

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ. ОПЫТЫ ФАРАДЕЯ (1)

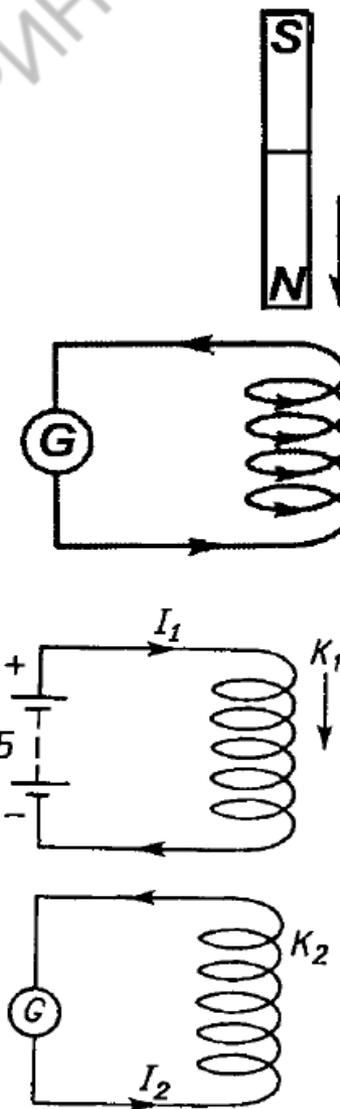
## Опыт 1.

Соленоид подключён к гальванометру. Если в соленоид вдвигать (или выдвигать) постоянный магнит, то в моменты «вдвигания» (или выдвигания) наблюдается отклонение стрелки гальванометра, т.е. в соленоиде индуцируется ЭДС.

Направление отклонения стрелки при «вдвигании» и выдвигании противоположны. Если постоянный магнит развернуть так, чтобы полюса поменялись местами, то и направление отклонения стрелки изменится на противоположное. Отклонение стрелки гальванометра тем больше, чем больше скорость движения магнита относительно соленоида. Такой же эффект будет, если постоянный магнит оставить неподвижным, а относительно его перемещать соленоид.

## Опыт 2.

Один соленоид ( $K_1$ ) подключён к источнику тока. Другой соленоид ( $K_2$ ) подключён к гальванометру. Отклонение стрелки гальванометра наблюдается в моменты включения или выключения тока, в моменты его увеличения или уменьшения или при перемещении катушек друг относительно друга. При включении и выключении стрелка отклоняется в разные стороны, т.е. знак индуцированной ЭДС в этих случаях различен. Такой же эффект – наведение в катушке  $K_2$  ЭДС различного знака – наблюдается при увеличении или уменьшении тока в катушке  $K_1$ ; при сближении или удалении катушек.



# ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ. ЗАКОН ФАРАДЕЯ. ПРАВИЛО ЛЕНЦА

В опытах Фарадея было открыто **явление электромагнитной индукции**. Оно заключается в том, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции, охватываемого этим контуром, возникает электрический ток, получивший название **индукционного**.

Возникновение индукционного тока указывает на наличие в цепи электродвижущей силы. Эта ЭДС называется **электродвижущей силой электромагнитной индукции**.

**Закон Фарадея:** ЭДС электромагнитной индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Для замкнутого контура магнитный поток  $\Phi$  есть не что иное, как потокосцепление  $\Psi$  этого контура. Поэтому в электротехнике закон Фарадея

часто записывают в форме

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Psi}{dt}.$$

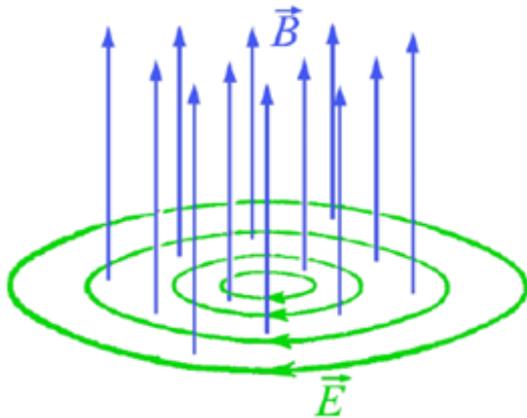
Направление индукционного тока определяется по **правилу Ленца**: При всяком изменении магнитного потока сквозь поверхность, натянутую на замкнутый проводящий контур, в последнем возникает индукционный ток такого направления, что его магнитное поле противодействует изменению магнитного потока.

