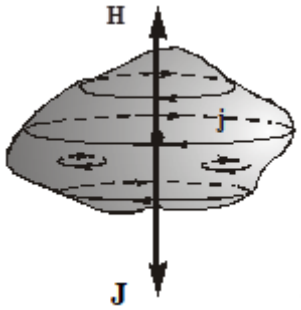


Рис.2. Диамагнитные вихревые токи и диамагнитный момент тела во внешнем магнитном поле

Ориентационный парамагнитный эффект (*парамагнетизм Ланжевена атомов и ионов, спиновый парамагнетизм Паули*) заключается в том, что

спиновые и/или орбитальные магнитные моменты $\mathbf{p}_{mi}$ любых частиц (изображены маленькими стрелками на рис. 3), доменов и тел (магниты) *ориентируются* внешним магнитным полем $\mathbf{H}$ преимущественно *вдоль этого поля*, что понижает потенциальную энергию магнитного момента $U_{\mathcal{M}_i} = -\mathbf{p}_{mi}\mathbf{B} = -\mu_0 |\mathbf{p}_{mi}| H \cos\theta$ до минимального значения, когда угол между векторами $\mathbf{p}_{mi}$ и $\mathbf{H}$ равен нулю $\theta = 0$. На рис.3 *а* изображено состояние парамагнитного тела в отсутствие магнитного поля и намагниченности $\mathbf{H} = 0, \mathbf{J} = 0$ (магнитные моменты микрочастиц ориентированы хаотично), а на рис.3 *б* – намагниченное состояние того же тела в ненулевом магнитном поле $\mathbf{H} \neq 0,\ \mathbf{J} \neq 0$ (магнитные моменты микрочастиц ориентированы преимущественно вдоль поля).

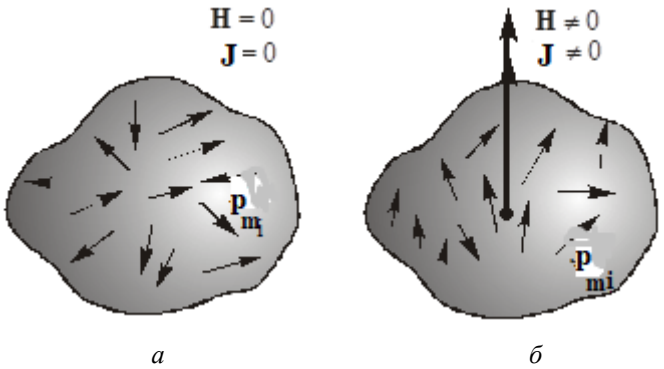


Рис. 5.3 *а*) парамагнитное тело в отсутствие магнитного поля и намагниченности $\mathbf{H} = 0, \mathbf{J} = 0$, *б*) намагниченное состояние того же тела в ненулевом магнитном поле $\mathbf{H} \neq 0,\ \mathbf{J} \neq 0$

Кроме того, в сильном магнитном поле может возникнуть *поляризационный парамагнитный эффект* (*парамагнетизм Ван-Флека*), когда магнитное поле способно сильно деформировать электронную оболочку атома или иона и индуцировать магнитный момент, направленный вдоль поля.

В зависимости от конкретной физико-химической структуры в веществе может преобладать тот или иной из этих эффектов. *Диамагнетиками* называются вещества с преобладанием диамагнитного эффекта, во внешнем магнитном поле они намагничиваются против поля и имеют отрицательную магнитную

восприимчивость $\chi < 0$. *Парамагнетиками* называют вещества с преобладанием парамагнитного эффекта, во внешнем магнитном поле они намагничиваются вдоль поля и имеют положительную магнитную восприимчивость $\chi > 0$. Если внешнее магнитное поле неоднородно, то парамагнетики втягиваются в ту область пространства, где поле сильнее, а диамагнетики выталкиваются из такой области.

Магнитоупорядоченные вещества. При охлаждении ниже определенной температуры в отсутствие внешнего магнитного поля некоторые парамагнетики переходят в термодинамическую фазу со *спонтанным магнитным порядком* в ориентации и геометрическом расположении магнитных моментов микрочастиц (переходят в *магнитоупорядоченное состояние*). Тип такого состояния определяется, прежде всего, величиной и знаком энергии специфического квантового *обменного взаимодействия* электронов на внешних валентных оболочках атомов и ионов. Природу этого взаимодействия мы обсудим ниже. В кристаллах магнитное упорядочение любого типа часто сопровождается образованием доменной структуры – областей с однородным спонтанным магнитным порядком, определенным образом повернутых или сдвинутых относительно друг друга. При включении внешнего магнитного поля, из-за инерционной реакции доменной структуры и гистерезисных явлений, зависимость намагниченности макроскопических магнитоупорядоченных веществ от напряженности поля, как правило, описывается нелинейной и часто неоднозначной функцией $\mathbf{J} = \mathbf{J}(\mathbf{H})$. В этом случае нельзя ограничиться линейными членами разложений (13)-(17). Тем не менее, в инженерно-технических расчетах часто используют выражения вида (13)-(17), считая, что коэффициенты $\chi = \chi(\mathbf{H})$ и $\mu = \mu(\mathbf{H})$ являются не константами, а функциями напряженности магнитного поля, определяемыми из экспериментальных данных.

Перечислим основные типы магнитного порядка.

В *ферромагнитном* состоянии магнитные моменты частиц (обычно это полные спиновые магнитные моменты парамагнитных атомов в кристаллической решетке) самопроизвольно выстраиваются параллельно друг другу, в результате

макроскопические области вещества, называемые доменами, обладают отличной от нуля спонтанной намагниченностью $\mathbf{J}_0$. На рис.5.4 стрелки изображают взаимно параллельные магнитные моменты атомов $\mathbf{p}_{mi}$ однодоменного ферромагнитного кристалла при температуре абсолютного нуля $T = 0$. С ростом температуры T происходит постепенная разориентация магнитных моментов $\mathbf{p}_{mi}$ и при температуре T_C, называемой *температурой Кюри*, ориентация магнитных моментов $\mathbf{p}_{mi}$ становится полностью хаотичной, происходит термодинамический фазовый переход из ферромагнитной в парамагнитную фазу, при $T > T_C$ вещество находится в парамагнитном состоянии. В ферромагнетике параметром порядка является вектор намагниченности $\mathbf{J} = \frac{1}{V}\overline{\sum_i \mathbf{p}_{mi}}$, зависящий от температуры и напряженности внешнего магнитного поля $\mathbf{J} = \mathbf{J}(T, \mathbf{H})$.

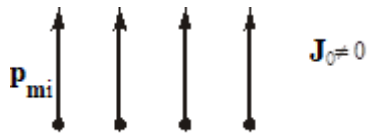


Рис. 4 Ориентация атомных магнитных моментов ферромагнетике

В *антиферромагнитном* состоянии при $T = 0$ магнитные моменты $\mathbf{p}_{mi}$ и $\mathbf{p}_{mj}$ частиц внутри каждой элементарной ячейки кристалла направлены так, что полностью (или почти полностью) компенсируют друг друга. Чаще всего они выстраиваются антипараллельно друг другу (*коллинеарный антиферромагнетизм)* (рис. 5.5), в этом случае говорят, что две намагниченные навстречу *магнитные подрешетки* вставлены одна в другую, в отсутствие магнитного поля любые макроскопические области вещества обладают нулевой спонтанной намагниченностью $\mathbf{J}_0 = 0$. В результате нагревания антиферромагнетик испытывает фазовый переход в парамагнитное состояние при температуре T_N, которую называют *температурой Нееля*. В двухподрешеточных антиферромагнетиках вводят два параметра порядка: *вектор полной намагниченности* $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$ и *вектор антиферромагнетизма* $\mathbf{L} = \mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2$,

соответственно равные сумме и разности векторов намагниченностей магнитных подрешеток $\mathbf{J}_1 = \frac{1}{V}\overline{\sum_i \mathbf{p}_{mi}}$ и $\mathbf{J}_2 = \frac{1}{V}\overline{\sum_j \mathbf{p}_{mj}}$, которые тоже можно рассматривать в качестве параметров порядка.

Рис. 5 Ориентация атомных магнитных моментов в коллинеарном антиферромагнетике

В *ферримагнитном* состоянии магнитный порядок имеет такую же структуру, как и в антиферромагнитном, т.е. магнитные моменты ионов $\mathbf{p}_{mi}$ и $\mathbf{p}_{mj}$ внутри элементарных ячеек направлены взаимно противоположно, но в каждой ячейке в сумме они не равны нулю (рис. 6).

