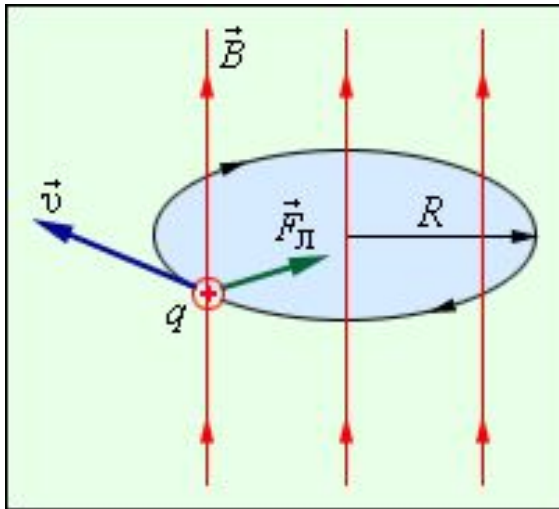


Движение заряженных частиц в магнитном поле

Силой Лоренца называется сила, действующая на заряженную частицу, движущуюся во внешнем электромагнитном поле.

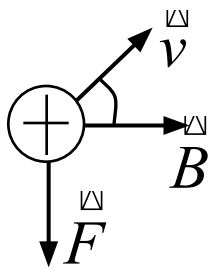
$$\vec{F} = [e \cdot \vec{v} \cdot \vec{B}]$$



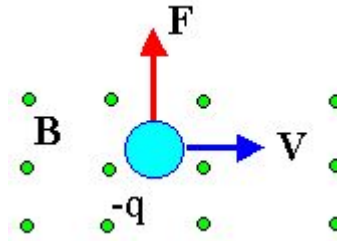
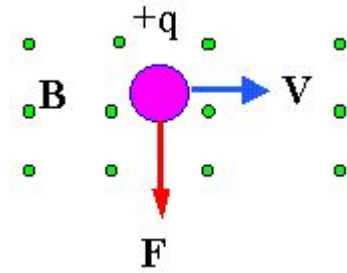
Направление силы Лоренца зависит от знака заряда и перпендикулярно к плоскости, в которой лежат вектора \vec{v} и \vec{B}

Таким образом сила Лоренца **максимальна**, если направление движения частицы перпендикулярно магнитному полю ($\alpha = \pi/2$), **равна нулю**, если частица движется вдоль направления поля \vec{B} ($\alpha = 0$).

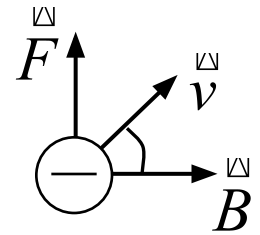
Сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости и поэтому она не совершает работы, не изменяет модуль скорости заряда и его кинетической энергии. Но направление скорости изменяется непрерывно



$$\vec{F} = q \cdot [\vec{V} \times \vec{B}]$$



$$\vec{F} = -q \cdot [\vec{V} \times \vec{B}]$$



Сила Лоренца будет изменять только направление скорости, заставляя заряд описывать криволинейную траекторию.

Приравнявая силу Лоренца

$$\mathbf{F} = e \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{B} \cdot \sin \alpha$$

центробежной силе

$$\mathbf{F} = \frac{mv^2}{R}$$

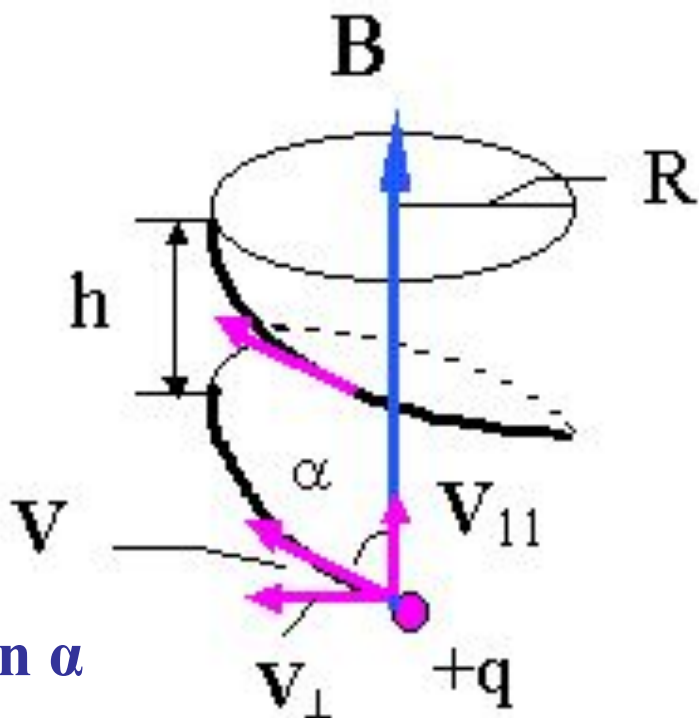
можно рассчитать радиус кривизны R траектории заряда в том месте, где существует магнитное поле B:

$$e \cdot V \cdot B \cdot \sin \alpha = \frac{mv^2}{R}$$

$$R = \frac{m \cdot v}{e \cdot B \cdot \sin \alpha}$$

Если магнитное поле однородное и постоянное, то радиус кривизны траектории не меняется (Const).

Если составляющая скорости вдоль направления поля $V_{\parallel} = V \cdot \cos \alpha \neq 0$, то заряд будет описывать винтовую линию вокруг оси, ориентированной по направлению поля.



Движение заряженной частицы, влетевшей под углом $\alpha \neq \pi/2$ в магнитное поле B

$$V_{\perp} = V \cdot \sin \alpha$$

$$V_{\parallel} = V \cdot \cos \alpha$$

При $\alpha = \pi/2$, $\sin \alpha = 1$, $\cos \alpha = 0$, заряд будет описывать окружность, плоскость которой перпендикулярна к направлению поля.

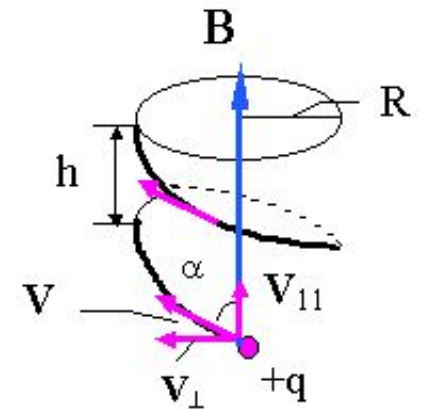
Период обращения частицы (время одного оборота) не зависит от скорости, если скорость частицы много меньше скорости света в вакууме. В противном случае период обращения частицы возрастает в связи с возрастанием релятивистской массы.

Частота обращения вокруг направления магнитного поля $\omega = \frac{v}{R} = \frac{e}{m} B$ не зависит от скорости электронов.