ЭДС электромагнитной индукции выражается в вольтах:

$$\left[ \frac{d\Phi}{dt} \right] = \frac{\text{Вб}}{\text{с}} = \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{А} \cdot \text{м} \cdot \text{с}} = \frac{\text{Дж}}{\text{А} \cdot \text{с}} = \frac{\text{А} \cdot \text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{с}} = \text{В}.$$

## ЭДС ИНДУКЦИИ В НЕПОДВИЖНЫХ ПРОВОДНИКАХ

Согласно закону Фарадея, возникновение ЭДС электромагнитной индукции возможно и в случае **неподвижного** контура, находящегося в **переменном** магнитном поле. Однако сила Лоренца на неподвижные заряды не действует, поэтому в данном случае ею нельзя объяснить возникновение ЭДС индукции.



Максвелл для объяснения ЭДС индукции в неподвижных проводниках предположил, что **переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве вихревое электрическое поле**, которое и является причиной возникновения индукционного тока в проводнике.

На рисунке приведён пример вихревого электрического поля, возникающего при возрастании магнитного поля.

***Вихревое электрическое поле не является электростатическим.***

Силовые линии **электростатического** поля всегда разомкнуты – они начинаются и заканчиваются на электрических зарядах. Именно поэтому напряжение по замкнутому контуру в электростатическом поле всегда равно нулю. Это поле не может поддерживать замкнутое движение зарядов и, следовательно, не может привести к возникновению электродвижущей силы.

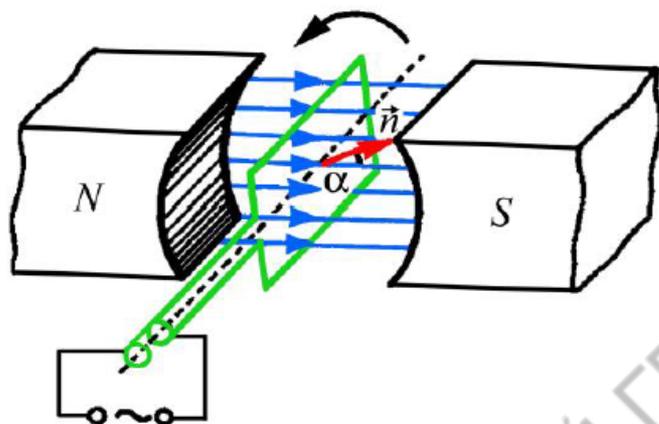
Напротив, **электрическое поле, возбуждаемое изменениями магнитного поля**, имеет непрерывные силовые линии, т. е. представляет собой вихревое поле. Циркуляция  $\vec{E}_B$  этого поля по любому контуру  $L$  проводника

представляет собой ЭДС электромагнитной индукции: 
$$\Theta_i = \oint_L \vec{E}_B \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

## ВРАЩЕНИЕ РАМКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Явление электромагнитной индукции применяется для преобразования механической энергии в энергию электрического тока. Для этой цели используются **генераторы**, принцип действия которых рассмотрим на примере плоской рамки, вращающейся в однородном ( $B = \text{const}$ ) магнитном поле.

Пусть рамка вращается равномерно с угловой скоростью  $\omega = \text{const}$ .



Магнитный момент, сцепленный с рамкой площадью  $S$ , в любой момент времени  $t$  равен:

$$\Phi = B_n S = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t,$$

где  $\alpha = \omega t$  – угол поворота рамки в момент времени  $t$ .

При вращении рамки в ней возникает переменная ЭДС индукции

$$\Theta_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t.$$

Максимальное значение ЭДС индукции  $\Theta_{\text{max}} = BS\omega$ . Тогда

$$\Theta_i = \Theta_{\text{max}} \sin \omega t.$$

При равномерном вращении рамки в однородном магнитном поле в ней возникает переменная ЭДС, изменяющаяся по гармоническому закону.

Процесс превращения механической энергии в электрическую обратим. Если по рамке, помещённой в магнитное поле, пропускать электрический ток, то на неё будет действовать вращающий момент  $\vec{M} = IS[\vec{n}, \vec{B}]$  и рамка начнёт вращаться. На этом принципе основана работа **электродвигателей**.

## ИНДУКТИВНОСТЬ КОНТУРА

Электрический ток, текущий в замкнутом контуре, создаёт вокруг себя магнитное поле, **индукция которого**, по закону Био-Савара-Лапласа, **пропорциональна току**. Поэтому **сцепленный с контуром** магнитный поток пропорционален току в контуре:

$$\Phi = LI,$$

где коэффициент пропорциональности  $L$  называется **индуктивностью контура**.