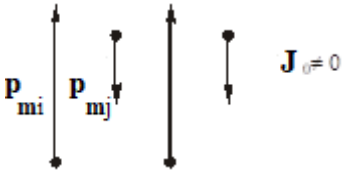
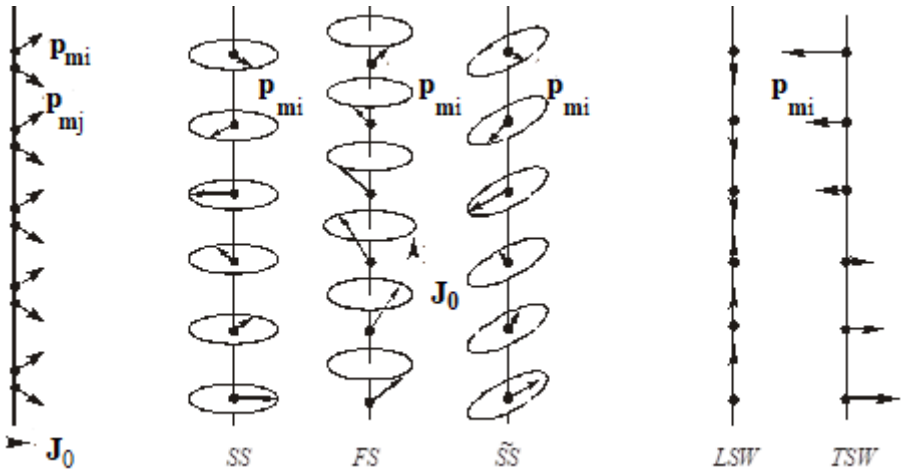


Рис. 6 Ориентация атомных магнитных моментов в ферримагнетике

В этом состоянии вещество обладает отличной от нуля спонтанной намагниченностью $\mathbf{J}_0$. *Ферримагнетики* (*ферриты*) иногда называют *нескомпенсированными антиферромагнетиками*.

Существуют также более сложные магнитные упорядоченные структуры. К ним относятся различные *неколлинеарные антиферромагнетики*, в которых углы между магнитными моментами соседних ионов не равны 180°. Например, *антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом* (если магнитные моменты подрешеток повернуты на некоторый малый угол, то полной компенсации не происходит и появляется малый магнитный момент (рис.7а)), различные *геликоидальные* (*спиральные*) магнитные структуры, когда магнитные моменты ионов в соседних атомных плоскостях кристалла повернуты на определенный угол относительно друг друга (с соответствующими стандартными обозначениями они изображены на рис.7 б, на котором стрелки показывают

величину и ориентацию магнитных моментов отдельных ионов $\mathbf{p}_{mi}$ вдоль определенных кристаллографических осей; *SS – простая спираль*, *FS – ферромагнитная (коническая) спираль*, $S\tilde{S}$ *– скошенная спираль*), а также (рис.5.7 в) *продольная волна спиновой плотности LSW*, *поперечная волна спиновой плотности TSW* и их комбинации. Периоды повторения в пространстве (шаги) таких структур (называемых еще *модулированными структурами*) могут быть соизмеримы либо несоизмеримы и даже достаточно велики (*длиннопериодические структуры*) по сравнению с периодами кристаллических решеток.



а *б* *в*

Рис. 5.7 Ориентация атомных магнитных моментов в неколлинеарных магнитоупорядоченных структурах: а) антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом; б) простая спираль *SS*, ферромагнитная спираль *FS*, скошенная спираль $S\tilde{S}$; в) продольная волна спиновой плотности *LSW*, поперечная волна спиновой плотности *TSW*

Равновесные магнитоупорядоченные состояния обычно реализуются в кристаллах. Однако существуют и *аморфные магнетики*, для которых характерно наличие сильных корреляций в ориентации спинов разных атомов из-за обменного взаимодействия (т.е. наличие *ближнего магнитного порядка*) в сочетании с аморфной атомной структурой вещества.

Так в *спиновых стеклах* реализуется метастабильное магнитное состояние с «замороженным» хаотическим распределением ориентаций спиновых магнитных моментов и нулевой намагниченностью (*сперомагнетизм*) при наличии

конкурирующих обменных взаимодействий между разными атомами, характеризуемых обменными интегралами разного знака. На фоне атомного беспорядка в аморфных магнетиках иногда может возникать преимущественно ферромагнитная ориентация спинов (*асперомагнетики*) или ферримагнитная ориентация (*сперимагнетики*).

Образуя в разных жидкостях коллоидные растворы мелкодисперсных ферро- или ферримагнитных однодоменных твердых частиц субмикронного размера можно создавать *магнитные жидкости*, обладающие свойством текучести.

Диамагнетизм

Диамагнитный момент направлен против внешнего магнитного поля. Он создается незатухающими вихревыми токами, которые возбуждаются в веществе при включении магнитного поля из-за электромагнитной индукции. Диамагнетизм присущ всем веществам, но часто он перекрывается более сильным пара- или ферромагнетизмом и составляет небольшую часть суммарной намагниченности. *Диамагнетиками* называют вещества, в которых диамагнетизм преобладает, потому что в этих веществах в отсутствие магнитного поля магнитные моменты атомов и ионов скомпенсированы благодаря соответствующему строению электронных оболочек. Диамагнетиками являются инертные газы (He, Ne, Ar, Kr, Xe) и соединения, содержащие атомы и ионы с полностью заполненными внешними оболочками (например, H_2O, CO_2, NaCl, Al_2O_3,…), некоторые нормальные металлы, полупроводники и полуметаллы (Cu, Ag, Au, Be, Zn, Pb, Hg, Te, Si, Ge, Bi, C,…) и все сверхпроводники, а также многие органические соединения. Абсолютная величина диамагнитной восприимчивости $\chi_Д$ обычно очень мала: $\sim 10^{-10} - 10^{-7}$ у газов при нормальных условиях и $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$ у конденсированных веществ. Однако у сверхпроводников $\chi_Д = -1$ (*идеальный диамагнетизм*).

Механизмы намагниченности и величины восприимчивости диамагнетиков различаются в соответствии с природой *вихревых диамагнитных токов*: 1) токов, которые можно интерпретировать как *прецессию орбит электронов* в атомах и молекулах, 2) диамагнитных токов *свободных электронов* проводимости в нормальных металлах и полупроводниках, 3) круговых токов электронов и ионов *в плазме*, 4) бездиссипативных токов, текущих по поверхности *сверхпроводников*. Описание каждого из этих токов требует привлечения квантовых представлений. Рассмотрим эти случаи более подробно.

1) ***Орбитальный диамагнетизм.*** П. Ланжевен в 1905 г. объяснил *орбитальный диамагнетизм*, пользуясь квазиклассическими представлениями о прецессии электронных атомных орбит во внешнем магнитном поле. В отсутствие магнитного поля электроны, находясь на атомных орбиталях, обращаются вокруг ядра с высокими частотами $\omega_{орб}$. При включении внешнего магнитного поля $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ (считаем, что атом находится в вакууме) это поле воздействует на движущиеся электроны силой Лоренца. Если магнитное поле достаточно слабое, то результат *усредненного* действия силы Лоренца можно представлять себе как *ларморовскую прецессию* всех электронных орбит (рис. 8 а), то есть сравнительно медленное по сравнению с угловыми скоростями электронов на орбитах $\omega_{орб}$ равномерное вращение плоскостей и осей всех орбит вокруг направления магнитного поля с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega}_L = -\frac{e\mathbf{B}}{2m} = -\mu_0 \frac{e\mathbf{H}}{2m}, \tag{18}$$

где e - заряд, m - масса электрона. Величина $\omega_L = |\boldsymbol{\omega}_L| = |eB|/2m = \mu_0 |eH|/2m$ называется *частотой прецессии Лармора*. Действительно, в соответствии с (5.8), любой электрон со средним орбитальным моментом импульса $\mathbf{L}$ обладает средним магнитным моментом $\mathbf{p}_m = \gamma \mathbf{L}$, где $\gamma = e/2m$, и в главном приближении действие магнитного поля на $\mathbf{L}$ описывается моментом силы, равным $[\mathbf{p}_m \mathbf{B}] = \gamma [\mathbf{L}\mathbf{B}] = [\boldsymbol{\omega}_L \mathbf{L}]$, и законом изменения момента импульса

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = [\boldsymbol{\omega}_L \mathbf{L}], \tag{19}$$

то есть в слабом поле (пока $\omega_L \ll \omega_{орб}$) вектор $\mathbf{L}$, а с ним и вся орбита, вращается (*прецессирует*) с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_L$.