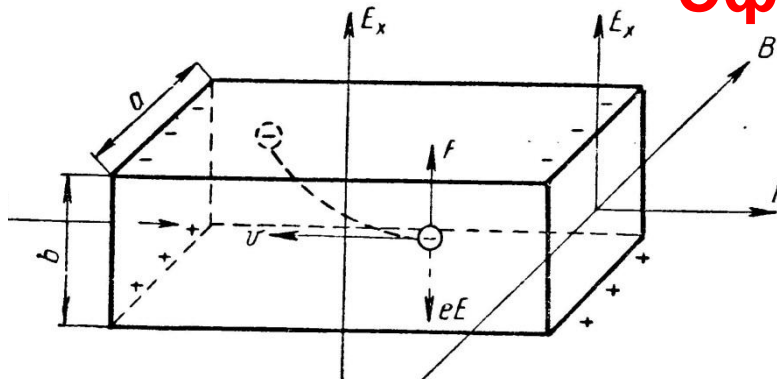
период обращения частицы:
$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$

Расстояние h , которое проходит частица за время T вдоль магнитного поля B (шаг винтовой траектории), определяется по форм

$$h = v \cdot \cos \alpha \cdot T$$



Эффект Холла



Магнитное поле действует также и на те электроны внутри проводников, упорядоченное движение которых образует ток.

Американский ученый Э.Холл обнаружил, что в проводнике, помещенном в магнитное поле, возникает разность потенциалов (поперечная) в направлении, перпендикулярном вектору магнитной индукции ***V*** и току ***I***, вследствие действия силы Лоренца на заряды, движущиеся в этом проводнике.

Под действием силы Лоренца $F=e \cdot V \cdot B$ электроны будут описывать криволинейную траекторию.

На верхней поверхности проводника появится избыточное количество электронов, и она зарядится отрицательно. Между верхней и нижней поверхностями появится разность потенциалов - **эффект Холла**

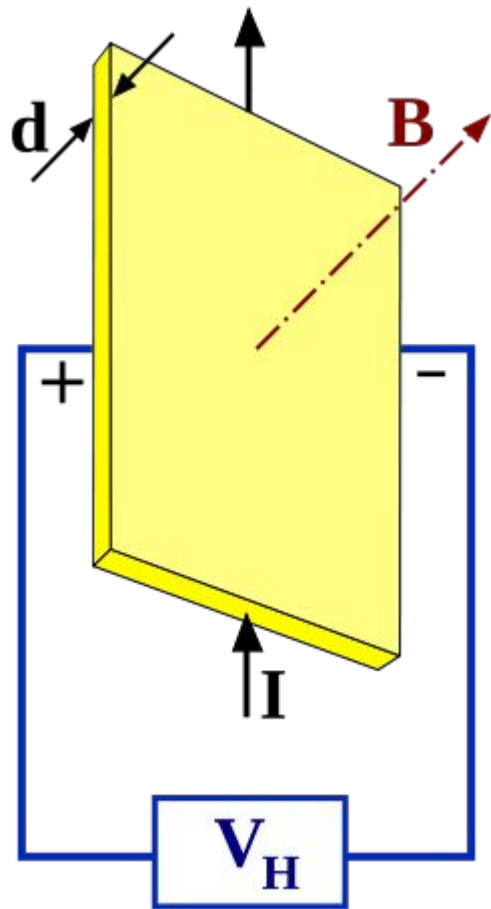
Напряженность электрического поля между этими поверхностями E_x перпендикулярна к V и поэтому на электрон действует сила $F= e \cdot E_x$, направленная против силы Лоренца.

В установившемся состоянии должно соблюдаться равенство

$$e \cdot E_x = e \cdot V \cdot B$$

сила тока через проводник

$$I = n \cdot e \cdot V \cdot S \quad S = a \cdot b$$



Тогда напряженность поля

$$E_x = \frac{1}{n \cdot e} \cdot B \cdot \frac{I}{S}$$

а разность потенциалов между верхней и нижней поверхностями равна:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E_x b = \frac{1}{n \cdot e} \cdot \frac{I \cdot B}{a}$$

$$\frac{1}{n \cdot e} = R$$

коэффициент Холла.

измерение коэффициента Холла R позволяет определить характер проводимости (электронный - постоянная Холла имеет отрицательное значение или дырочный - постоянная Холла имеет положительное значение), а также концентрацию носителей тока n .

Действие магнитного поля на контур с током

на каждый из двух бесконечных прямолинейных проводника с током, находящихся в магнитном поле, действует сила

$$F = I_1 \cdot B_2 \cdot l = I_2 \cdot B_1 \cdot l = \mu\mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2}{2\pi r} \cdot l$$

действие магнитного поля на замкнутый проводник с током.



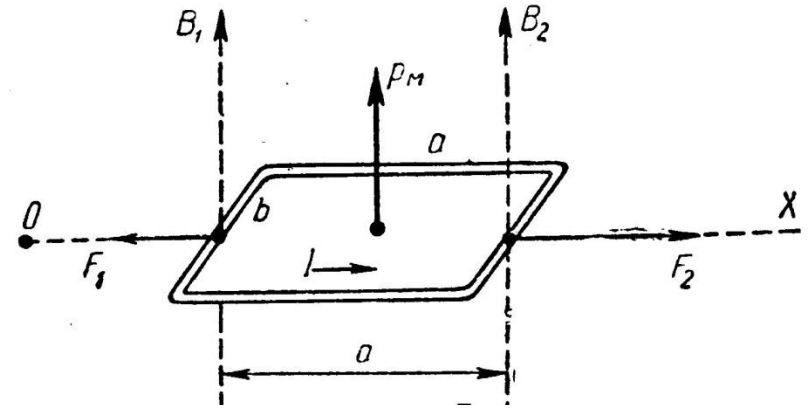
В случае если магнитное поле однородно, то силы только деформируют контур (в зависимости от направления тока), а равнодействующая этих сил равна нулю.

Если магнитное поле неоднородно, то контур не только деформируется, но и перемещается в ту область, куда направлена равнодействующая сил.

1) *первый случай* - прямоугольная рамка, плоскость которой перпендикулярна направлению поля, причем вектор B возрастает вдоль оси Ox по линейному закону.

$$B_2 - B_1 = \frac{\partial B}{\partial x} a$$

$$F_2 > F_1$$



Направление силы определяется по правилу левой руки

На контур действует сила

$$F = F_2 - F_1 = I \cdot b \cdot B_2 - I \cdot b \cdot B_1 =$$

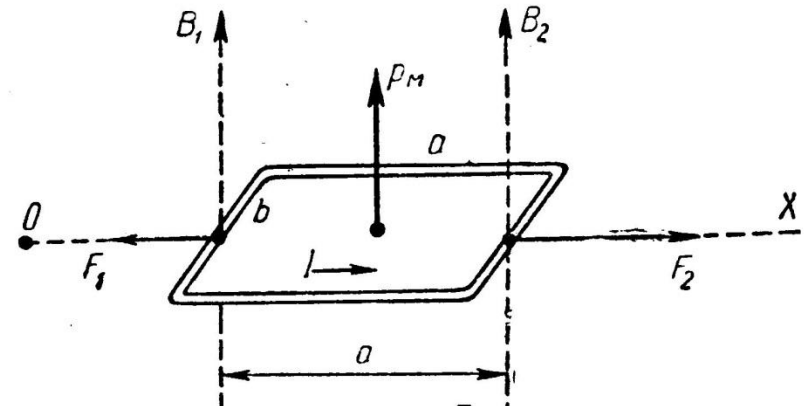
$$= \frac{\partial B}{\partial x} I \cdot a \cdot b = \frac{\partial B}{\partial x} I \cdot S$$

$S = a \cdot b$ – площадь рамки

Условимся характеризовать контур с током вектором \vec{p}_m , численно равным $\vec{p}_m = \vec{I} \cdot \vec{S}$ и направленным перпендикулярно к плоскости контура в соответствии с правилом правого буравчика, ручка которого вращается по току.

В случае неоднородного поля

Если $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{p}_m$ на контур действует сила, направленная в сторону увеличения B , т.е. контур будет **втягиваться** в поле



Если $\vec{B} \uparrow \downarrow \vec{p}_m$, то сила направлена в сторону уменьшения B , т.е. контур будет **выталкиваться** из поля.

Если поле однородно и $B_2 = B_1$, то силы равны и только деформируют контур (сжимают или растягивают его в зависимости от направления тока).

2) второй случай – пусть теперь плоскость контура составляет некоторый угол α с направлением поля, а поле - однородно.

Пусть стороны b перпендикулярны индукции B , тогда на стороны a будут действовать силы: $F_a = I \cdot B \cdot a$, составляющие пару сил с моментом

$$M = F_a \cdot b \cdot \sin\alpha = I \cdot B \cdot a \cdot b \cdot \sin\alpha = B \cdot I \cdot S \cdot \sin\alpha$$

На стороны b действуют силы, лежащие в плоскости рамки и деформирующие ее

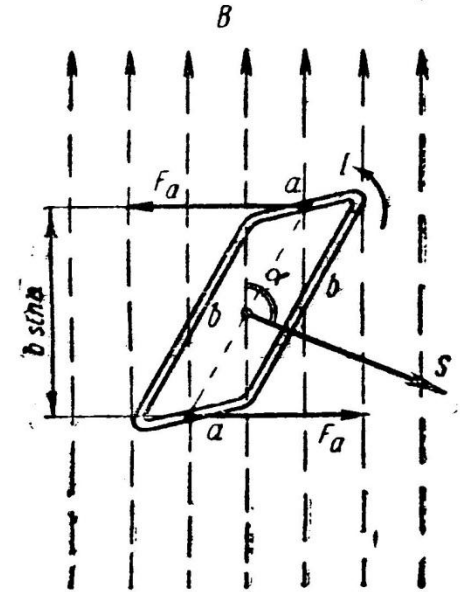
максимальное значение вращающего момента, действующего на замкнутый контур с током, помещенный в магнитное поле

$$M = B \cdot I \cdot S$$

Этот момент стремится повернуть контур с током так, чтобы плоскость контура была бы перпендикулярна к \vec{B}

В общем случае, когда поле неоднородное, а контур с током имеет произвольную форму, магнитное поле деформирует контур, поворачивает его и перемещает его к областям с большей индукцией \vec{B}

Если контур с током представляет собой катушку или соленоид с n витками, то вращающий момент $M = B \cdot I \cdot S$ нужно умножить на число витков n .



Посчитаем работу, совершаемую моментом M при повороте контура с током на угол $d\alpha$:

$$dA = M \cdot d\alpha = I \cdot B \cdot S \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha = I \cdot d(B \cdot S \cdot \cos\alpha) = I \cdot d\Phi$$

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos\alpha$$

поток вектора индукции магнитного поля через площадку S (сокращенно – магнитный поток)

Для неоднородного магнитного поля.

$$d\Phi = B \cdot \cos \alpha \cdot dS$$

$$\Phi = \int_S B \cos \alpha dS$$

Тогда работа, совершаемая моментом M , действующим на контур с током, при повороте на угол α равна:

$$\Delta A = M \cdot \Delta\alpha = I \cdot \Delta\Phi$$

$\Delta\Phi$ – изменение магнитного потока, охватываемого контуром

Магнитный поток измеряется в Веберах (Вб)

Если в однородном магнитном поле при повороте одиночного замкнутого контура с током в один ампер совершается работа в один джоуль, то изменение магнитного потока, охватываемого контуром, равно одному веберу:

$$1\text{Вб} = 1\text{Дж}/\text{А} = 1 (\text{Н}\cdot\text{м})/\text{А}$$

$$1\text{Вб} = 1\text{Тл}\cdot 1\text{ м}^2$$

Произведение $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ или для соленоида с n витками $\mathbf{I} \cdot n \cdot \mathbf{S}$

$$I \cdot S = p_m$$

магнитный момент
замкнутого контура

Если представить магнитный момент в виде вектора, ориентированного перпендикулярно площадке S (в направлении куда двигался бы буравчик, вращаемый по направлению тока), тогда

$$M = B \cdot I \cdot S \cdot \sin \alpha = \left[\begin{array}{c} \boxtimes \\ p_m \\ \boxtimes \end{array} B \right]$$

Магнитный момент
измеряется в ($A \cdot m^2$)

Выяснилось, что частицы, входящие в состав атома, обладают также магнитными моментами, вовсе не связанными с какими-либо движениями зарядов, то есть с токами. Для них магнитный момент является таким же «врожденным» качеством, как заряд, масса и т. п.

Магнитным моментом обладает даже частица, не имеющая электрического заряда,— нейтрон, составная часть атомных ядер. Магнитным моментом обладают поэтому и атомные ядра. Это- **спиновый** магнитный момент

Электроны, вращающиеся по замкнутым орбитам, также имеют магнитный момент, он называется **орбитальным**

Пусть электрон вращается по окружности радиуса R с постоянной скоростью v

Сила тока такого движения

$$I = e \cdot \frac{v}{2\pi R}$$

число оборотов в единицу времени

тогда

$$p_m = IS = e \frac{v}{2\pi R} \cdot \pi R^2 = \frac{1}{2} evR$$

Умножив и разделив выражение на массу электрона, получим

$$p_m = \frac{e}{2m} mvR = \frac{e}{2m} p$$

магнитный момент
электронной орбиты

механический момент
количества движения
электрона на орбите

В атомах и молекулах различных тел имеется множество электронов, вращающихся по орбитам. Так как магнитный момент – вектор, ориентированный перпендикулярно к плоскости орбиты, то можно найти векторную сумму магнитных моментов всех электронов, входящих в состав атомов или молекул.

Известно, что электрон, вращающийся по орбите как волчок, независимо от своего движения по орбите имеет определенный магнитный и механический момент, причем

$$\frac{p_m}{p} = \frac{e}{m}$$

Суммируя магнитные моменты, существующие в данном атоме, молекуле нужно учитывать не только моменты замкнутых орбит, но и собственные магнитные моменты самих электронов.

Магнитные моменты электронов и атомов

- Различные среды при рассмотрении их магнитных свойств называют **магнетиками**.
- Все вещества в той или иной мере взаимодействуют с магнитным полем.
- У некоторых материалов магнитные свойства сохраняются и в отсутствие внешнего магнитного поля.
- Намагничивание материалов происходит за счет токов, циркулирующих внутри атомов – вращения электронов и движения их в атоме.
- Поэтому намагничивание вещества следует описывать при помощи реальных атомных токов, называемых «амперовскими» токами.

Магнитное поле в веществе

Если проводники с током находятся в какой-либо среде, магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что любое вещество является **магнетиком**, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

Намагниченное вещество создает магнитное поле \vec{B}' , которое накладывается на обусловленное токами поле \vec{B}_0 . Оба поля в сумме дают результирующее поле:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

Индукция магнитного поля, создаваемого электрическими токами в веществе, отличается от индукции магнитного поля, создаваемого теми же токами в вакууме.

Физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция магнитного поля в однородной среде \vec{B} отличается по модулю от индукции магнитного поля в вакууме \vec{B}_0 , называется **магнитной проницаемостью**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

Одним из важнейших свойств электрона является наличие у него не только электрического, но и собственного магнитного поля. Собственное магнитное поле электрона называют **спиновым** (spin – вращение). Электрон создает магнитное поле также и за счет орбитального движения вокруг ядра, которое можно уподобить круговому микротоку. Спиновые поля электронов и магнитные поля, обусловленные их орбитальными движениями, и определяют широкий спектр магнитных свойств веществ.

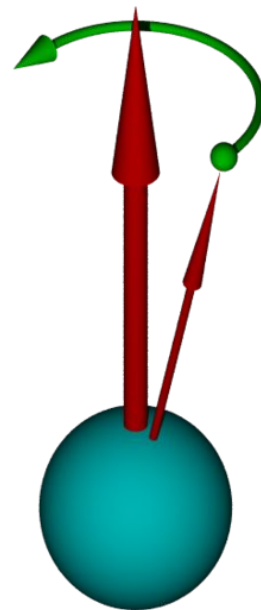
Вектор \vec{B}' собственного магнитного поля среды можно представить в зависимости от вектора \vec{B}_0 намагниченного поля:

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0$$

χ - магнитная восприимчивость

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0 = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\mu = 1 + \chi$$



При внесении атома любого вещества в магнитное поле каждый электрон продолжает двигаться по своей орбите, образуя орбитальный ток. Однако теперь на этот ток, как на рамку с током, действует вращательный момент.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}]$$

Это приводит к тому, что электронная орбита приобретает дополнительное вращение. Частоту вращения можно найти по формуле:

$$\vec{\omega}_L = -\gamma \vec{B} = \frac{e}{2m} \vec{B}.$$

под влиянием внешнего магнитного поля связанные с электронной орбитой векторы \vec{L}_e и \vec{p}_m вращаются с той же самой угловой частотой ω_L . При этом они описывают круговые конические поверхности с общей вершиной в центре орбиты электрона O вокруг оси, параллельной направлению индукции магнитного поля \vec{B}

Частота ω_L называется **Ларморовой частотой**, а возникающее под действием поля дополнительное движение орбиты электрона называется **Ларморовой прецессией**.

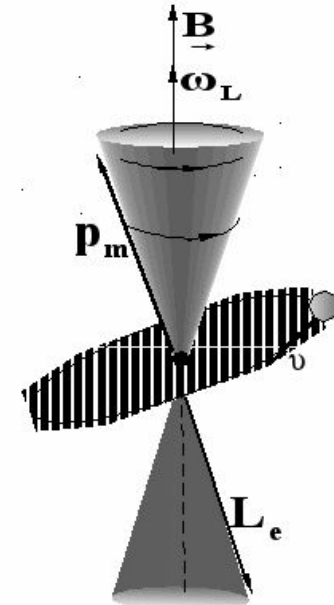


Рис. 2.3. Вращение магнитного и механического моментов электрона в магнитном поле

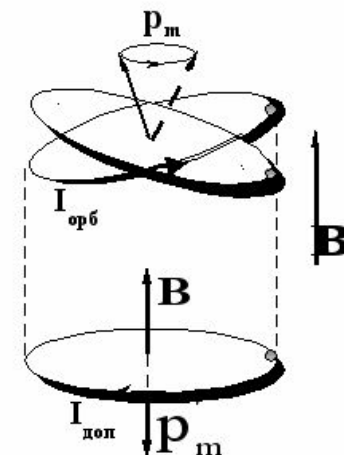


Рис. 2.4. Дополнительный круговой ток и индуцированный магнитный момент

теорема Лармора: единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и магнитного момента электрона с угловой скоростью ω_L вокруг оси, проходящей через ядро атома и параллельной вектору B .

Ларморова частота ω_L одинакова для всех электронов, входящих в атом.

Дополнительное движение электронной орбиты обуславливает дополнительное движение электрона, которому соответствует дополнительный круговой ток, направленный в другую сторону по сравнению с орбитальным током

$$I_{\text{доп}} = ev' = e \frac{\omega_L}{2\pi}$$

Этот ток создает свой магнитный \vec{P}_m момент. Дополнительный магнитный момент направлен в сторону, противоположную магнитному полю. Он называется *индуцированным*, или *наведенным* магнитным моментом.

Так как электронные микротоки существуют в каждом веществе, то Ларморова прецессия возникает у всех без исключения веществ

$$\vec{P}_m = IS\vec{n} = evS\vec{n} = \frac{e\omega}{2\pi} S\vec{n} = \frac{e\omega r}{2\pi r} S\vec{n} = \frac{e\mathcal{D}}{2\pi r} S$$

S - площадь орбиты электрона, \vec{n} - единичный вектор нормали к S .

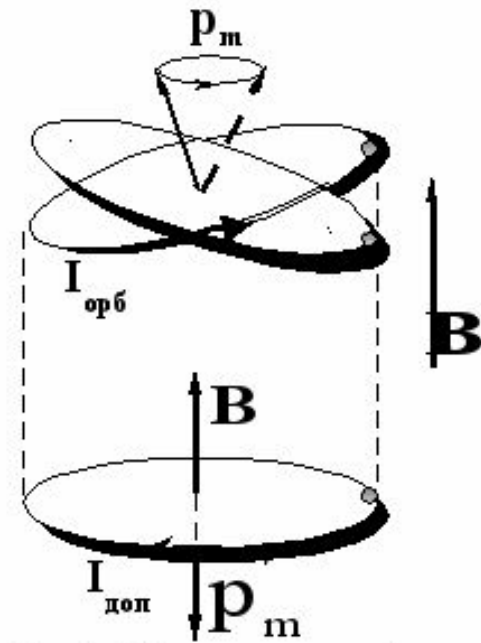
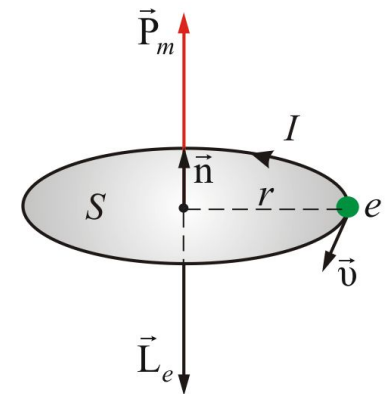


Рис. 2.4. Дополнительный круговой ток и индуцированный магнитный момент



- При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов – **макротоки и микротоки**.
- **Макротоками** называются токи проводимости и конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел.
- **Микротоками** (молекулярными токами) называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах.
- Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками и внутреннего или собственного, магнитного поля, создаваемого микротоками.

- Характеризует магнитное поле в веществе вектор, равный геометрической сумме $\vec{B}_{\text{внеш}}$ и $\vec{B}_{\text{внутр}}$ магнитных полей:

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{внеш}} + \vec{B}_{\text{внутр}}.$$

- Количественной характеристикой намагниченого состояния вещества служит векторная величина – **намагниченность** \vec{J} , равная отношению магнитного момента малого объема вещества к величине этого объема:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mi},$$

- Намагниченность изотропной среды с напряженностью связаны соотношением:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}.$$

- Большинство тел намагничивается очень слабо и величина индукции магнитного поля B в таких веществах мало отличается от величины индукции магнитного поля в вакууме .
- Если магнитное поле слабо усиливается в веществе, то такое вещество называется *парамагнетиком*.
- если ослабевает, то это *диамагнетик*.
- Но есть вещества, обладающие сильными магнитными свойствами.
- Такие вещества называются *ферромагнетиками*

Слабо-магнитные вещества

парамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю,

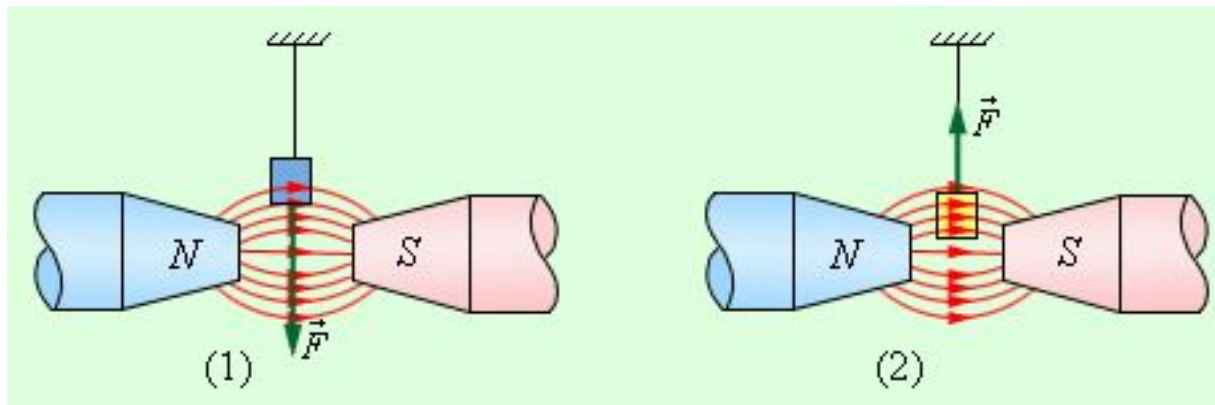
$$\chi > 0; \mu > 1$$

диамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля

$$\chi < 0; \mu < 1$$

Образцы из пара- и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по-разному – парамагнетики втягиваются в область сильного поля, диамагнетики – выталкиваются



Парамагнетик (1) и диамагнетик (2) в неоднородном магнитном поле

Пара- и диамагнетизм объясняется поведением электронных орбит во внешнем магнитном поле.

Явление диамагнетизма было открыто М. Фарадеем в 1845 г.

У атомов диамагнитных веществ в отсутствие внешнего поля собственные магнитные поля электронов и поля, создаваемые их орбитальным движением, полностью скомпенсированы. Возникновение диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается компенсация магнитных полей. Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным **против** направления индукции внешнего поля.

Диамagnetики в магнитном поле

- **Диамagnetизм** (от греч. *dia* – расхождение и *magnetismos* – магнетизм) – свойство веществ намагничиваться навстречу приложенному магнитному полю.
- **Диамagnetиками называются вещества**, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl и др.).

- При внесении диамагнитного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты.
- В пределах малого объема ΔV изотропного диамагнетика наведенные магнитные моменты ΔP_m всех атомов одинаковы и направлены *противоположно вектору* \vec{B} .
- Вектор намагниченности диамагнетика равен

$$\vec{J} = \frac{n\Delta P_m}{\Delta V} = n_0\Delta P_m = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \chi = \vec{H} \cdot \chi$$

- Для всех диамагнетиков $\chi < 0$.
 - Таким образом, вектор $\vec{B}_{\text{внутр}}$ магнитной индукции собственного магнитного поля, создаваемого диамагнетиком при его намагничивании во внешнем поле $\vec{B}_{\text{внеш}}$ направлен в сторону, противоположную $\vec{B}_{\text{внеш}}$.
- (В отличие от диэлектрика в электрическом поле).
- У диамагнетиков

$$\chi \sim 10^{-6} \div 10^{-5}.$$

парамагнетики в магнитном поле

- **Парамагнетизм** (от греч. para – возле, рядом и магнетизм) – свойство веществ во внешнем магнитном поле намагничиваться в направлении этого поля, поэтому внутри парамагнетика к действию внешнего поля прибавляется действие наведенного внутреннего поля.
- **Парамагнетиками** называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент \vec{P}_m .
- Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\vec{B}_{\text{внеш}}$

В атомах парамагнитных веществ магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому круговому току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля. Из-за теплового движения атомов ориентация микротоков никогда не бывает полной. При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания. Механизм намагничивания парамагнетиков очень похож на механизм [поляризации полярных диэлектриков](#). Диамагнетизм не имеет аналога среди электрических свойств вещества.

- В отсутствии внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика $J = 0$, так как векторы μ_{mi} разных атомов ориентированы беспорядочно.
- При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов μ_{mi} по направлению поля, так что парамагнетик намагничивается.
- Значения χ для парамагнетиков положительны ($\chi > 0$) и находятся в пределах $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, то есть, примерно как и у диамагнетиков.

Ферромагнетики

- К **ферромагнетикам** (*ferrum* – железо) относятся вещества, магнитная восприимчивость которых положительна и достигает значений $10^4 - 10^5$.
- Намагниченность $\vec{J} = \chi \vec{H}$ и магнитная индукция $\vec{B} = (\vec{H} + \vec{J})\mu_0$ ферромагнетиков растут с увеличением напряженности магнитного поля нелинейно, и в полях намагниченность $\sim 8 \cdot 10^3$ А/м ферромагнетиков достигает предельного значения, а вектор магнитной индукции растет линейно с \vec{H} :

$$\vec{B} = \vec{J}_m \mu_0 + \vec{H} \mu_0.$$

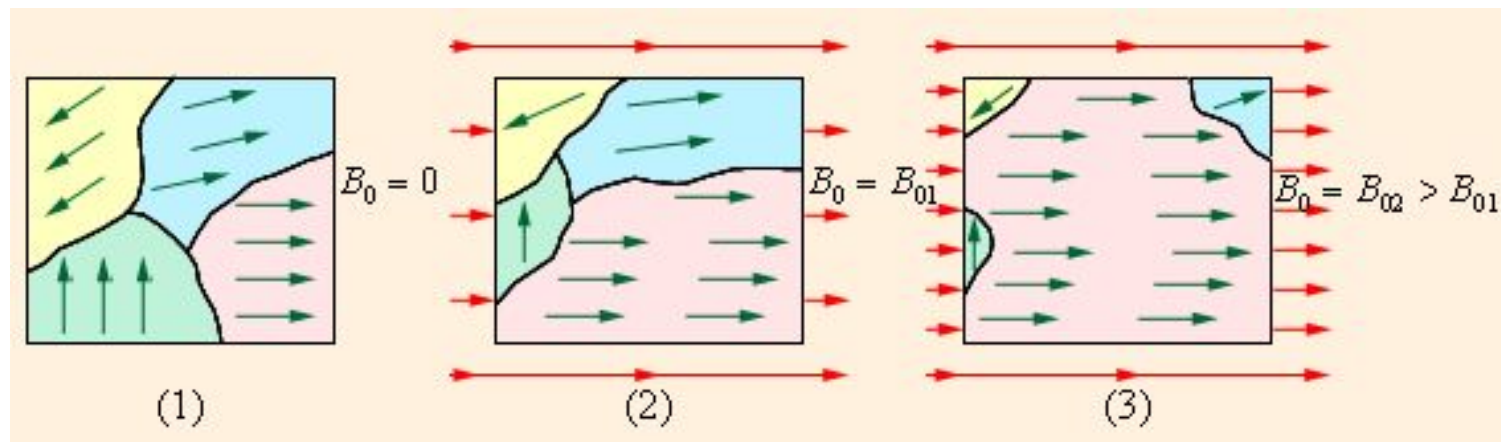
- Ферромагнитные свойства материалов проявляются только у веществ в твердом состоянии, атомы которых обладают постоянным спиновым или орбитальным магнитным моментом, в частности у атомов с недостроенными внутренними электронными оболочками.
- Типичными ферромагнетиками являются переходные металлы.
- В ферромагнетиках происходит резкое усиление внешних магнитных полей.

Причем для ферромагнетиков сложным образом зависит от величины магнитного поля.

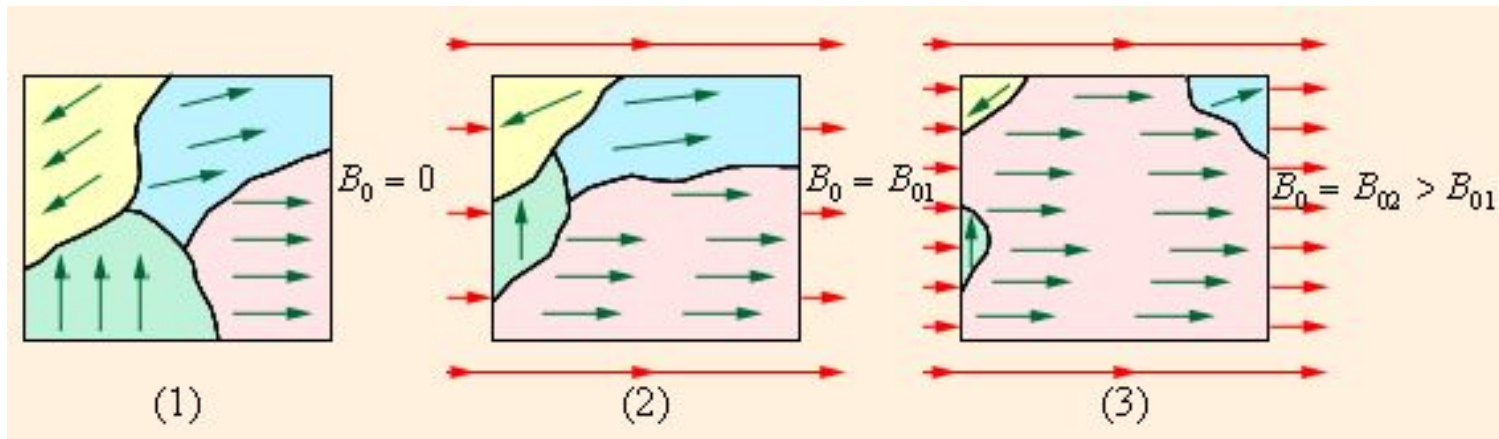
- Типичными ферромагнетиками являются Fe, Co, Ni, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, а также соединения ферромагнитных материалов с неферромагнитными.

- **Существенным отличием ферромагнетиков от диа- и парамагнетиков является наличие у ферромагнетиков самопроизвольной (спонтанной) намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля.**
- **Наличие у ферромагнетиков самопроизвольного магнитного момента в отсутствие внешнего магнитного поля означает, что электронные спины и магнитные моменты атомных носителей магнетизма ориентированы в веществе упорядоченным образом.**

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Эти области называются **доменами**. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит.



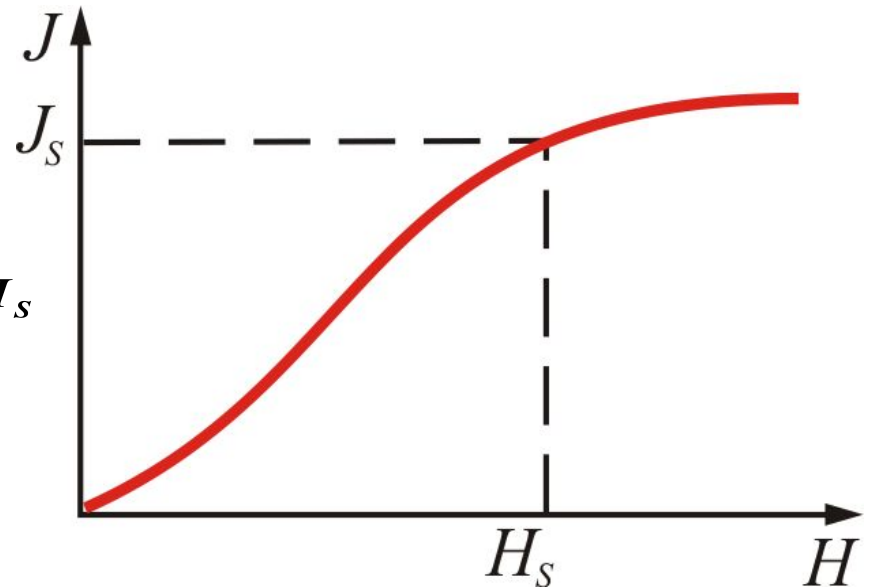
В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем оказывается ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение.



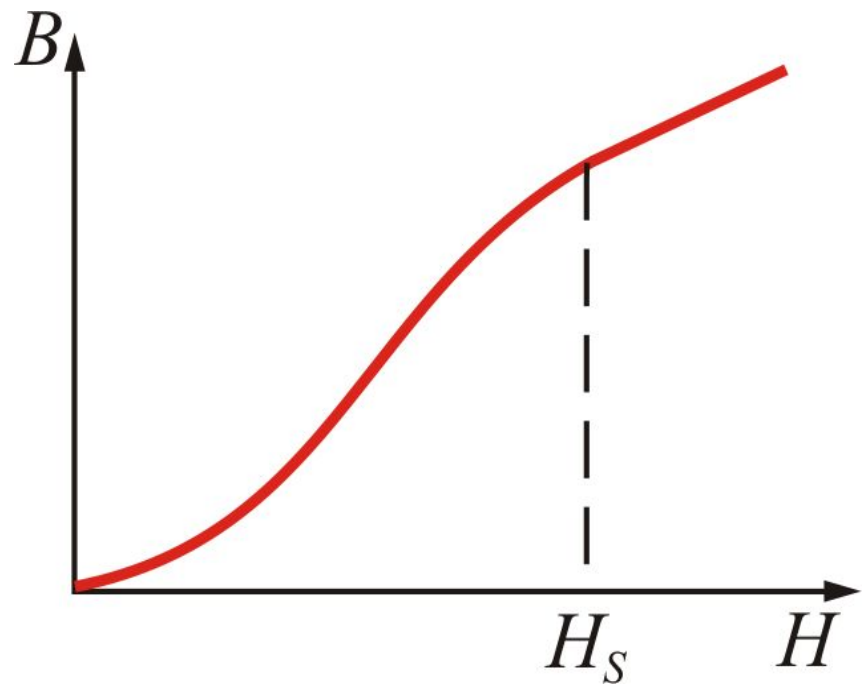
Намагничивание ферромагнитного образца.

- *Ферромагнетики это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.*
- **Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными веществами:**
- **внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.**

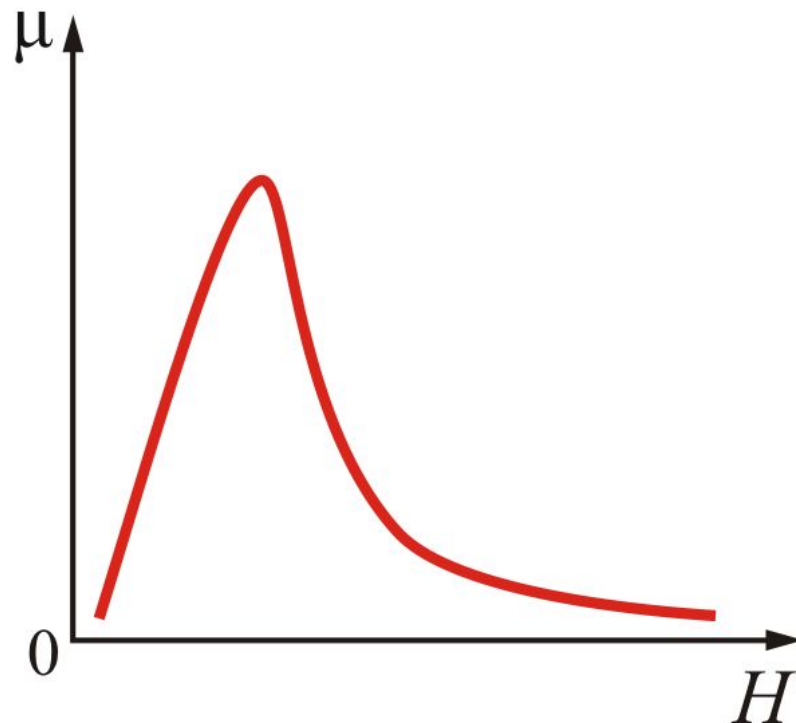
- **Основные отличия магнитных свойств ферромагнетиков.**
- **1) Нелинейная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля H .**
- **Как видно из рисунка при $H > H_s$ наблюдается магнитное насыщение.**



- 2) При $H < H_s$ зависимость магнитной индукции B от H нелинейная, а при $H > H_s$ – линейна



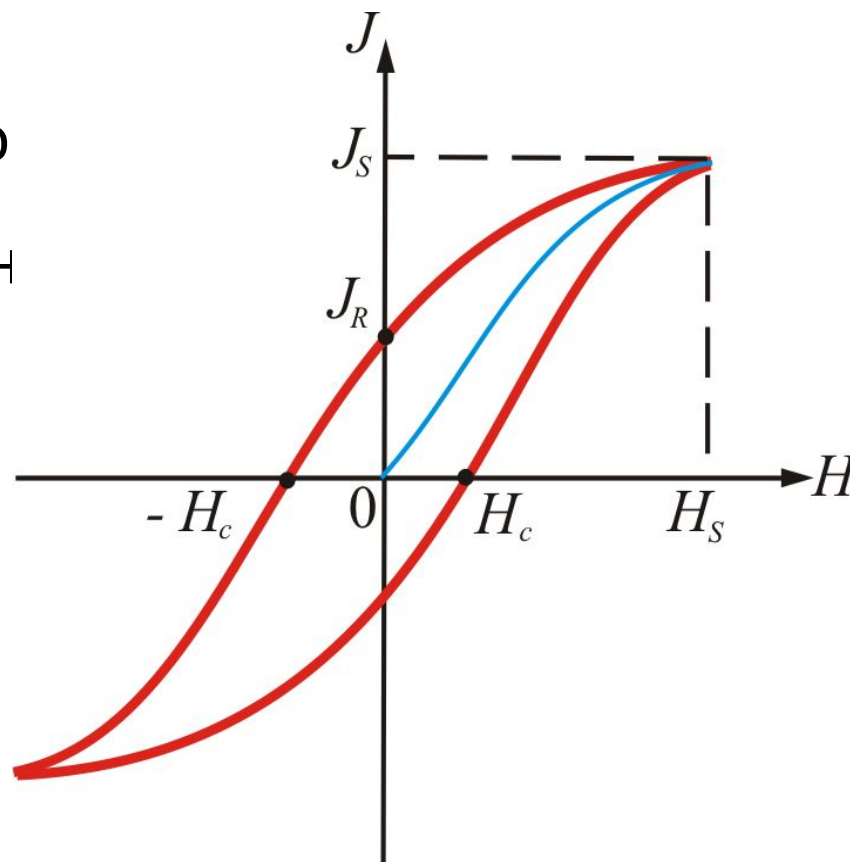
- Зависимость относительной магнитной проницаемости от H имеет сложный характер, причем максимальные значения μ очень велики ($10^3 \div 10^6$).



- 4) У каждого ферромагнетика имеется такая температура называемая **точкой Кюри** (T_K), выше которой это вещество теряет свои особые магнитные свойства.
- Наличие температуры Кюри связано с разрушением при $T > T_K$ упорядоченного состояния в магнитной подсистеме кристалла – параллельной ориентации магнитных моментов.

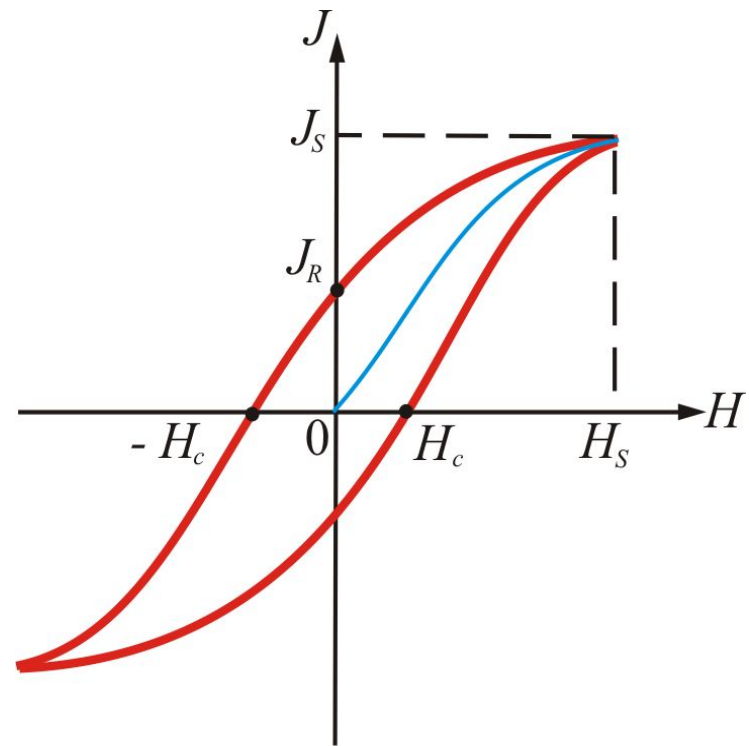
Для никеля, например, температура Кюри равна 360 °С.

5) Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый **гистерезис**, есть зависимость намагничивания от предыстории образца.



На рисунке показана **петля гистерезиса** – график зависимости намагниченности вещества от напряженности магнитного поля H .

- Намагниченность J_S при $H = H_S$ называется **намагниченностью насыщения**.
- Намагниченность $\pm J_R$ при $H = 0$ называется **остаточной намагниченностью** (что необходимо для создания постоянных магнитов).
- Напряженность $\pm H_c$ магнитного поля, полностью размагниченного ферромагнетика, называется **коэрцитивной силой**.
- Она характеризует способность ферромагнетика сохранять намагниченное состояние.



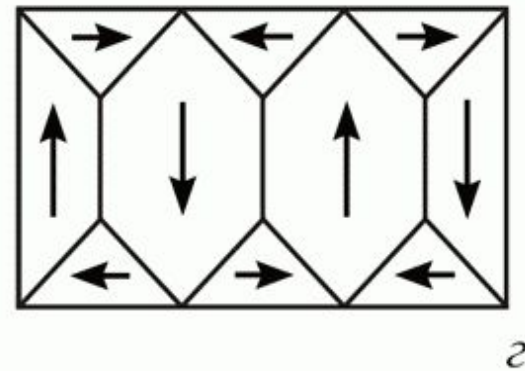
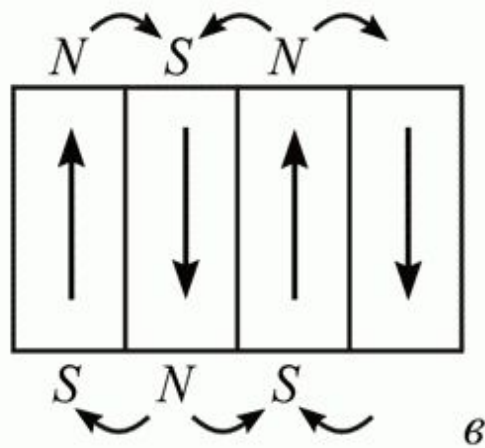
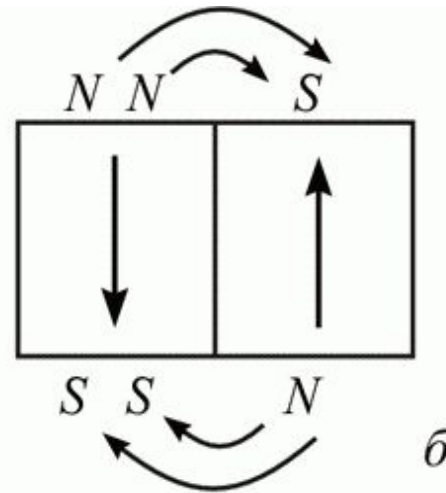
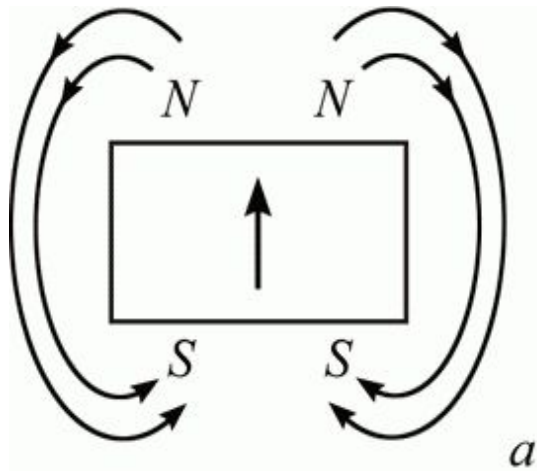
- Большой коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) обладают ***магнитотвердые материалы.***
- Малую коэрцитивную силу имеют ***магнитомягкие материалы.***
- Измерение гиромагнитного отношения для ферромагнетиков показали, что элементарными носителями магнетизма в них являются спиновые магнитные моменты электронов.
- Самопроизвольно при $T < T_K$ намагничиваются лишь очень маленькие монокристаллы ферромагнитных материалов, например никеля или железа.

- Для того чтобы постоянными магнитными свойствами – постоянным магнитом стал большой кусок железа, необходимо его намагнитить, т.е. поместить в сильное магнитное поле, а затем это поле убрать. Оказывается, что при $T < T_K$ большой исходный кусок железа разбит на множество очень маленьких ($10^{-2} \div 10^{-3}$ см), полностью намагниченных областей – доменов.
- Векторы намагниченности доменов в отсутствие внешнего магнитного поля ориентированы таким образом, что полный магнитный момент ферромагнитного материала равен нулю.

- В целом в монокристалле реализуется такое разбиение на доменные структуры, которое соответствует минимуму свободной энергии ферромагнетика.
- Если поместить ферромагнетик, разбитый на домены, во внешнее магнитное поле, то в нем начинается движение доменных стенок.
- Они перемещаются таким образом, чтобы областей с ориентацией вектора намагниченности по полю стало больше, чем областей с противоположной ориентацией. Такое движение доменных стенок понижает энергию ферромагнетика во внешнем магнитном поле.

- По мере нарастания магнитного поля весь кристалл превращается в один большой домен с магнитным моментом, ориентированным по полю.
- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.

Ферромагнетики



- **Широкое распространение в радиотехнике, особенно в высокочастотной радиотехнике получили ферриты – ферромагнитные неметаллические материалы – соединения окиси железа с окислами других металлов.**
- **Ферриты сочетают ферромагнитные и полупроводниковые свойства, именно с этим связано их применение как магнитных материалов в радиоэлектронике и вычислительной технике.**
- **Ферриты обладают высокими значениями намагниченности и температурами Кюри.**

- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.
- ***Магнитомягкие материалы*** используются в электротехнике при изготовлении трансформаторов, электромоторов, генераторов, в слаботочной технике связи и радиотехнике;
- ***магнито жесткие материалы*** применяют при изготовлении постоянных магнитов.

- **Магнитные материалы широко используются в традиционной технологии записи информации в винчестере..**
- **Магнитное вещество 2 нанесено тонким слоем на основу твердого диска 3.**
- **Каждый бит информации представлен группой магнитных доменов (в идеальном случае – одним доменом).**
- **Для перемагничивания домена (изменения направления вектора его намагниченности) используется поле записывающей головки 4 (5 – считывающая головка).**
- **Энергия, необходимая для записи, зависит от объема домена и наличия дополнительных стабилизирующих слоев, препятствующих самопроизвольной потере информации.**
- **При этом используется запись на вертикально ориентированные домены и достигается плотность записи до 450 Гб/см^2**