**Пример. Индуктивность длинного соленоида.**

Потокосцепление соленоида (полный магнитный поток сквозь соленоид)

$$\Psi = BSN = \mu_0 \mu \frac{N^2 I}{l} S,$$

следовательно,

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{l},$$

где  $N$  – число витков соленоида,  $l$  – его длина,  $S$  – площадь,  $\mu$  – магнитная проницаемость сердечника.

**Индуктивность контура в общем случае зависит только от геометрической формы контура, его размеров и магнитной проницаемости той среды, в которой он находится.**

В этом смысле **индуктивность контура – аналог электрической ёмкости** уединённого проводника, которая также зависит только от формы проводника, его размеров и диэлектрической проницаемости среды.

## САМОИНДУКЦИЯ

При изменении силы тока в контуре будет изменяться и сцепленный с ним магнитный поток, а это, в свою очередь будет индуцировать ЭДС в этом контуре. Возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока называется **самоиндукцией**.

**Единица индуктивности – генри (Гн):** 1 Гн – индуктивность такого контура, магнитный поток самоиндукции которого при токе в 1 А равен 1 Вб (1 Гн = 1 Вб/А = 1 В·с/А).

Из закона Фарадея следует, что ЭДС самоиндукции имеет вид:

$$\Theta_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI).$$

Если контур не деформируется и магнитная проницаемость среды не изменяется, то  $L = \text{const}$  и ЭДС самоиндукции равна:

$$\Theta_s = -L \frac{dI}{dt},$$

где знак минус, обусловленный правилом Ленца, показывает, что наличие индуктивности в контуре приводит к *замедлению изменения* тока в нем.

Если ток со временем возрастает, то  $\Theta_s < 0$ , т. е. ток самоиндукции направлен навстречу току, обусловленному внешним источником, и замедляет его возрастание.

Если ток со временем убывает, то  $\Theta_s > 0$ , т. е. ток самоиндукции имеет такое же направление, как и убывающий ток в контуре, и замедляет его убывание.

Таким образом, контур, обладая определённой индуктивностью, приобретает электрическую "инертность".

## ТОКИ ПРИ РАЗМЫКАНИИ И ЗАМЫКАНИИ ЦЕПИ (1)

При всяком изменении силы тока в проводящем контуре возникает ЭДС самоиндукции, в результате чего в контуре появляются дополнительные токи, называемые **экстратоками самоиндукции**.

Пусть в цепи сопротивлением  $R$  и индуктивностью  $L$  под действием внешней ЭДС  $\Theta$  течёт постоянный ток  $I_0 = \Theta/R$ . В момент времени  $t = 0$  **выключим** источник тока. Возникает ЭДС

самоиндукции  $\Theta_s = -L \frac{dI}{dt}$ , препятствующая уменьшению тока. Ток в цепи определяется

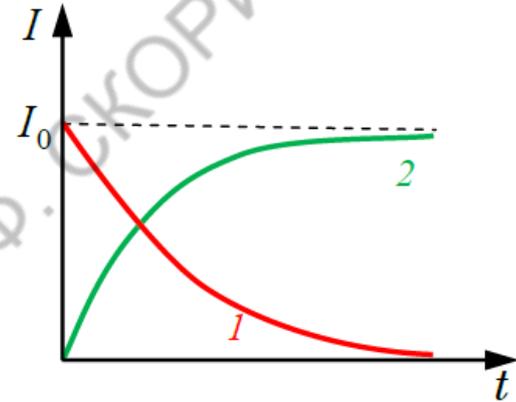
законом Ома  $IR = \Theta_s$ , или  $IR = -L \frac{dI}{dt}$ . Разделяем переменные:  $\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt$ , и

интегрируем по  $I$  (от  $I_0$  до  $I$ ) и по  $t$  (от 0 до  $t$ ):  $\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{Rt}{L}$ , или

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad \text{(кривая 1)}$$

где  $\tau = \frac{L}{R}$  – постоянная, называемая **временем релаксации** – время, в течение которого сила тока уменьшается в  $e$  раз.

Таким образом, при выключении источника тока сила тока убывает по экспоненциальному закону (а не мгновенно).



## ТОКИ ПРИ РАЗМЫКАНИИ И ЗАМЫКАНИИ ЦЕПИ (2)

Оценим значение ЭДС самоиндукции при мгновенном увеличении сопротивления от  $R_0$  до  $R$ :

$$I = \frac{\Theta}{R_0} \exp\left(-\frac{Rt}{L}\right), \quad \text{откуда} \quad \Theta_s = -L \frac{dI}{dt} = \frac{R}{R_0} \Theta \exp\left(-\frac{Rt}{L}\right).$$

Т. е. при **резком размыкании** контура ( $R \gg R_0$ ) ЭДС самоиндукции  $\Theta_s$  может во много раз превысить  $\Theta$ , что может привести к пробое изоляции и выводу из строя измерительных приборов.