У электрона $e < 0$ и вектор $\boldsymbol{\omega}_L$ параллелен вектору $\mathbf{H}$, поэтому можно сказать, что в результате прецессии орбит каждый электрон в атоме совершает вокруг направления поля дополнительно к орбитальному вращательное движение, эквивалентное движению по некоторой эффективной окружности радиуса r с линейной скоростью $\Delta\mathbf{v}$ величины $|\Delta\mathbf{v}| = \omega_L r = \mu_0 |eH| r / 2m$, направление которой определяется правилом правого винта по отношению к вектору $\mathbf{H}$ (рис. б). Дополнительный орбитальный электрический ток $\Delta I \sim e\Delta\mathbf{v}$ направлен противоположно $\Delta\mathbf{v}$: $\Delta I = e|\Delta\mathbf{v}| / 2\pi r = e\,\omega_L / 2\pi$, а создаваемый им дополнительный магнитный момент направлен противоположно вектору $\mathbf{H}$:

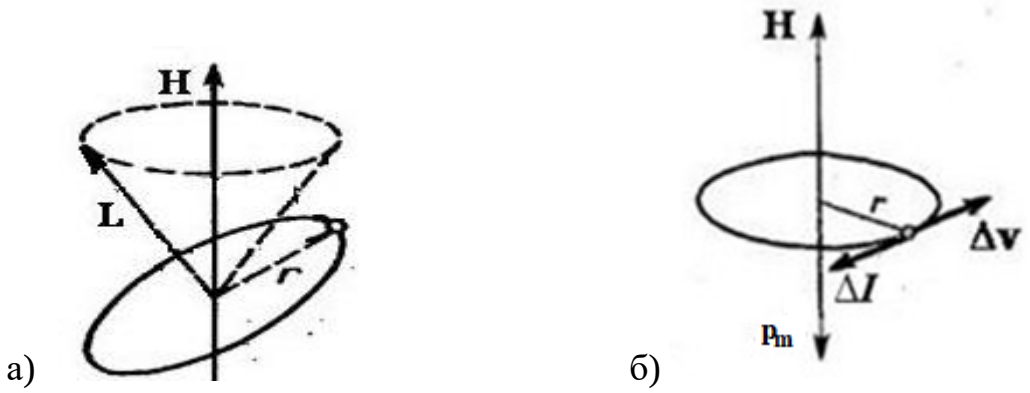


Рис.8 а) прецессия электронной орбиты во внешнем магнитном поле и б) образование диамагнитного тока и магнитного момента

$$\mathbf{p}_m = |\Delta I| \cdot S\,\mathbf{n} = \frac{|e|\omega_L r^2}{2}\mathbf{n} = -\frac{|e| r^2}{2}\boldsymbol{\omega}_L = -\mu_0 \frac{e^2 r^2}{4m}\mathbf{H}, \tag{20}$$

где $S = \pi r^2$ - площадь эффективной окружности, $\mathbf{n}$ - единичный вектор нормали, ориентированный по правилу правого винта относительно направления тока. Направим ось z вдоль $\mathbf{H}$ и усредним квадраты координат электрона в атоме,

тогда $\overline{r^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2}$; если считать атом сферически симметричным, то средние значения квадратов координат равны $\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2} = \langle a^2 \rangle / 3$, поэтому

$$\overline{\mathbf{p}_m} = -\mu_0 \frac{e^2 \langle a^2 \rangle}{6m} \mathbf{H}, \tag{21}$$

где $\langle a^2 \rangle$ - среднее значение квадрата расстояния электрона от ядра. Если в атоме имеется Z электронов, то полный диамагнитный момент атома равен

$$\overline{\mathbf{p}_{mZ}} = -\frac{\mu_0 e^2}{6m} \sum_{i=1}^{Z} \langle a_i^2 \rangle \mathbf{H} = -\frac{\mu_0 Z e^2 \langle \rho^2 \rangle}{6m} \mathbf{H}, \tag{22}$$

где $\langle \rho^2 \rangle$ - среднее значение квадрата радиуса электронной оболочки, а вектор намагничивания $\mathbf{p}_m$ и отрицательная диамагнитная восприимчивость $\chi_Д$ даются выражениями:

$$\mathbf{p}_m = -\frac{\mu_0 n Z e^2 \langle \rho^2 \rangle}{6m} \mathbf{H}, \qquad \chi_Д = -\frac{\mu_0 n Z e^2 \langle \rho^2 \rangle}{6m}, \tag{23}$$

где n - концентрация атомов. Из (23) следует, что диамагнитная восприимчивость возрастает пропорционально порядковому номеру элемента Z. Проведенные оценки имеют квазиклассический характер, но в своей основе содержат принципиально квантовые представления о существовании стационарных электронных орбиталей в атоме, находясь на которых электроны имеют вполне определенные средние расстояния от ядра. Включение внешнего магнитного поля индуцирует дополнительное вращательное движение всей электронной «атмосферы» атома или иона как целое с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_L$, что и создает диамагнитный момент. Более строгие квантово-механические расчеты в основном подтверждают справедливость простых формул (23).

2) ***Диамагнетизм Ландау***. В 1930 г. Л. Д. Ландау показал, что в металлах и полупроводниках свободные подвижные электроны проводимости (и дырки) тоже вносят вклад в полную диамагнитную восприимчивость. Этот вклад имеет чисто квантовую природу и связан с квантованием движения заряженных частиц в

перпендикулярном к магнитному полю $\mathbf{H}$ направлении. Явление получило название *диамагнетизма Ландау*.

Как известно, с точки зрения классической механики, частица массы m с зарядом e в однородном магнитном поле $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ (в вакууме) под действием силы Лоренца движется по спирали, навитой на силовую линию. Проекция этой траектории на перпендикулярную к $\mathbf{H}$ плоскость представляет собой окружность (*ларморовская окружность), ларморовского радиуса* $R_Л = m\mathrm{v}_\perp / |e|B$, которая периодически обходится частицей с *циклотронной частотой* $\omega_C = |e|B/m = \mu_0 |e|H/m$, $\omega_C = 2\omega_L$, где $\mathrm{v}_\perp$ - перпендикулярная к $\mathbf{H}$ составляющая скорости $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$ частицы, имеющей импульс $\mathbf{p}$. Поместим начало декартовой системы координат в центр ларморовской окружности и направим ось z вдоль магнитного поля, очевидно, что x и y координаты частицы изменяются периодически по закону гармонического осциллятора с частотой ω_C.

Л. Д. Ландау впервые решил аналогичную квантово-механическую задачу о движении заряженной частицы в однородном магнитном поле. Он установил, что стационарное уравнение Шредингера для частицы в магнитном поле *в декартовых координатах* допускает разделение переменных, его частные решения равны произведениям трех функций, описывающих плоскую волну с волновым вектором $k_z = p_z/\hbar$, бегущую вдоль коллинеарной магнитному полю оси z, плоскую волну с волновым вектором $k_x = p_x/\hbar$, бегущую вдоль одной из поперечных осей, например, x (p_z и p_x - компоненты обобщенного импульса частицы) и стоячую волну в направлении оси y, являющуюся решением уравнения Шредингера для гармонического осциллятора частоты ω_C. Каждое из частных решений данного типа характеризуется тремя квантовыми числами: дискретным номером состояния эквивалентного гармонического осциллятора $n = 0,1,2,..$ и двумя составляющими импульса p_z и p_x, которые могут принимать непрерывное бесконечное множество значений. При этом *энергия* E *стационарного состояния электрона в магнитном поле* дается выражением

$$E = \hbar\omega_C\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{p_z^2}{2m}, \qquad (24)$$

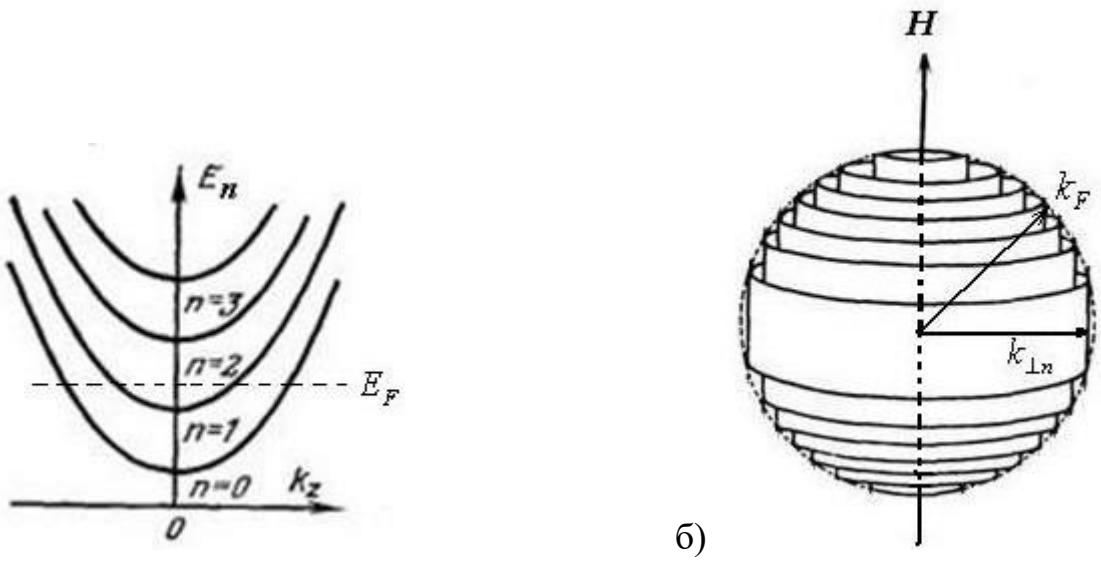
где $\omega_C = \mu_0 |e| H/m$ - циклотронная частота; $p_z = \hbar k_z$ – проекция импульса электрона на направление магнитного поля; $n = 0,1,2,..$ – целое положительное квантовое число, то есть $E = E(n, p_z = \hbar k_z)$. Первый член дает дискретные значения энергии движения в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, их называют *уровнями Ландау*. Второй член описывает непрерывный спектр энергии движения вдоль магнитного поля. Уровни энергии (25) не зависят от составляющей импульса p_x, которая может принимать любые значения, т.е. уровни бесконечно кратно вырождены по p_x.

Стационарное уравнение Шредингера для частицы в магнитном поле допускает разделение переменных и *в цилиндрических координатах*. При таком описании энергия электрона в стационарном состоянии дается тем же выражением (5.27), а частные решения также характеризуются тремя квантовыми числами: дискретными номером состояния эквивалентного гармонического осциллятора $n = 0,1,2,..$ и проекцией момента импульса на направление магнитного поля $l_z = m_z\hbar$, где m_z – целое (*магнитное*) *квантовое число*, принимающее значения $m_z = -\infty,...,-1,0,+1,...,n-1,n$ для частиц с отрицательным зарядом (например, для электронов) и $m_z = -n,-n+1,...,-1,0,+1,...,+\infty$ для частиц с положительным зарядом (от m_z энергия (25) не зависит, т.е. уровни энергии бесконечно кратно вырождены по проекции момента импульса), третьим квантовым числом является проекция импульса на направление магнитного поля p_z. Любое общее решение, описывающее реальное движение частицы в магнитном поле, дается волновым пакетом (линейной суперпозицией), который может быть составлен из частных решений как в декартовых, так и в цилиндрических координатах.

Таким образом, в магнитном поле кардинально изменяется систематика квантовых состояний электронов. Уровни энергии поперечного к магнитному полю трехмерного движения свободного электрона стягиваются в уровни Ландау.

Энергетический спектр электрона в магнитном поле (24) представляет собой набор параболических функций от $p_z = \hbar k_z$ (*подуровни Ландау* с номерами $n = 0,1,2,..$), описывающих энергию движения вдоль поля, сдвинутых относительно друг друга по энергии на величину $\hbar\omega_C$ (рис.9а), дно каждой параболы лежит на n-м уровне Ландау. В $\mathbf{k}$-пространстве (или в импульсном пространстве $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$) электроны могут находиться только на цилиндрических поверхностях, радиусы которых $k_{\perp n} = p_{\perp n}/\hbar$ определяются из равенства $(\hbar k_{\perp n})^2 / 2m = \hbar\omega_C (n + 1/2)$, что дает $k_{\perp n} = \sqrt{2\hbar^{-1}\mu_0 |e| H (n + 1/2)}$.

При $T = 0$ К частично заполнены электронами только некоторое конечное число из нижних подуровней Ландау, что принято изображать на графиках зависимости $E = E(n, k_z)$ (рис. 9 а), где занятые состояния располагаются на частях парабол ниже *горизонтальной* линии, изображающей уровень Ферми, или на трехмерных рисунках изоэнергетических поверхностей в $\mathbf{k}$-пространстве (рис 9 б) – занятые состояния лежат на частях цилиндрических поверхностей, определяемых уравнением (25), внутри свободно-электронной сферы Ферми.



а) б)

Рис. 9а) энергетический спектр электронов кристалла в магнитном поле, б) разрешенные состояния электронов проводимости в магнитном поле (при исходном изотропном квадратичном законе дисперсии свободных электронов $E = \dfrac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m}$).

Учет квантования энергии электронов в магнитном поле позволил Ландау произвести вычисления магнитной индукции и восприимчивости. Оказалось, что вектор индуцированной намагниченности направлен против магнитного поля и в достаточно слабом магнитном поле $\mu_Б B = \mu_Б \mu_0 H \ll k_Б T$ линейно зависит то величины поля, при этом для системы электронов с квадратичным энергетическим спектром *диамагнитная восприимчивость Ландау* равна

$$\chi_{Д,Л} = -\frac{\mu_0 e^2}{12\pi m^*}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{1/3} \qquad (25)$$

где n - концентрация электронов проводимости, m^* - эффективная масса электронов.

Обычно в металлах диамагнетизм Ландау перекрывается более сильным парамагнетизмом, однако в проводниках с аномально малыми значениями m^* (например, в Bi и Sb) он может стать преобладающим.

Отметим еще, что выражение энергии электрона (24) играет чрезвычайно важную роль при описании свойств тонких квантоворазмерных полупроводниковых пленок и гетероструктур в магнитном поле.

3) ***Диамагнетизм плазмы***. В *классической плазме*, помещенной в магнитное поле, свободные электроны и ионы движутся по винтовым траекториям и приобретают диамагнитные моменты. Однако в состоянии полного термодинамического равновесия в сосуде конечного объема суммарный магнитный момент плазмы равен нулю в соответствии с теоремой Бора - Ван Левен. Это происходит потому, что заряженные частицы, отражаясь от стенок сосуда, создают эффективный поверхностный ток в направлении, обратном винтовому току частиц, так что суммарные магнитные моменты вихревых объемных и поверхностных токов в точности взаимно компенсируются. В реальности состояние плазмы почти всегда не является термодинамически равновесным (в космосе, в ионосфере Земли и планет, в термоядерном реакторе при магнитном удержании и т.п.) и такая плазма проявляет диамагнитные свойства: она намагничивается против магнитного поля и выталкивается из области сильного поля.

4) ***Диамагнетизм сверхпроводников***. Кроме того, что *сверхпроводники* по своей физической природе являются *идеальными проводниками (имеют нулевое электрическое сопротивление)*, они одновременно являются *идеальными диамагнетиками* (*сверхдиамагнетиками*) с магнитной восприимчивостью $\chi_Д = -1$. Действительно, при переходе в сверхпроводящее состояние во внешнем магнитном поле напряженности $\mathbf{H}$ на поверхности сверхпроводника автоматически индуцируется бездиссипативный вихревой сверхток, который создает такой диамагнитный момент, что вектор магнитной индукции в объеме сверхпроводника становится равным нулю $\mathbf{B} = 0$: магнитное поле выталкивается из сверхпроводника (*эффект Мейсснера*). В итоге, в соответствии с (13), можно записать $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J}) = 0$, откуда $\mathbf{J} = -\mathbf{H}$, это можно интерпретировать как появление диамагнитной восприимчивости, равной максимально возможному значению $\chi_Д = -1$. На этом основано одно из применений сверхпроводников для магнитной подвески экипажей без трения, что обеспечивает, например, движение поездов с самолетными скоростями.