При **замыкании цепи** помимо внешней ЭДС  $\Theta$  возникает ЭДС самоиндукции  $\Theta_s = -L \frac{dI}{dt}$ , препятствующая возрастанию тока. По закону Ома,

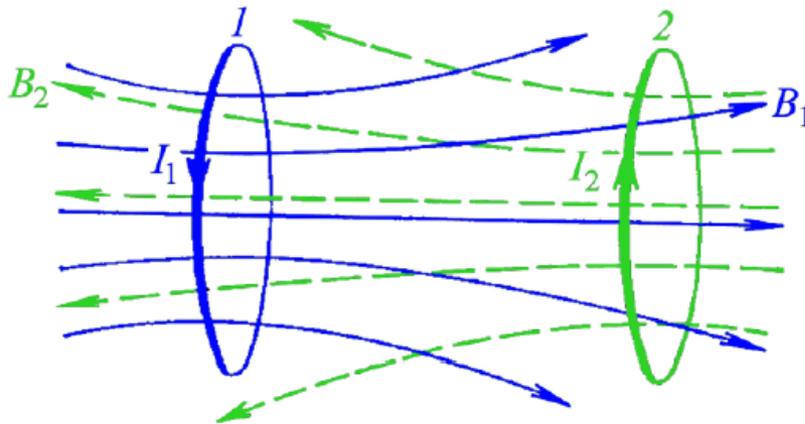
$IR = \Theta + \Theta_s$ , или  $IR = \Theta - L \frac{dI}{dt}$ . Можно показать, что решение этого уравнения имеет вид:

$$I = I_0 \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right), \quad \text{(кривая 2)}$$

где  $I_0 = \frac{\Theta}{R}$  – установившийся ток (при  $t \rightarrow \infty$ ).

Таким образом, при включении источника тока сила тока возрастает по экспоненциальному закону (а не мгновенно).

## ВЗАИМНАЯ ИНДУКЦИЯ



Взаимной индукцией называется явление возбуждения ЭДС электромагнитной индукции в одной электрической цепи при изменении электрического тока в другой цепи или при изменении взаимного расположения этих двух цепей.

Рассмотрим два неподвижных контура 1 и 2 с токами  $I_1$  и  $I_2$ , расположенных достаточно близко друг от друга. При протекании в контуре 1 тока  $I_1$  магнитный поток пронизывает второй контур

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1, \text{ аналогично } \Phi_{12} = L_{12}I_2.$$

Коэффициенты пропорциональности  $L_{21}$  и  $L_{12}$  равны друг другу  $L_{12} = L_{21} = L$  и называются **взаимной индуктивностью контуров**.

При изменении силы тока в одном из контуров, в другом индуцируется ЭДС:

$$\Theta_{i2} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L \frac{dI_1}{dt}, \quad \Theta_{i1} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L \frac{dI_2}{dt}.$$

Взаимная индуктивность контуров зависит от геометрической формы, размеров, взаимного расположения контуров и от магнитной проницаемости окружающей контуры среды.

## ЭНЕРГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Проводник, по которому протекает электрический ток, всегда окружён магнитным полем. Магнитное поле появляется и исчезает вместе с появлением и исчезновением тока. Магнитное поле, подобно электрическому, является носителем энергии. *Энергия магнитного поля равна работе, которую затрачивает ток на создание этого поля.*

Рассмотрим контур индуктивностью  $L$ , по которому течёт ток  $I$ .

С данным контуром сцеплен магнитный поток  $\Phi = LI$ .

При изменении тока на  $dI$  магнитный поток изменяется на  $d\Phi = LdI$ .

Для такого изменения магнитного потока необходимо совершить работу

$$dA = I d\Phi = LI dI.$$

Тогда работа по созданию магнитного потока  $\Phi$  будет равна:

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

**Энергия магнитного поля**, связанного с контуром:

$$W = \frac{LI^2}{2}.$$

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА. МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕКТРОНОВ И АТОМОВ (1)

До сих пор влияние среды на магнитные явления учитывалось формально введением магнитной проницаемости  $\mu$ . Для того, чтобы разобраться в магнитных свойствах сред и их влиянии на магнитную индукцию, необходимо рассмотреть действие магнитного поля на атомы и молекулы вещества.