Обменное взаимодействие

Микрочастицы, из которых образовано вещество, подчиняются законам квантовой (волновой) механики, их физические свойства описываются *волновыми функциями*, которые являются непрерывными функциями координат и времени. Полезно качественно представлять себе эти частицы в виде *волновых* «*облаков*», а не в виде материальных точек, несущих точечные заряды, или маленьких заряженных шариков и т.п. Частицы одного сорта являются *тождественными,* то есть неразличимыми между собой, их волновые функции взаимно интерферируют. Взаимное влияние (взаимодействие) тождественных частиц может быть силовым и корреляционным. *Обменным взаимодействием* называется взаимное влияние тождественных квантовых частиц, связанное с перекрытием и интерференцией их волновых функций, проявляющееся в перераспределении плотности вероятности взаимного расположения этих частиц в пространстве, в возникновении согласованности (*корреляции*) их движения и в

изменении энергии системы частиц. При этом частицы с целым спином (*бозе-частицы*) и частицы с полуцелым спином (*ферми-частицы*) ведут себя весьма по-разному. Первые могут находиться в одинаковых квантовых состояниях в любом количестве, волновая функция системы таких частиц должна быть симметричной, то есть оставаться неизменной при взаимной перестановке характеристик любой пары частиц; они могут образовать *бозе-конденсат*, когда их макроскопическое количество оказывается в своем низшем (основном) энергетическом состоянии, обладая одинаковыми волновыми функциями, – возникает когерентность этих волновых функций, это явление объясняет свойства *сверхпроводников* и активных сред *квантовой электроники* (в частности, *лазеров*). Вторые, напротив, подчиняются *принципу Паули*, который запрещает любым двум тождественным ферми-частицам находиться в одинаковых квантовых состояниях, волновая функция системы таких частиц должна быть антисимметричной, то есть изменять знак при взаимной перестановке характеристик любой пары частиц. Обменное взаимодействие проявляется и в идеальных газах, когда силовым взаимодействием частиц можно пренебречь, определяя основное различие между вырожденными бозе- и ферми-газами – характер заселенности энергетических уровней (распределения Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака) и величину суммарной кинетической энергии. Оно также существенно влияет на результат силового взаимодействия тождественных частиц, т.е. на энергию их взаимодействия.

Обменный эффект зависимости средней энергии кулоновского взаимодействия электронов от взаимной ориентации их спинов определяет многие важные свойства вещества, в частности, он объясняет многие свойства магнетиков:

1. Внутриатомное обменное взаимодействие электронов лежит в основе *правил Хунда* заполнения валентных электронных оболочек атомов и ионов в зависимости от суммарного спинового и орбитального моментов оболочки, что в итоге определяет величину магнитного момента атома или иона и его парамагнитные свойства.

2. Обменное взаимодействие электронов двух соседних атомов является физической причиной образования *ковалентной связи* этих атомов в молекулах (например, в H_2) – электроны ковалентной пары имеют противоположно ориентированный спин, а их отрицательный заряд в среднем локализован между положительными зарядами ядер связываемых атомов. Такая конфигурация с антипараллельными спинами пары валентных электронов имеет более низкую энергию, чем конфигурация с параллельными спинами, и обеспечивает устойчивость молекулы.

3. В *ферромагнетиках* межатомные обменные интегралы имеют такие знаки, что энергетически выгодно состояние с параллельными спинами и магнитными моментами атомов и ионов в кристаллической решетке, а в *антиферромагнетиках* и в *ферримагнетиках* – такие знаки, что выгодно состояние с антипараллельными спинами и магнитными моментами соседних атомов и ионов в решетке.

В разных веществах встречается как *прямое обменное взаимодействие* (рис.10 а) (возникающее за счет непосредственного перекрытия электронных облаков соседних ионов в диэлектриках или электронов проводимости в проводниках), так и *непрямое обменное взаимодействие* (рис.10 б), которое бывает двух типов: *косвенное обменное взаимодействие* (возникает в проводниках, когда электронные облака локализованных в узлах решетки парамагнитных ионов перекрываются не непосредственно, а через их промежуточное перекрытие с облаками делокализованных электронов проводимости - сюда относятся, так называемые, sd-обмен в переходных d-металлах и sf-обмен в редкоземельных f-металлах) и *сверхобменное взаимодействие* (когда электронные облака парамагнитных ионов взаимодействуют через перекрытие с электронными облаками непарамагнитных ионов, расположенных между ними).

Рис.5.10 Основные типы обменного взаимодействия

Обменное взаимодействие в атомах и кристаллах – это часть усредненного электрического (кулоновского) взаимодействия, которая из-за квантового эффекта тождественности электронов влияет на взаимную ориентацию их спиновых магнитных моментов. В магнетиках важную роль играют также чисто магнитные взаимодействия орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов: *магнито-дипольное* и *спин-орбитальное* взаимодействия, определяя ориентацию вектора намагниченности вдоль определенных кристаллографических осей..

Парамагнитные атомы

Хорошо известно, что магнитные свойства атомов и ионов, как и прочие их физико-химические свойства, в основном определяются степенью заполнения электронами орбиталей внешней (валентной) оболочки. В главном приближении считается, что каждый электрон находится в сферически-симметричном электростатическом поле ядра и других электронов и, подобно электрону в атоме водорода, его состояние можно описать небольшим набором квантовых чисел: n- главным, l- орбитальным (определяет оболочки), m_z- магнитным и s_z- спиновым (на каждой оболочке может находиться до $2(2l+1)$ электронов: на s-оболочках $l=0$ до 2-х, на p-оболочках $l=1$ до 6-и, на d-оболочках $l=2$ до 10-и, на f- оболочках $l=3$ до 14-и и т.д.). Состояние атома или иона, то есть структура его многоэлектронной волновой функции, определяется электронной конфигурацией - распределением электронов по указанным одноэлектронным состояниям (число электронов на s-, p-, d-, f- оболочках). Отсюда следует, что полный магнитный момент свободного атома или иона в главном приближении

складывается из орбитальных и спиновых магнитных моментов отдельных тождественных электронов. Квантовые правила суммирования этих моментов зависят от состояния атома.

При последовательном заполнении атомной оболочки с ростом атомного номера вдоль определенного периода таблицы Менделеева, как правило, до середины оболочки происходит ее заселение электронами с параллельными спинами, а затем – электронами с противоположно ориентированными спинами, так что максимальный момент имеют оболочки, близкие к наполовину заполненным оболочкам. Полностью заполненные оболочки имеют равные нулю моменты импульса и магнитные моменты.

Приведем график максимального значения суммарного магнитного момента всех электронных оболочек $J_{zмакс}$ для всех химических элементов в зависимости от номера элемента Z (рис.12).

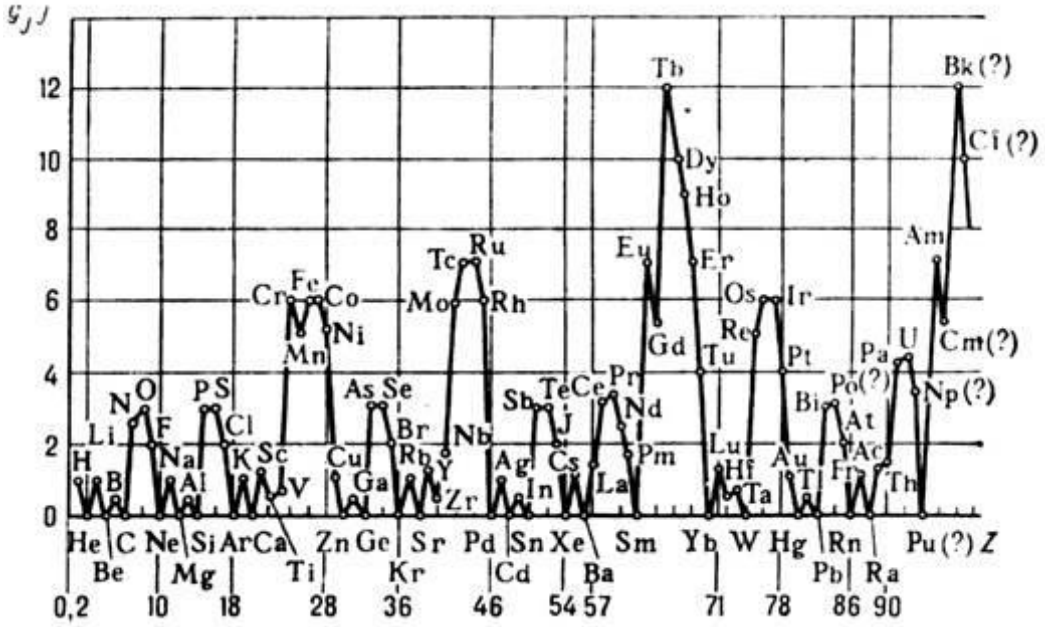


Рис. 12 Максимальные значения полных магнитных моментов $J_{zмакс}$ электронных оболочек атомов (в единицах $\mu_Б$) химических элементов в зависимости от их порядкового номера Z в таблице Менделеева .

График демонстрирует периодичность $J_{zмакс}$, совпадающую с периодами таблицы Менделеева и заполнения внешних оболочек. Видно, что наибольшие значения собственных магнитных моментов имеют атомы переходных элементов

с заполнением внешней оболочки, близким к ее половине. Именно у этих атомов наиболее ярко выражены парамагнитные свойства, поскольку внешнее магнитное поле оказывает на них наиболее сильное ориентирующее воздействие.

Парамагнетизм

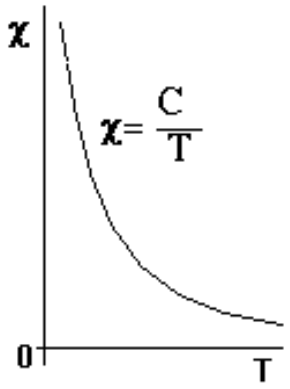
Парамагнетики – это вещества, в которых в отсутствие магнитного поля нет магнитного порядка и намагниченности, а во внешнем магнитном поле они намагничиваются в направлении поля. Величина парамагнитной восприимчивости $\chi_П$ мала: $\sim 10^{-7} - 10^{-4}$ при комнатной температуре.

В соответствии с тремя микроскопическими механизмами намагничивания в разных веществах выделяют трио основных типа парамагнетизма: 1) ориентационный парамагнетизм Ланжевена, 2) поляризационный парамагнетизм Ван Флека и 3) спиновый ориентационный парамагнетизм Паули.

1) ***Ориентационный парамагнетизм атомов и ионов.*** Первая теория парамагнитной восприимчивости была создана Ланжевеном в 1905 году. Ланжевен предположил, что парамагнитные атомы и ионы даже в отсутствие внешнего магнитного поля обладают собственными магнитными моментами $\mathbf{p}_m$ (как мы теперь понимаем, это предположение может быть обосновано только с помощью квантово-механических представлений о не полностью заполненных атомных электронных оболочках с ненулевыми спиновыми и/или орбитальными моментами), которые хаотично ориентированы в пространстве. При включении внешнего магнитного поля $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ на эти магнитные моменты действуют моменты сил ампера, стремящиеся ориентировать их вдоль поля. Однако этому препятствует тепловое хаотическое вращательное движение атомов, влияние которого пропорционально температуре, влияние которого пропорционально температуре T. Очевидно, что вектор намагниченности $\mathbf{J}$ будет параллелен $\mathbf{H} \parallel z$, и для системы из одинаковых атомов с концентрацией n

$$\left|\mathbf{M}\right| = n\left|\mathbf{p}_{mz}\right|, \tag{26}$$

где $\mathbf{p}_{mz}$ - среднее значение z-проекции атомного магнитного момента $\mathcal{M}_i$.



б)

Рис.13 температурная зависимость магнитной восприимчивости парамагнетиков.

Ланжевен показал, что соответствующая этому *намагниченность* дается выражением

$$\left|\mathbf{M}\right| = \frac{\mu_0 n \left|\mathbf{p}_m\right|^2}{3k_Б T} H = \chi_П H\,, \tag{27}$$

и *парамагнитная восприимчивость* равна

$$\chi_П = \frac{\mu_0 n \left|\mathbf{p}_m\right|^2}{3k_Б T} \tag{28}$$

Видно, что ланжевеновская парамагнитная восприимчивость обратно пропорциональна температуре, что согласуется с *законом Кюри* $\chi_П = \dfrac{C}{T}$ (рис. 13), экспериментально установленным для парамагнетиков, и позволяет выразить *постоянную Кюри* C через характеристики системы

$$C = \frac{\mu_0 n \left|\mathcal{M}_i\right|^2}{3k_Б} \tag{29}$$

Ланжевеновский ориентационный парамагнетизм является основным механизмом, определяющим парамагнитные свойства газов и конденсированных тел. Наиболее сильно он проявляется у газов и диэлектриков, содержащих любые атомы и ионы с частично заполненными внешними электронными оболочками, прежде всего - атомы и ионы переходных металлов групп *Fe*, *Pd* и *Pt* с частично заполненными d-оболочками и групп лантанидов и актинидов с частично

заполненными f-оболочками. Он дает также существенный вклад в парамагнетизм металлов.

2) ***Поляризационный парамагнетизм Ван Флека.*** Ланжевеновский парамагнетизм связан с ориентацией собственных магнитных моментов атомов и ионов, находящихся в основном невозбужденном состоянии. Однако внешнее магнитное поле оказывает возмущающее влияние на электронные оболочки атомов и ионов, несколько деформируя их, что может привести к индуцированию парамагнитного момента у атома или иона, не обладающего сферической симметрией или аксиальной симметрией относительно направления внешнего магнитного поля. С точки зрения теории возмущений это означает эффективное возбуждение состояний с ненулевым магнитным моментом, направленным вдоль магнитного поля, если энергия возбуждения таких состояний ΔE невелика. Образовавшийся таким образом парамагнитный вклад в намагниченность называется *парамагнетизмом Ван Флека*. В области температур $k_Б T \ll \Delta E$ ванфлековский вклад в восприимчивость не зависит от температуры. Ванфлековский поляризационный парамагнетизм наиболее сильно проявляется в соединениях, содержащих ионы с синглетным основным состоянием, в котором полный момент равен нулю $J = 0$ (ионы Eu^{3+}, Sm^{3+}, Pr^{3+}, Tm^{3+}, …).

3) ***Спиновый ориентационный парамагнетизм Паули.***

В металлах существенный вклад в парамагнетизм вносят электроны проводимости. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее влияние на спиновые магнитные моменты электронов.

В результате этого возникает намагниченность, сонаправленная с вектором напряженности магнитного поля, пропорциональная разности концентраций электронов со спинами, направленными по полю n_+ и электронов со спинами, направленными против поля n_-.

$$\mathbf{J} = \mu_Б (n_+ - n_-) \frac{\mathbf{H}}{|\mathbf{H}|} = \chi_П \mathbf{H}. \qquad (30)$$

где $\chi_П$ - *парамагнитная восприимчивость Паули*

$$\chi_{\text{П}} = \frac{\mu_0 m^* e^2}{4\pi m^2}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{1/3}. \qquad (31)$$

Для свободных электронов $m^* = m$ эта величина ровно в 3 раза превосходит абсолютную величину $|\chi_{Д,Л}|$ диамагнитной восприимчивости Ландау (25) и у газа свободных электронов парамагнетизм преобладает над диамагнетизмом. Однако поскольку $\chi_{\text{П}} \sim m^*/m^2$, а $|\chi_{Д,Л}| \sim 1/m^*$. то у металлов с малой эффективной массой $m^* \ll m$ вклад в магнитную восприимчивость, связанный с диамагнетизмом Ландау может превысить вклад, связанный с парамагнетизмом Паули.

Теория молекулярного поля Вейса для ферромагнетика

В 1907 г. П. Вейс построил феноменологическую теорию, описывающую переход между парамагнитным и ферромагнитным состояниями. Вейс предположил, что в однодоменном ферромагнетике на каждый атомный магнитный момент, кроме внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, действует еще магнитное поле $\mathbf{H}^*$, создаваемое всеми окружающими атомами и молекулами, причем напряженность этого поля пропорциональна намагниченности вещества $\mathbf{H}^* = \Lambda\,\mathbf{J}$. Поле $\mathbf{H}^*$ называют *молекулярным магнитным полем Вейса*, а коэффициент Λ называют *постоянной Вейса*. Согласно теории Вейса, на магнитный момент атома в ферромагнетике действует эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}_{\text{ЭФ}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}^* = \mathbf{H} + \Lambda\,\mathbf{J}. \qquad (32)$$

В итоге Ланжевен получил следующее выражение для *спонтанной намагниченности без внешнего магнитного поля*:

$$J_0 = \begin{cases} 0, & T \geq T_C \\ J_{нас}\sqrt{\dfrac{5}{3T_C}\left(T_C - T\right)}, & T < T_C \end{cases} \qquad (33)$$

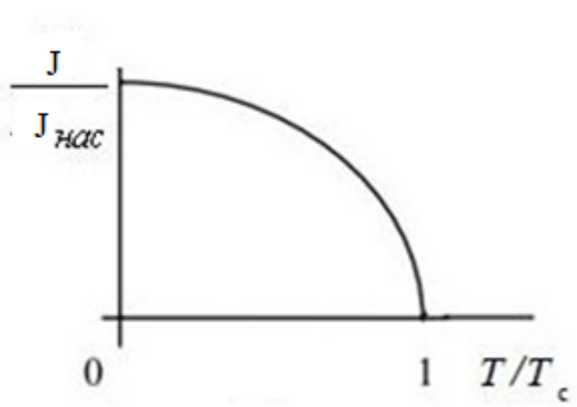
где $J_{нас} = n|\mathbf{p_m}_i|$ - *намагниченность насыщения*, $T_C = \dfrac{\mu_0 n|\mathcal{M}_i|^2 \Lambda}{3k_Б}$ - *температура Кюри* – температура фазового перехода между парамагнитным (при $T \geq T_C$) и ферромагнитным (при $T < T_C$) состояниями. Знаки $\pm$ соответствуют двум возможным противоположным ориентациям намагниченности. Из приведенных результатов очевидно, что T_C есть *температура Кюри* фазового перехода между парамагнитным и ферромагнитным состояниями,