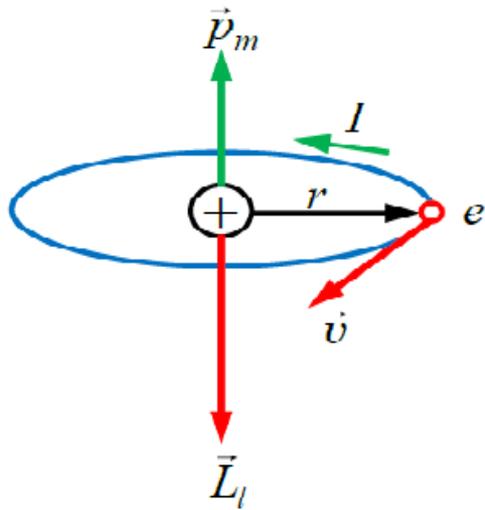
Все вещества, помещённые в магнитное поле, намагничиваются, поскольку в любом теле существуют **микроскопические токи** (микротоки), обусловленные движением электронов в атомах и молекулах.

Для многих целей, в том числе и для объяснения многих магнитных явлений, можно использовать *квазиклассическую модель*, в которой предполагается, что атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого обращаются электроны по круговым или эллиптическим орбитам, подобно планетам солнечной системы (планетарная модель атома).

Такие электроны, обращающиеся по орбитам, представляют собой замкнутые электрические токи, и поэтому естественно предположить, что именно они являются микротоками (существование которых предполагал ещё Ампер), ответственными за намагничивание вещества.

Если электрон совершает  $\nu$  оборотов в секунду, то сила тока  $I = e\nu$ . **Орбитальный магнитный момент электрона**, движущегося по круговой орбите, площадью  $S$ :  $p_m = IS = e\nu S$ .

## МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕКТРОНОВ И АТОМОВ (2)



Если электрон движется по часовой стрелке, то ток направлен против часовой стрелки и вектор  $\vec{p}_m$  (в соответствии с правилом правого винта) направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона.

Так как электронам присущ не только заряд, но ещё и масса, то каждый орбитально движущийся электрон обладает не только *магнитным* моментом (как и всякий замкнутый ток), но ещё и

определённым *механическим* моментом импульса  $\vec{L}_l$ , т. е. подобен волчку:

$$L_l = mvr = m\omega r^2 = 2m\nu S,$$

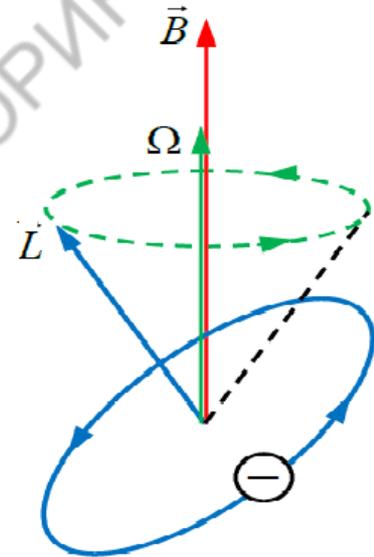
где  $\omega = 2\pi\nu$  – угловая скорость электрона;  $\pi r^2 = S$ . Вектор  $\vec{L}_l$  называется *орбитальным механическим моментом электрона*. Поскольку направление вектора  $\vec{L}_l$  также определяется по правилу правого винта, то **направления**  $\vec{p}_m$  и  $\vec{L}_l$  **противоположны**.

## ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКИ (1)

Всякое вещество является **магнетиком**, т. е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

На вращающийся по орбите электрон, как на замкнутый ток, в магнитном поле действует вращающий момент сил. В результате электрон получает дополнительное равномерное вращение, при котором вектор  $\vec{L}$  будет описывать конус вокруг направления индукции  $\vec{B}$  с некоторой угловой скоростью  $\Omega$ . Такое движение называется **прецессией**.

**Теорема Лармора:** действие магнитного поля на электронную орбиту можно свести к сообщению этой орбите прецессии с угловой скоростью  $\Omega$ .



Прецессионное движение электронных орбит эквивалентно круговому микроток. Так как этот микроток индуцирован внешним магнитным полем, то, согласно правилу Ленца, у атома появляется **магнитный момент**, направленный **против внешнего поля**.

Наведённые составляющие магнитных полей атомов складываются и образуют *собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле*. Этот эффект получил название **диамагнитный эффект**, а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются **диамагнетиками** (например, Ag, Au, Cu...).

Так как диамагнитный эффект обусловлен действием внешнего магнитного поля на электроны атомов вещества, то **диамагнетизм свойствен всем веществам**.

## ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКИ (2)

Наряду с диамагнитными веществами существуют и **парамагнитные вещества** – вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле по направлению поля (пример: редкоземельные металлы, Pt, Al...).

У парамагнитных веществ при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга, и молекулы парамагнетиков всегда обладают магнитным моментом (такие молекулы называются полярными).

Вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно, поэтому, в отсутствие магнитного поля, парамагнитные вещества магнитными свойствами не обладают.

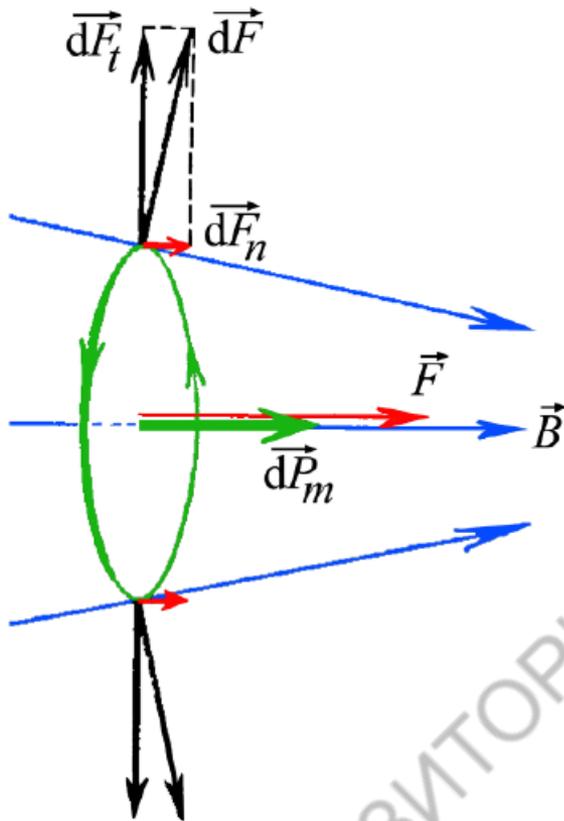
При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается **преимущественная** ориентация магнитных моментов атомов (молекул) **по полю** (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов).

Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, *совпадающее по направлению с внешним полем* и усиливающим его.

Этот **эффект** называется **парамагнитным**. Если магнитный момент атомов (молекул) велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными, и вещество является парамагнетиком.

### ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКИ (3)

Пара- и диамагнетики по-разному ведут себя в неоднородных магнитных полях.



Рассмотрим малый виток с током в неоднородном магнитном поле (см. рисунок). Силы  $d\vec{F}$ , действующие на отдельные участки витка, перпендикулярны к току и к магнитному полю. Составляющие  $d\vec{F}_t$ , параллельные витку, создают усилия, растягивающие (или сжимающие) виток. Составляющие  $d\vec{F}_n$ , перпендикулярные к плоскости витка, складываясь, дадут некую силу  $\vec{F}$ , стремящуюся перемещать виток в магнитном поле. Если магнитный момент тока  $\vec{p}_m$  сонаправлен с вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  (как изображено на рисунке), то виток будет втягиваться в область более сильного поля. Если же вектор  $\vec{p}_m$  противоположен вектору  $\vec{B}$ , то

виток будет выталкиваться и перемещаться в область более слабого поля.

Поэтому парамагнетики **втягиваются** в область сильного поля, в то время как диамагнетики **выталкиваются** из этой области.

## НАМАГНИЧЕННОСТЬ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ (1)

Подобно тому, как для количественного описания поляризации диэлектриков была введена поляризованность, для количественного описания намагничивания магнетиков вводят векторную величину – **намагниченность**, определяемую магнитным моментом единицы объёма магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V},$$

где  $\vec{P}_m = \sum \vec{p}_a$  – магнитный момент магнетика, равный векторной сумме магнитных моментов отдельных молекул.

В несильных полях намагниченность пропорциональна напряжённости  $\vec{H}$  поля, вызывающего намагничение. Поэтому, аналогично диэлектрической восприимчивости, можно ввести понятие **магнитной восприимчивости вещества**  $\chi$ :

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

$\chi$  – безразмерная величина.

Для диамагнетиков  $\chi$  **отрицательна** ( $\chi < 0$ , поле молекулярных токов противоположно внешнему полю), а для парамагнетиков – **положительна** ( $\chi > 0$ , поле молекулярных токов совпадает с внешним).

Абсолютное значение магнитной восприимчивости для диа- и парамагнетиков очень мало – порядка  $10^{-4} - 10^{-6}$ .

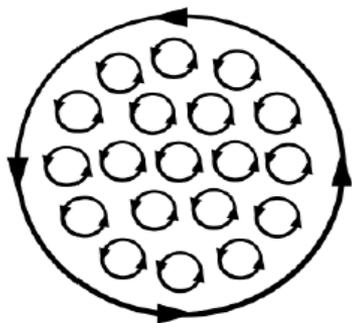
## НАМАГНИЧЕННОСТЬ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ (2)

Магнитное поле  $\vec{B}$  в веществе складывается из двух полей: внешнего поля  $\vec{B}_0$ , создаваемого намагничивающим током в вакууме, и поля  $\vec{B}'$  намагниченного вещества:

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

где  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ .

Для описания поля, создаваемого молекулярными токами, рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения  $S$  и длины  $l$ , внесённого в



однородное внешнее магнитное поле с индукцией  $\vec{B}_0$  параллельное оси цилиндра. Если рассмотреть любое сечение цилиндра, перпендикулярное его оси, то во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются. Нескомпенсированными будут лишь молекулярные токи, выходящие на поверхность цилиндра.

Магнитную индукцию тока  $I'$ , текущего по боковой поверхности цилиндра, вычислим (считая для простоты  $\mu = 1$ ) по формуле для соленоида с  $N = 1$  (соленоид из одного витка):

$$B' = \frac{\mu_0 I'}{l} .$$

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi = \frac{B}{B_0}$$

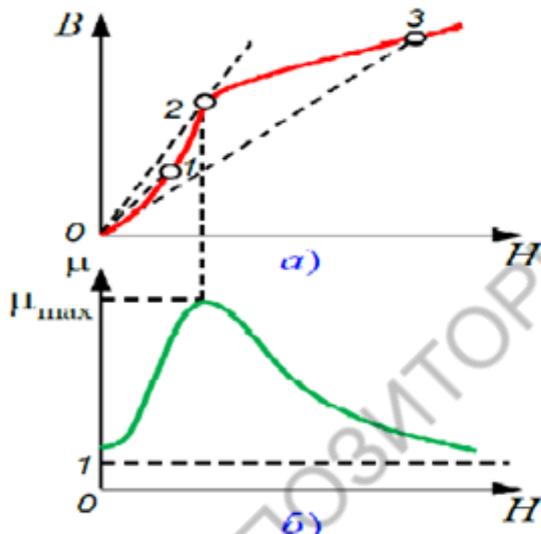
называется **магнитной проницаемостью вещества**. Именно эта величина использовалась ранее в соотношении  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ .

Для диамагнетиков  $\mu < 1$ , для парамагнетиков  $\mu > 1$ .

# ФЕРРОМАГНЕТИКИ И ИХ СВОЙСТВА (1)

Помимо слабомагнитных веществ – диа- и парамагнетиков, существуют **сильномагнитные** вещества – **ферромагнетики** – вещества, обладающие **спонтанной намагниченностью**, т. е. они сохраняют намагниченность при отсутствии внешнего магнитного поля.

В отличие от слабомагнитных веществ, у которых намагниченность  $J$  линейно изменяется с ростом  $H$ , у ферромагнетиков, при увеличении  $H$ , намагниченность растёт сначала быстро, а затем выходит на насыщение  $J_{\text{нас}}$ . Магнитная проницаемость  $\mu$  ферромагнетиков достигает больших значений (железа  $\approx 5000$ , для сплава супермаллоя  $\approx 800\,000$ ).



Магнитная проницаемость и магнитная индукция  $B$  ферромагнетиков зависит от  $H$ .

$B = \mu_0(H + J)$  в слабых полях растёт быстро с ростом  $H$  (участок 0–1–2 на рис. (а)), а в сильных полях, поскольку  $J = J_{\text{нас}}$ ,  $B$  растёт с увеличением  $H$  линейно (участок 2–3).

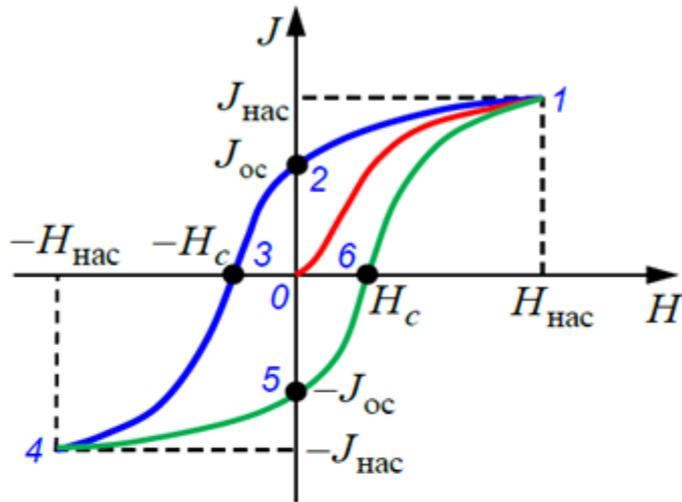
Соответственно  $\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}$  вначале

растёт с ростом  $H$  (рис. (б)), а затем, достигая максимума, начинает уменьшаться, стремясь в случае сильных полей к единице.

Зависимость намагниченности  $J$  от напряжённости магнитного поля  $H$  в ферромагнетике определяется предысторией намагничивания. Это явление называется **магнитным гистерезисом**.

## ФЕРОМАГНЕТИКИ И ИХ СВОЙСТВА (2)

Если ферромагнетик намагнитить до насыщения (кривая 0–1), а затем уменьшать  $H$  (кривая 1–2), то при  $H = 0$  в ферромагнетике останется **остаточная намагниченность**  $J_{ос}$ .



Это явление используют при изготовлении **постоянных магнитов**.

Для того чтобы уменьшить намагниченность до нуля, надо приложить противоположно-направленное поле (точка 3), с напряжённостью  $H_c$ , которая называется **коэрцитивная сила**.

При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик

перемагничивается (кривая 3–4), достигая насыщения (точка 4). Затем его можно опять размагнитить (кривая 4–5–6) и вновь перемагнитить до насыщения (кривая 6–1).

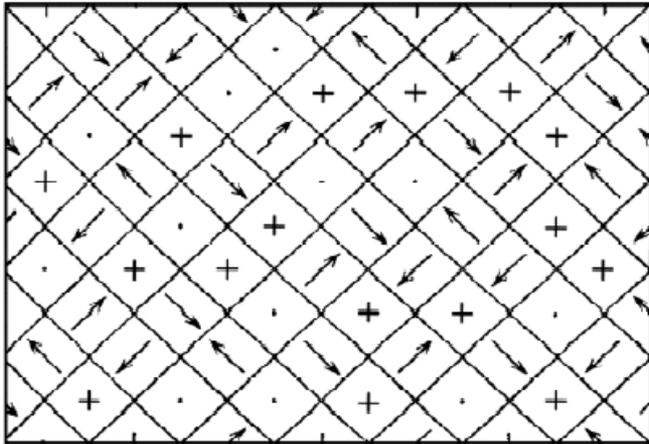
Таким образом, изменение намагниченности описывается кривой 1-2-3-4-5-6-1, которая называется **петля гистерезиса**.

Для каждого ферромагнетика имеется определённая температура, называемая **точкой Кюри**, при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании выше точки Кюри ферромагнетик *превращается* в обычный парамагнетик.

Причина такого поведения в том, что при температурах ниже точки Кюри ферромагнетик разбивается на большое число микроскопических областей — **доменов**, самопроизвольно намагниченных до насыщения.

## ФЕРОМАГНЕТИКИ И ИХ СВОЙСТВА (3)

Направление намагничения домена определённым



образом связано с расположением атомов в ряды и слои (на рисунке схематически показаны домены в кристалле железа). При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга. Поэтому суммарный магнитный момент ферромагнетика равен нулю и ферромагнетик не намагничен.

Внешнее поле **ориентирует** по полю не магнитные моменты отдельных атомов (как это имеет место в случае парамагнетиков), а *магнитные моменты целых областей* спонтанной намагниченности, причём домены поворачиваются по полю скачком.

Формирование доменов обусловлено квантовыми свойствами электронов. Ферромагнитными свойствами обладают вещества, в атомах которых есть *недостроенные* внутренние электронные оболочки с *нескомпенсированными* спинами. В этом случае могут возникать **обменные силы**, которые вынуждают спиновые магнитные моменты электронов ориентироваться *параллельно* друг другу. Это приводит к возникновению областей спонтанного намагничения.

Существуют вещества, в которых обменные силы вызывают антипараллельную ориентацию спиновых моментов электронов. Такие вещества называются **антиферромагнетиками**. Для них также существует *антиферромагнитная точка Кюри (точка Неэля)*, выше которой разрушается магнитное упорядочение и антиферромагнетик превращается в парамагнетик.