При включении внешнего магнитного поля $H \neq 0$ возникает пропорциональная H добавка к намагниченности $\Delta M = \chi_{КВ} H$, причем *парамагнитная восприимчивость* $\chi_{КВ}$ равна

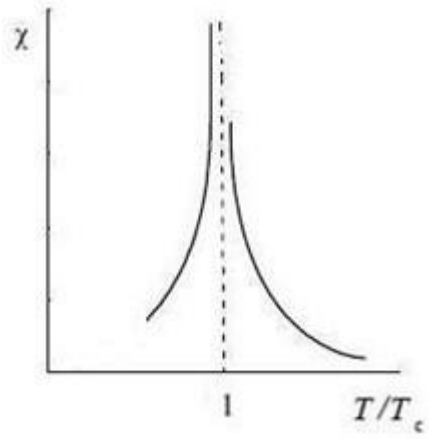
$$\chi_{КВ} = \begin{cases} \dfrac{C}{T - T_C}, & T \geq T_C, \\ \dfrac{C}{2(T_C - T)}, & T < T_C. \end{cases} \tag{34}$$

Последние формулы выражают *закон Кюри-Вейса*. Восприимчивость $\chi_П$ аномально возрастает при $T \to T_C$ с обеих сторон, как в парамагнитной области, так и в ферромагнитной.

На рис.16(а, б) представлены температурные зависимости спонтанной намагниченности ферромагнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля и магнитной восприимчивости в парамагнитной области.



а



б)

Рис.5.16 а) Температурная зависимость спонтанной намагниченности ферромагнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля б) температурная зависимость магнитной восприимчивости ферромагнетиков.

Магнитная восприимчивость антиферромагнетиков и ферримагнетиков

У антиферромагнетиков без магнитного поля имеет место взаимная компенсация магнитных моментов подрешеток и спонтанная намагниченность равна нулю. При включении внешнего магнитного поля антиферромагнетики намагничиваются. Магнитная восприимчивость у антиферромагнетиков сильно анизотропна. Это очевидно из рис.17: даже слабое поперечное внешнее магнитное поле легко наклоняет атомные магнитные моменты вдоль себя, однако продольное магнитное поле намагничивает образец только путем переворота всей противоположно ориентированной подрешетки, т.е. должно преодолеть сильное эффективное обменное поле. Поэтому у монокристалла ниже температуры Нееля $T = T_N$ поперечная магнитная восприимчивость $\chi_\perp$ велика и слабо зависит от температуры, а продольная магнитная восприимчивость $\chi_{||}$ равна нулю при $T = 0$ и растет с температурой, сравниваясь с $\chi_\perp$ при $T = T_N$. У поликристалла средняя магнитная восприимчивость при низких температурах растет с температурой, достигая максимального значения при $T = T_N$. Выше температуры Нееля в парамагнитной области $T > T_N$ магнитная восприимчивость спадает по гиперболическому закону $\chi_{АФ} = C/(T - \theta)$, где отрицательный параметр $\theta < 0$ имеет размерность температуры (рис.17).

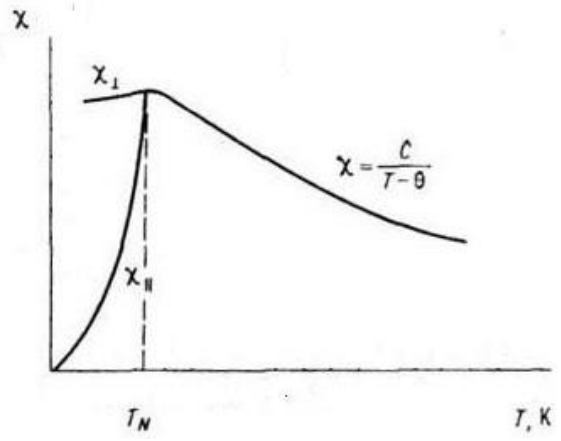


Рис.17. Температурные зависимости продольной и поперечной магнитной восприимчивости антиферромагнетиков .

У ферримагнетиков температурные зависимости спонтанной намагниченности и восприимчивости значительно сложнее и сильно различаются у разных веществ. Например, в некоторых веществах ниже точки Нееля при понижении температуры спонтанная намагниченность может не расти монотонно, как у ферромагнетиков, а начать убывать в некотором диапазоне температур вплоть до нулевого значения в точке компенсации намагниченностей подрешеток, а затем снова нарастать. В парамагнитной области выше температуры Нееля ферримагнетики не подчиняются закону Кюри-Вейса, их магнитная восприимчивость как функция температуры $\chi_\Phi = \chi_\Phi(T)$ не описывается одной гиперболой: при очень высоких температурах $T \gg T_N$ зависимость $\chi_\Phi(T)$ близка к зависимости, характерной для антиферромагнетика, а ближе к температуре Нееля при $T \geq T_N$ она близка к зависимости, характерной для ферромагнетика, т.е. $\chi_\Phi(T) \to \infty$ при $T \to T_N$.

Домены. Кривая намагничивания ферромагнетиков. Магнитный гистерезис

Металлическое железо имеет температуру Кюри $T_C = 769°C$ и при комнатной температуре находится в ферромагнитном состоянии, однако обычно при комнатной температуре намагниченность макроскопического образца железа

практически равна нулю и, чтобы намагнитить, его следует подержать в достаточно сильном внешнем магнитном поле. Такое поведение характерно и для других ферромагнетиков ниже своей температуры Кюри. Объяснение этому дал П.Вейс, который в 1907г. ввел представление о *ферромагнитных доменах*. *Ферромагнитные домены* – это макроскопические области в объеме ферромагнетика, различающиеся ориентацией вектора спонтанной намагниченности $\mathbf{J}$ (рис.18). Основной причиной возникновения доменов является резкое уменьшение *магнитостатической энергии* ферромагнитного образца при формировании доменной структуры. *Магнитостатическая энергия* W_m обусловлена магнито-дипольным взаимодействием магнитных моментов атомов и ионов; в отсутствие внешнего поля ее можно представить как энергию взаимодействия намагниченности $\mathbf{J}$ с магнитостатическим полем $\mathbf{H}_m$, создаваемым этой намагниченностью (его источники и стоки называют магнитными зарядами и изображают магнитными полюсами S и N, внутри образца $\mathbf{H}_m$ называют *размагничивающим полем*),

$$W_m = -\frac{\mu_0}{2}\int_V \mathbf{J}\mathbf{H}_m dV = \frac{\mu_0}{2}\int_\infty \mathbf{H}_m^2 dV\,, \qquad (5.92)$$

где V - объем образца, а последний интеграл берется по всему бесконечному пространству, занятому полем $\mathbf{H}_m$ (равенство доказывается методами электродинамики магнетиков). Рисунок (рис.18) иллюстрирует образование полидоменной структуры из монодоменной, видно, что при этом происходит дробление магнитных полюсов и ослабление поля вне образца, в результате чего создаваемый доменами магнитный поток замыкается внутри кристалла, уменьшая объем, занимаемый магнитным полем, а значит, и энергию магнитного поля. В результате образования доменной структуры нарушается параллельность атомных магнитных моментов и несколько возрастают полные *обменная энергия*, *энергия магнитной анизотропии* и *магнитоупругая энергия* образца.

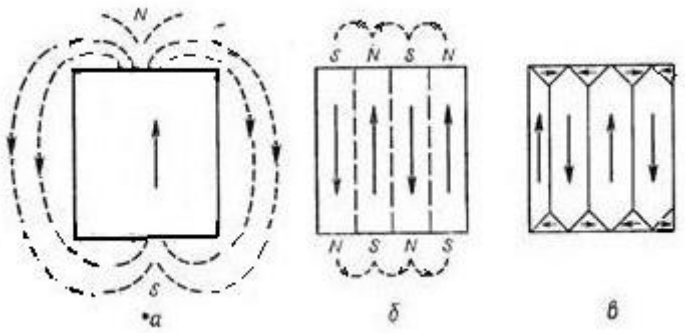


Рис.5.18. Образование доменной структуры

Размеры, форма, ориентация и количество доменов определяются условиями минимальности полной (свободной) энергии ферромагнитного образца, которая равна сумме указанных энергий. Векторы намагниченностей доменов, как правило, ориентированы вдоль кристаллографических *осей легкого намагничивания*, определяемых минимальностью *энергии магнитной анизотропии*, в основе которой лежит, прежде всего, магнито-дипольное и спин-орбитальное взаимодействие магнитных моментов. В итоге внутри макроскопического ферромагнитного кристалла образуется некоторая упорядоченная доменная структура, называемая *доменной решеткой* (рис.5.18 б-в).Тип доменной структуры также сильно зависит от распределения примесей и других дефектов кристаллической структуры, от ориентации поверхностей образца относительно кристаллографических осей и проч. Обычно в толще ферромагнетика домены имеют размеры $10^{-6} - 10^{-4}$ м, но у поверхностей образца они могут быть значительно более мелкими.

Соседние ферромагнитные домены разделены переходными слоями, называемыми *доменными стенками*, в которых происходит переориентация спинов от ориентации одного домена к другому. Доменные стенки между противоположно ориентированными доменами называют *стенками Блоха*, если внутри них переворачивающиеся атомные магнитные моменты остаются в плоскостях, параллельных границам соседних доменов и - стенками Нееля (реализуются в тонких магнитных пленках), если внутри них переворачивающиеся атомные магнитные моменты имеют составляющие,

которые перпендикулярны границам соседних доменов. Толщина доменной стенки обычно порядка 10^{-8} м.

При воздействии внешнего магнитного поля **H** ферромагнетик намагничивается и приобретает отличный от нуля магнитный момент. В процессе намагничивания можно выделить три стадии. В области малых полей увеличение напряженности внешнего магнитного поля приводит к смещению границ между соседними доменами и увеличению размеров тех доменов, направления векторов намагниченности в которых мало отличаются от направления внешнего поля. В этом диапазоне полей рост намагниченности происходит плавно и обратимо. При дальнейшем увеличении внешнего поля происходит необратимая переориентация векторов спонтанной намагниченности доменов в направлении внешнего поля (с изменением поля переворот отдельных доменов происходит скачкообразным образом, что можно наблюдать при соответствующем разрешении на кривой намагничивания или в других экспериментах (*скачки Баркгаузена*)). Третья стадия - это так называемый парапроцесс. Намагничивание завершается, почти достигая насыщения, дальнейшее небольшое ее изменение обусловлено только подавлением внешним магнитным полем температурного разупорядочения.

В результате величина суммарной намагниченности **J** (и индукции $\mathbf{B}=\mu_0(\mathbf{H}+\mathbf{J})$) изменяется с **H** нелинейным образом, зависимость $M=M(H)$ или $B=B(H)$ называется *кривой намагничивания* (кривые *1* на рис.19), наклон этих кривых характеризуется *дифференциальными магнитными восприимчивостью* $\chi=dM/dH$ и *проницаемостью* $\mu=dB/dH$. Если **J** и **H** начинают свой рост одновременно от нулевых значений, то соответствующие нелинейные кривые зависимостей $M=M(H)$ или $B=B(H)$ называются *кривыми первоначального намагничивания*, их начальная крутизна характеризуется *начальными магнитными восприимчивостью* $\chi_a=\lim\limits_{H\to 0} J/H$ и *проницаемостью* $\mu_a=\lim\limits_{H\to 0} B/H$.

При циклическом изменении **H** кривые намагничивания приобретают специфический вид замкнутых кривых, называемых *петлями магнитного гистерезиса* (кривые *2* на рис.19). Асимптотическое значение намагниченности в

очень сильном поле есть *намагниченность насыщения* J_S, при уменьшении поля происходит размагничивание образца, значение намагниченности J_R при $H=0$ называется *остаточной намагниченностью*, а *коэрцитивной силой* называется напряженность поля $-H_C$, при которой намагниченность образца становится равной нулю. Площадь внутри петли гистерезиса равна энергии одного циклического перемагничивания образца. *Магнитно-твердые материалы* обладают широкой петлей гистерезиса и высокой коэрцитивной силой $H_C \sim 10^3 - 10^6$ А/м (их используют для изготовления постоянных магнитов и для магнитной записи) (рис.5.19, *а*). *Магнитно-мягкие материалы* обладают узкой петлей гистерезиса (рис.5.19, *б*), малой коэрцитивной силой $H_C \leq 800$ А/м и большими (до 10^6) значениями χ и μ (их применяют для изготовления сердечников трансформаторов, электромагнитов, катушек индуктивности, в СВЧ-устройствах и т. п.).

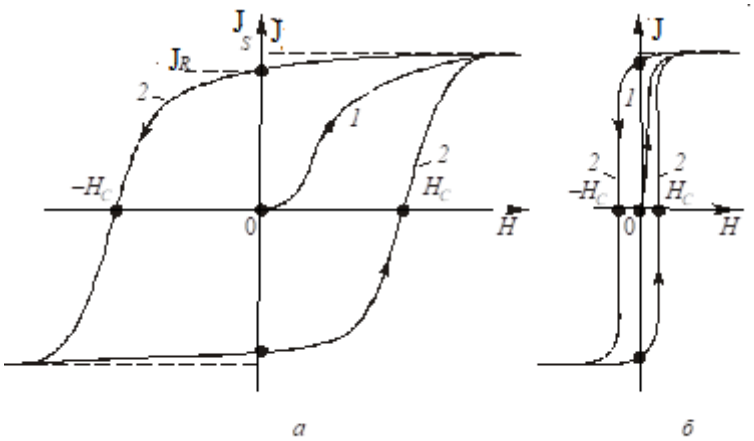


Рис.5.19 Магнитный гистерезис у а) магнитно-твердого и б) магнитно-мягкого материалов

В некоторых *антиферромагнетиках* также наблюдаются *антиферромагнитные доменные структуры*. Их возникновение не связано с эффектом уменьшения энергии магнитного поля вне образца, поскольку у антиферромагнетика такое поле, как и намагниченность, равно нулю. Существование антиферромагнитных доменных структур объясняют тем, что в процессе образования антиферромагнетика, при переходе через точку Нееля, у разных зародышей антиферромагнитной фазы направления векторов антиферромагнетизма могут быть ориентированы вдоль разных

кристаллографических осей. Устойчивость ориентации векторов антиферромагнетизма в этих направлениях у разных доменов связывают с влиянием примесей и других дефектов кристаллической решетки.

Спиновые волны. Магноны

Спиновые волны – это возмущения магнитного упорядочения ферро-, антиферро- и ферримагнетиков, способные распространяться в виде волн в объеме или на поверхности этих магнитных материалов. Название связано тем, что магнитное упорядочение обычно определяется упорядочением спиновых магнитных моментов атомов и ионов в кристаллической решетке, а элементарным квантовым актом изменения направления атомного магнитного момента является *элементарное возбуждение*, которое состоит в перевороте спина (т.е. в изменении знака проекции этого спина на направление намагниченности решетки или подрешетки) одного или нескольких электронов на частично заполненных атомных оболочках, причем из-за обменного и магнитостатического взаимодействия такое элементарное возбуждение не остается локализованным на ионе, а распространяется по кристаллической решетке в виде *спиновой волны*. При последовательно квантовом микроскопическом описании каждую спинволновую моду можно описывать как *квазичастицу*, называемую *магноном*. Спиновые волны являются магнитным аналогом *упругих волн*, а магноны являются аналогом *фононов*, они тоже подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна с нулевым химическим потенциалом, т.е. статистике Планка, как и *фотоны*. Существование спиновых волн в ферромагнетиках было впервые предсказано Ф. Блохом в 1930 г. В каждом узле кристаллической решетки атомный спин прецессирует с частотой ω вокруг кристаллографической оси. что описывается бегущей волной неоднородной прецессии, которая и есть *спиновая волна*(рис.20).

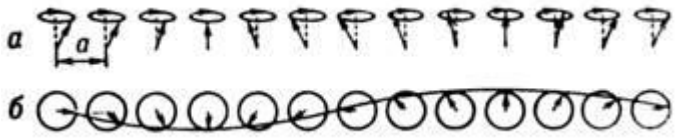


Рис. 20 Спиновая волна в линейной цепочке спинов: а) вид цепочки спинов в перспективе (сбоку); б) вид цепочки спинов сверху; волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов.