



ЗДРАВСТВУЙТЕ!

19.4. Циркуляция вектора напряженности вихревого электрического поля

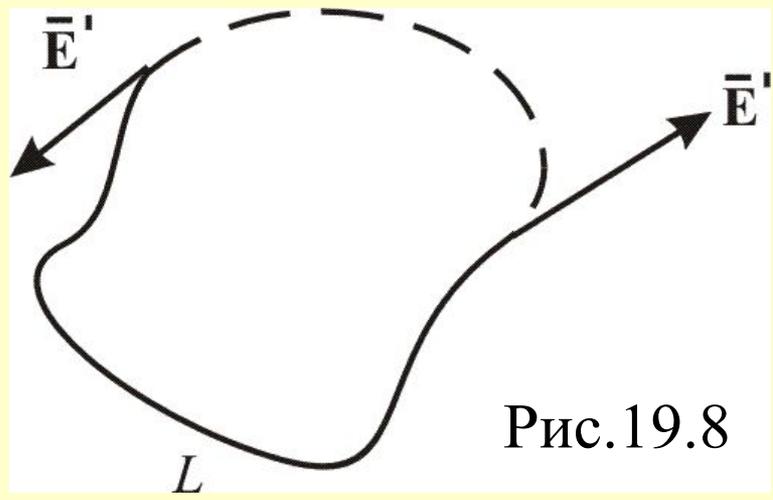
Чему равна циркуляция вектора в случае изображенном на рисунке 19.8?

Работу вихревого электрического поля по Δ перемещению заряда можно подсчитать по формуле $dA = q \oint \mathbf{E}' d\mathbf{l}$.

Вспомним: работа по перемещению L единичного заряда вдоль замкнутой цепи равна ЭДС, действующей в этой цепи.

Следовательно,

$$\oint_L \mathbf{E}' d\mathbf{l} = \mathcal{E}_i, \quad (19.4.1)$$



так как никаких других сторонних сил в цепи, где течет индукционный ток, нет. Тогда

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (19.4.2)$$

Эти выражения справедливы всегда, независимо от того, выполнен контур в виде линейного проводника, диэлектрика или речь идет о контуре (**мысленном**) в вакууме.

Если контур выполнен из диэлектрика, то каждый элемент его поляризуется в соответствии с действующим электрическим полем.

Если заряд движется в вакууме по контуру, то при каждом обходе контура механическая энергия его возрастает на величину

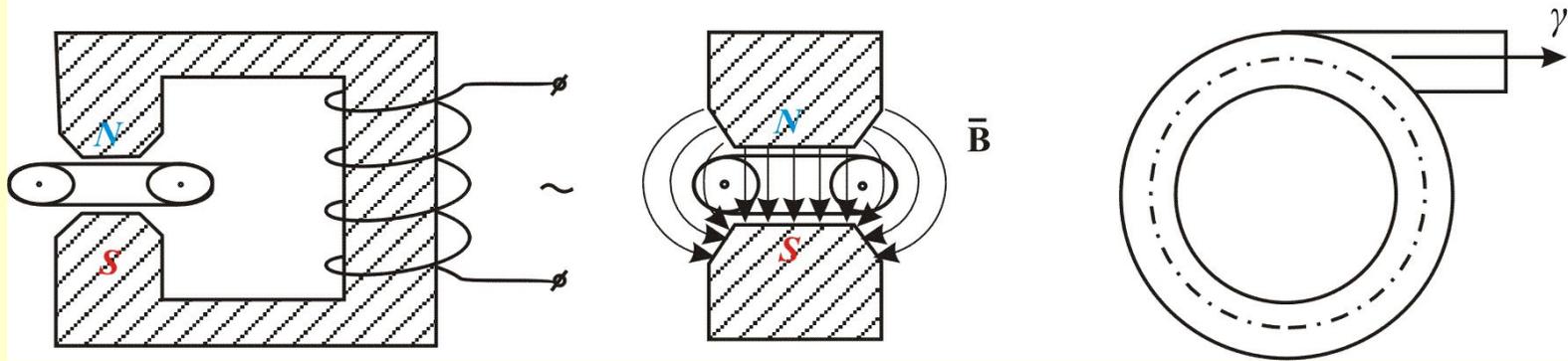
$$\frac{mv^2}{2} = \oint_L q \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = qE_i; \quad (19.4.3)$$

(при движении заряда в проводнике из-за сопротивления устанавливается динамическое равновесие).

На использовании этого факта основан оригинальный ускоритель электронов – *бетатрон*.

19.5. Бетатрон.

Так называют индукционный ускоритель электронов, в котором ускорение осуществляется вихревым электрическим полем (рис.19.9, а).



а)

б)

в)

Прибор состоит из тороидальной вакуумной камеры (рис.19.9, в), помещающейся между полюсами электромагнита специальной формы (рис.19.9, б). Обмотка электромагнита питается переменным током с частотой (рис. 11.9) $\nu \approx 100$ Гц.

Переменное магнитное поле выполняет две функции: во-первых, создает вихревое электрическое поле, ускоряющее электроны внутри тороида; во-вторых, удерживает электроны на орбите (силовые линии располагаются так, чтобы пучок электронов

находился в состоянии устойчивого равновесия в центре тора). За время порядка 10^{-3} с электроны успевают сделать до 10^6 оборотов и приобрести энергию до 500 МэВ (сотни МэВ в разных ускорителях). При такой энергии скорость электронов близка к скорости света ($v \approx c$). Кроме того, сам же пучок электронов в данном случае выполняют роль вторичной обмотки трансформатора. В конце цикла ускорения включается дополнительное магнитное поле, которое отклоняет электроны от стационарной орбиты и направляет их на специальную мишень, расположенную внутри камеры. Попадая на мишень электроны тормозятся в ней и испускают жесткие γ – лучи или рентген, которые используются в ядерных исследованиях при неразрушающих методах контроля, в медицине и т.д. Был даже создан специальный институт для разработки и исследования бетатронов – НИИИН при ТПУ

19.6. Токи Фуко (вихревые токи)

До сих пор мы рассматривали индукционные токи в линейных проводниках. Но индукционные токи будут возникать и в толще сплошных проводников при изменении в них потока вектора магнитной индукции. Они будут циркулировать в веществе проводника (напомним, что линии – замкнуты). Так как электрическое поле вихревое и токи называются вихревыми.

Именно поэтому сердечник трансформатора делают не сплошным, а из пластин изолированных друг от друга иначе сердечник сильно бы грелся – это вредное действие токов Фуко.

Вихревые токи имеют и полезное применение:

- 1) Демпфирования механических колебаний различных приборов;
- 2) Нагрев металлов в индукционных печах, где используется ВЧ-генератор: металл разогревается, а тигель из диэлектрика – остается холодным.

19.7. Скин-эффект

В проводах, по которым текут токи высокой частоты (ВЧ), также возникают вихревые токи, существенно изменяющие картину распределения плотности тока по сечению проводника.

При этом вихревые токи по оси проводника текут против направления основного тока, а на поверхности – в том же направлении (рис. 19.10).

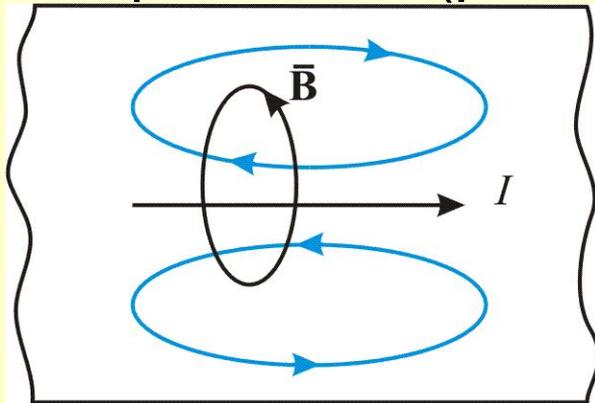


Рис. 19.10

Ток как бы вытесняется на поверхность. Это и есть *скин-эффект*. Поэтому проводники в ВЧ- схемах нет смысла делать сплошными: в ВЧ-генераторах

проводники выполнены в виде - волноводов - полых трубок. Поверхностный слой проводника, по которому текут вихревые токи, называется – *скинслоем*. ВЧ-токи используются для закалки поверхностей деталей: поверхностный слой разогревается быстро в ВЧ поле, закаливается и становится прочным, но не

хрупким, так как внутренняя часть детали – не разогревалась и не закаливалась.

Тема: ЯВЛЕНИЕ САМОИНДУКЦИИ И ВЗАИМНОЙ ИНДУКЦИИ

Содержание лекции:

- 20.1. Явление самоиндукции;**
- 20.2. Влияние самоиндукции на ток при замыкании и
размыкании цепи, содержащей индуктивность;**
- 20.3. Взаимная индукция;**
- 20.4. Индуктивность трансформатора;**
- 20.5. Энергия магнитного поля.**

20.1. Явление самоиндукции

До сих пор мы рассматривали изменяющиеся магнитные поля не обращая внимание на то, что является их источником. На практике, чаще всего магнитные поля создаются с помощью различного рода соленоидов, т.е. многовитковых контуров с током.

Здесь возможны два случая: *при изменении тока в контуре изменяется магнитный поток, пронизывающий: а) этот же контур, б) соседний контур.*

ЭДС индукции, возникающая в самом же контуре называется ЭДС самоиндукции, а само явление – самоиндукция.

*Если же ЭДС индукции возникает в соседнем контуре, то говорят о явлении **взаимной индукции**. Ясно, что природа явления одна и та же, а разные названия – чтобы подчеркнуть место возникновения ЭДС индукции.*



Явление самоиндукции открыл американский ученый Дж. Генри в 1831 г. Джозеф Генри (1797 – 1878 г.) президент Национальной АН США. Работы посвящены электромагнетизму. Кроме принципа магнитной индукции Генри изобрел электромагнитное реле, построил электродвигатель, телеграф на территории колледжа в

Пристоне.

Ток I , текущий в любом контуре создает магнитный поток Ψ , пронизывающего этот же контур. При изменении I , будет изменяться Ψ , следовательно в контуре будет наводиться ЭДС индукции.

Это явление и называется *самоиндукцией*. Т.к. магнитная индукция B пропорциональна току I ($B = \mu\mu_0 nI$), следовательно $\Psi = LI$, где L – коэффициент пропорциональности, названный *индуктивностью контура*. $L = \text{const}$, если внутри контура нет ферромагнетиков, т.к. $\mu = f(I) = f(H)$

За единицу индуктивности в СИ принимается индуктивность такого контура, у которого при токе $I = 1\text{А}$ возникает полный поток $\Psi = 1\text{Вб}$. Эта единица называется Генри (Гн). Размерность индуктивности

$$[L] = \frac{[\Psi]}{[I]} = \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}} = \text{Ом} \cdot \text{с} = 1\text{Гн}$$

Вычислим индуктивность соленоида L . Если длина соленоида l гораздо больше его диаметра $l \gg d$, то к такому соленоиду можно применить формулы для бесконечно длинного соленоида. Тогда

$$B = \mu\mu_0 I \frac{N}{l} \quad (20.1.1)$$

Здесь N – число витков. Поток через каждый из витков $\Phi = BS$

Потокоцепление

$$\Psi = NBS = \mu\mu_0 I \frac{N}{l} NS = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l} I \quad (20.1.2)$$

Но мы знаем, что $\Psi = LI$, откуда индуктивность соленоида

$$L_{\text{сол}} = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l} = \mu\mu_0 n^2 l S \quad (20.1.3)$$

где n – число витков на единицу длины, т.е. $n = N/l$, $lS = V$ – объем соленоида, значит

$$L_{\text{сол}} = \mu\mu_0 n^2 V \quad (20.1.4)$$

Из этой формулы можно найти размерность для μ_0 :

$$[\mu_0] = \frac{[L][I]}{[S]} = \frac{\text{Гн} \cdot \text{м}}{\text{м}^2} = \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$$

При изменении тока в контуре в нем возникает ЭДС самоиндукции, равная

$$E_i = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d}{dt}(IL) = -L \frac{dI}{dt}$$

$$E_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (20.1.5)$$

Знак минус в этой формуле обусловлен правилом Ленца.

20.2. Влияние самоиндукции на ток при замыкании и размыкании цепи, содержащей индуктивность

Рассмотрим несколько случаев влияния ЭДС самоиндукции на ток в цепи.

Случай 1.

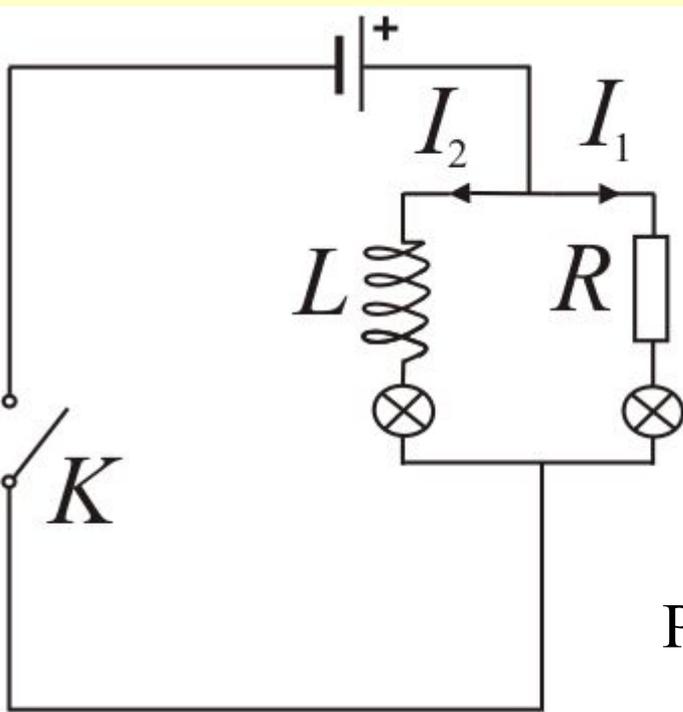
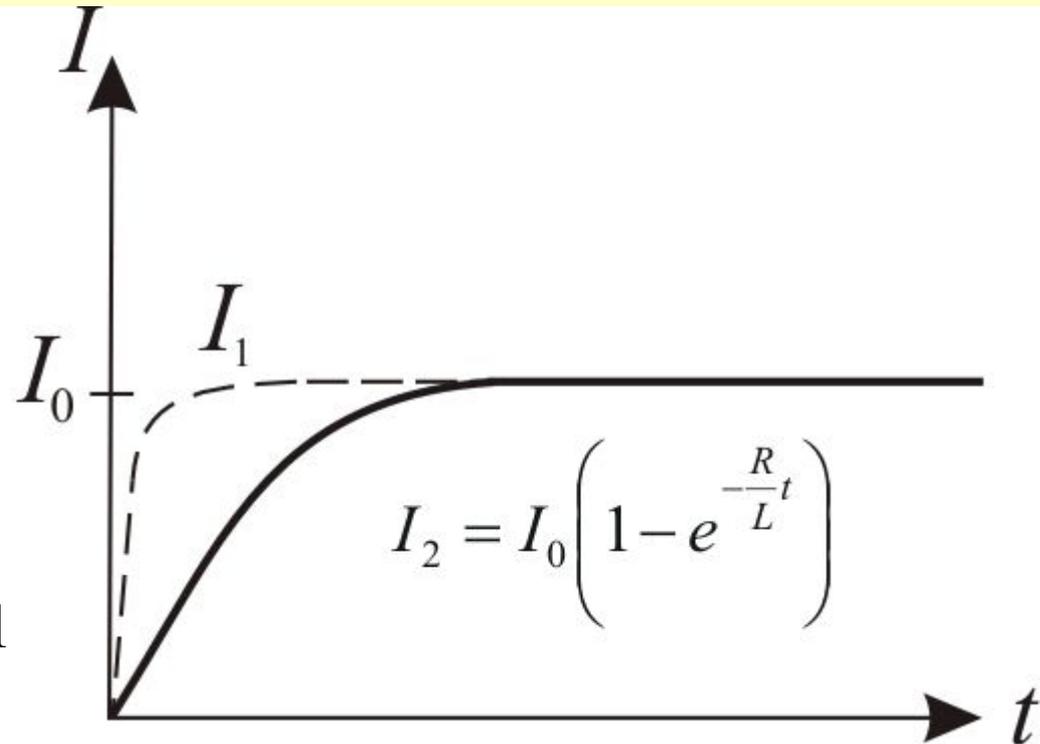


Рис. 20.1



По правилу Ленца, токи возникающие в цепях вследствие самоиндукции всегда направлены так, чтобы препятствовать изменению тока, текущего в цепи.

Это приводит к тому, что при замыкании ключа K установление тока I_2 в цепи содержащей индуктивность L , будет происходить не мгновенно, а постепенно (рис.20.1).

Сила тока в этой цепи будет удовлетворять уравнению

$$I_2 = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (20.2.1)$$

Скорость возрастания тока будет характеризоваться *постоянной времени цепи*

$$\tau = \frac{L}{R} \quad (20.2.2)$$

В цепи, содержащей только активное сопротивление R ток I_1 установится практически мгновенно.

Случай 2.

При переводе ключа из положения 1 в 2 в момент времени t_0 , ток начнет уменьшаться, но ЭДС самоиндукции будет поддерживать ток в цепи, т.е. препятствовать резкому уменьшению тока (рис.20.2). В этом случае убывание тока в цепи можно описать уравнением

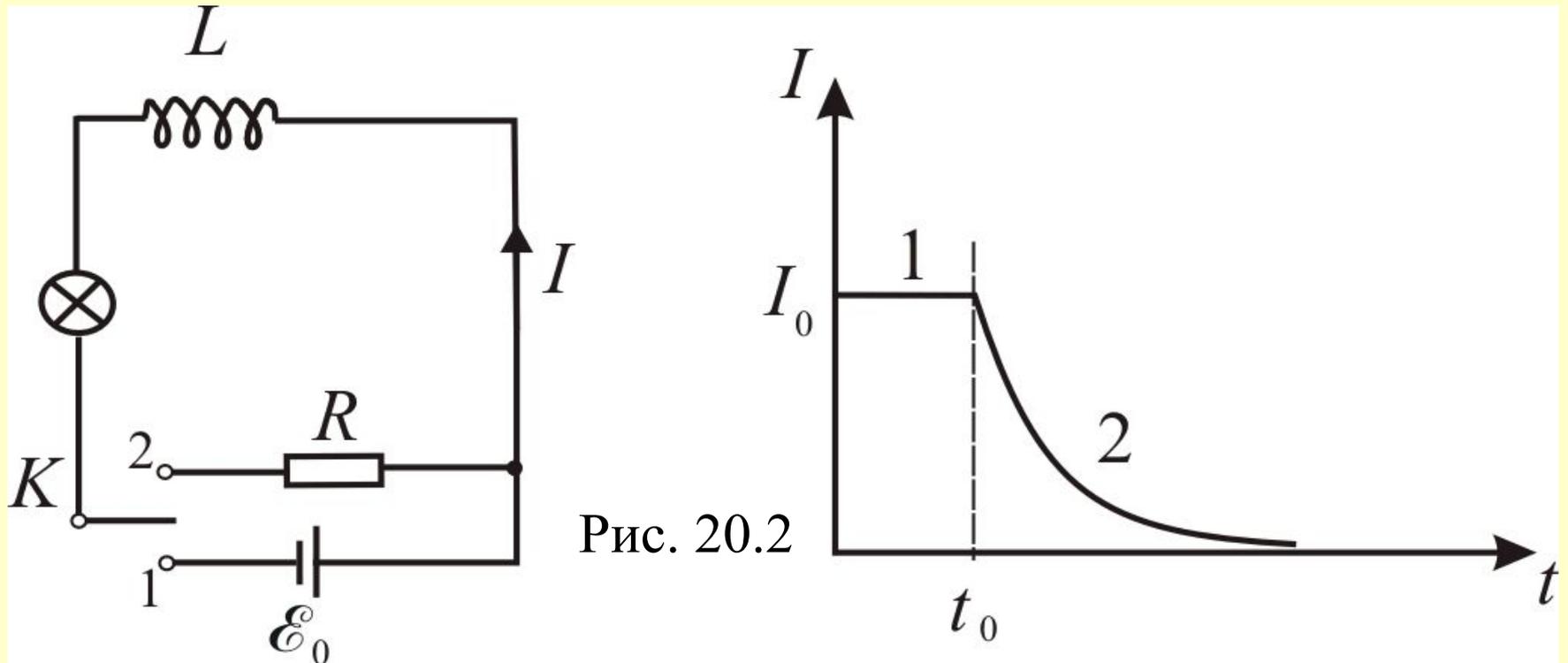


Рис. 20.2

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (20.2.3)$$

Оба эти случая говорят, что чем больше индуктивность цепи L и чем меньше сопротивление R , тем больше постоянная времени τ и тем медленнее изменяется ток в цепи.

Случай 3.

Размыкание цепи содержащей индуктивность L . Т.к. цепь разомкнута, ток не течёт, поэтому рисуем зависимость $E_i(t)$ (рис.20.3). При размыкании цепи в момент времени t_0 $R \rightarrow \infty$. Это приводит к резкому возрастанию ЭДС индукции, определяемой по формуле

$$E_i = -L \frac{dI}{dt}.$$

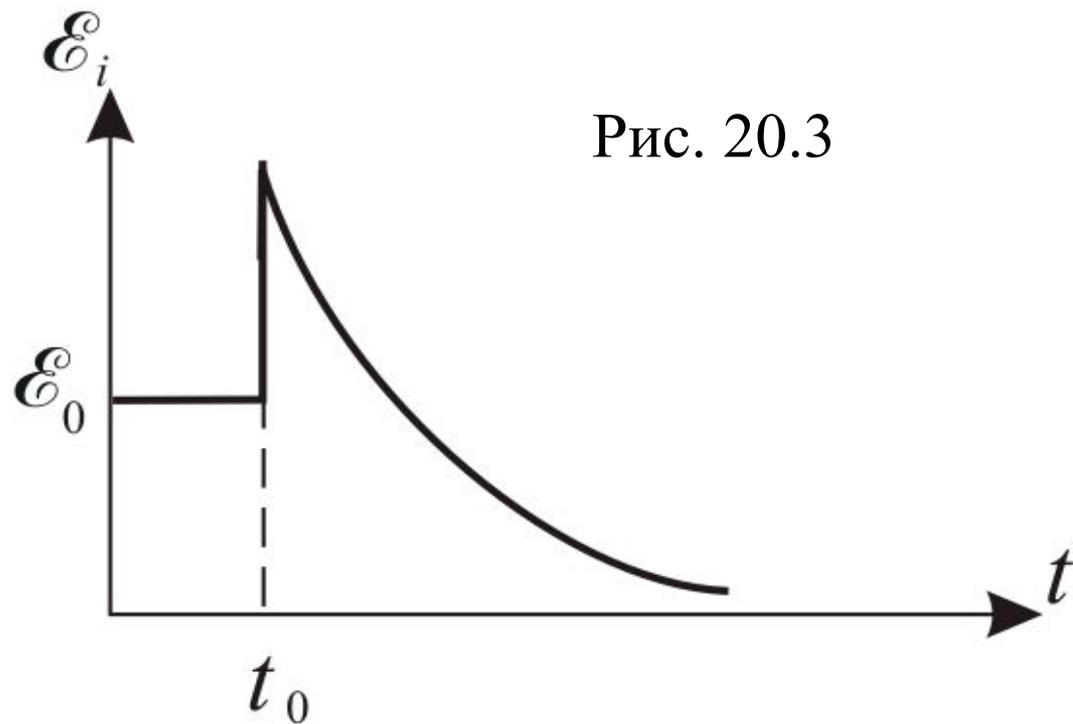
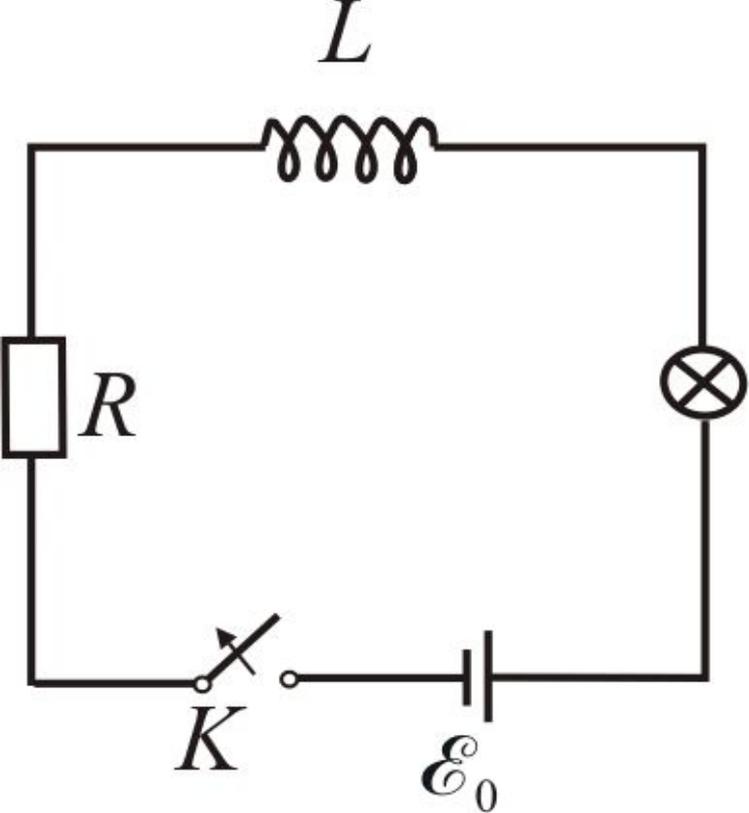


Рис. 20.3

Происходит этот скачок вследствие большой величины скорости изменения тока $\frac{dI}{dt}$, \mathcal{E}_i резко возрастает по сравнению с \mathcal{E}_0 и даже

может быть в несколько раз больше \mathcal{E}_0 . (Нельзя сразу размыкать цепь, состоящую из трансформатора и других индуктивностей).

12.3. Взаимная индукция

Возьмем два контура, расположенные недалеко друг от друга (рис.20.4).

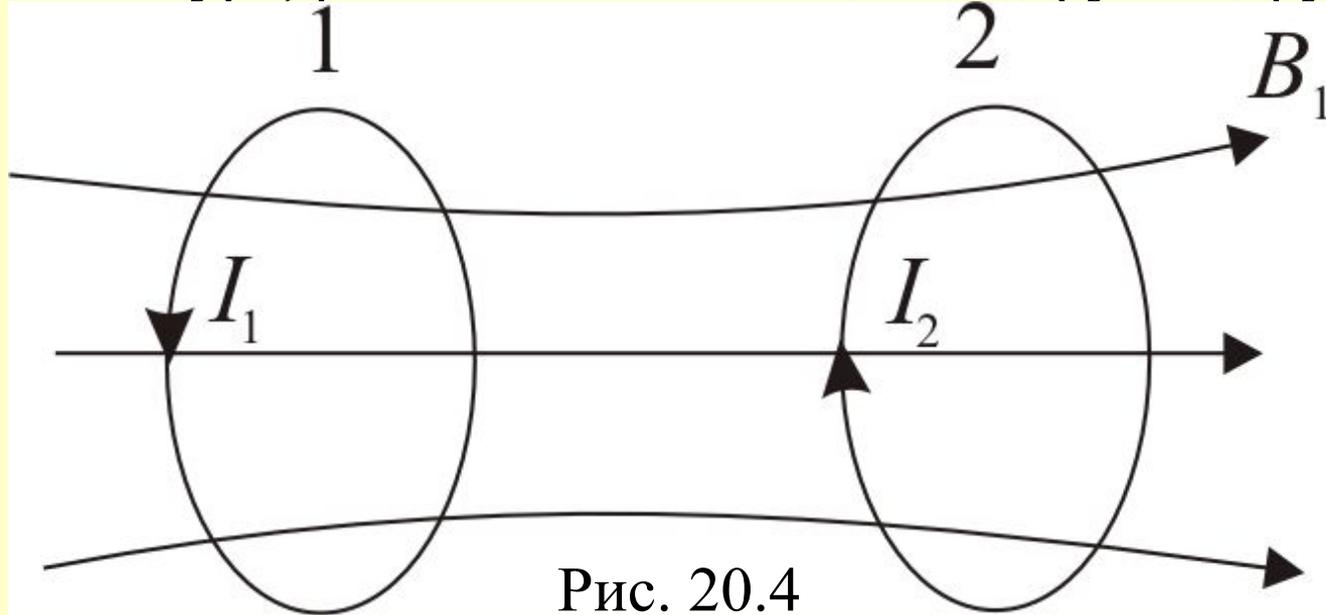


Рис. 20.4

В первом контуре течет ток I_1 . Он создает магнитный поток, который пронизывает и витки второго контура.

$$\Psi_2 = L_{21} I_1 \quad (20.3.1)$$

При изменении тока I_1 во втором контуре наводится ЭДС индукции

$$\mathbf{E}_{i2} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (20.3.2)$$

Аналогично, ток I_2 второго контура создает магнитный поток пронизывающий первый контур

$$\Psi_1 = L_{12}I_2 \quad (20.3.3)$$

И при изменении тока I_2 наводится ЭДС

$$E_{i1} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (20.3.4)$$

Контур называется *связанными*, а явление — *взаимной индукцией*. Коэффициенты L_{21} и L_{12} называются *взаимной индуктивностью* или *коэффициентами взаимной индукции*. Причём $L_{21} = L_{12} = L$.

Трансформатор является типичным примером двух связанных контуров. Рассмотрим индуктивность трансформатора и найдем коэффициент трансформации.

12.4. Индуктивность трансформатора

Итак, явление **взаимной индукции** используется в широко распространенных устройствах – *трансформаторах*.

Трансформатор был изобретен Яблочковым – русским ученым, в 1876г. для раздельного питания отдельных электрических источников света (свечи Яблочкова).

Рассчитаем *взаимную индуктивность* двух катушек L_1 и L_2 , намотанных на *общий сердечник* (рис. 20.5).

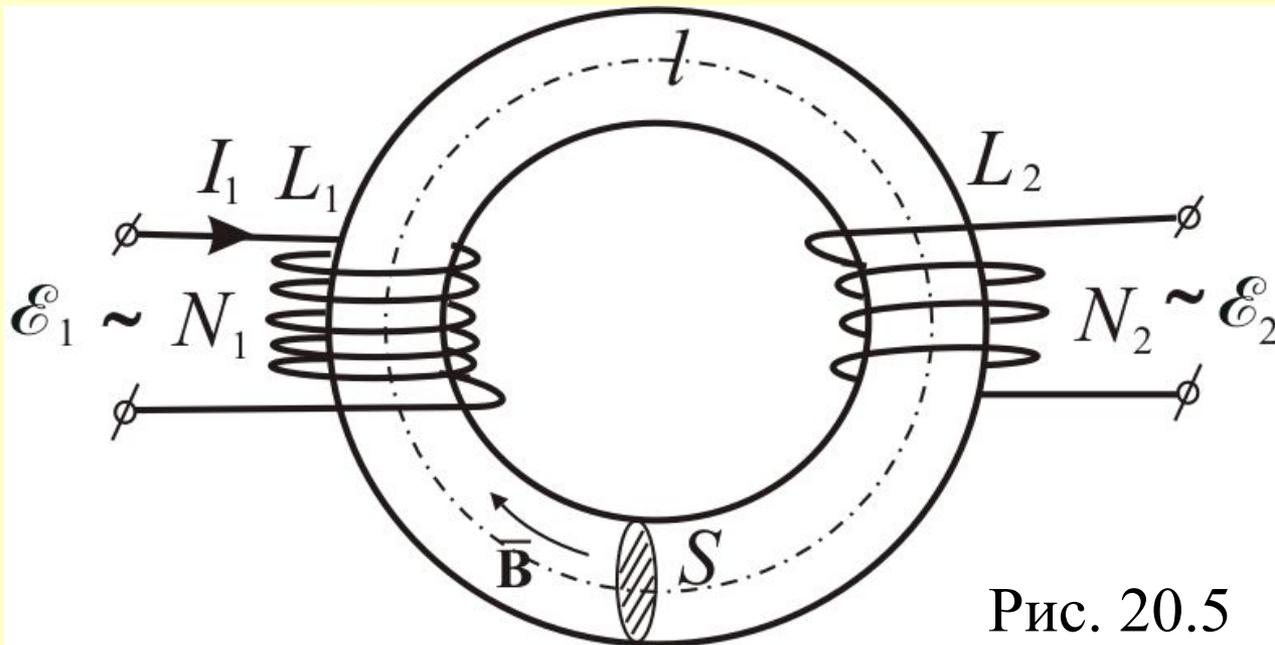


Рис. 20.5

Когда в первой катушке идет ток I_1 , в сердечнике возникает магнитная индукция \mathbf{B} и магнитный поток Φ через поперечное сечение S .

Магнитное поле тороида можно рассчитать по формуле

$$B = \mu\mu_0 I_1 \frac{N_1}{l}.$$

Через вторую обмотку проходит полный магнитный поток Ψ_2 сцепленный со второй обмоткой

$$\Psi_2 = N_2 B S = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S I_1 \quad (20.4.1)$$

Здесь $\Psi_2 = N_2 \Phi$ – потокосцепление которое можно найти по формуле

$$\Psi_2 = L_{21} I_1$$

По определению взаимная индуктивность двух катушек равна

$$L_{12} = L_{21} = \frac{\Psi_2}{I_1} = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S \quad (20.4.2)$$

К первичной обмотке подключена переменная ЭДС E_1 . По закону Ома ток в этой цепи будет определяться алгебраической суммой внешней ЭДС и ЭДС индукции.

$$E_1 - \frac{d(N_1\Phi)}{dt} = I_1 R_1 \quad (20.4.3)$$

где R_1 – сопротивление обмотки. R_1 – делают малым (медные провода) и $I_1 R_1 \rightarrow 0$. Тогда

$$E_1 \approx \frac{d(N_1\Phi)}{dt} \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (20.4.4)$$

Во второй обмотке, по аналогии $E_2 \approx N_2 \frac{d\Phi}{dt}$ отсюда

$$\frac{E_1}{E_2} \approx \frac{N_1}{N_2} \quad (20.4.5)$$

Если пренебречь потерями, т.е. предположить, что $R \approx 0$, то

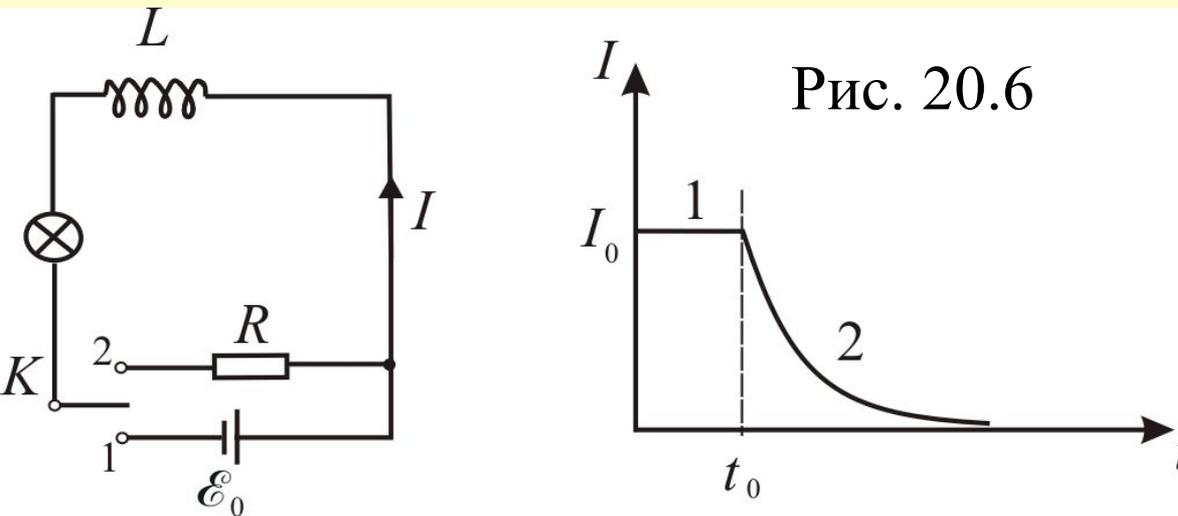
$$E_1 I_1 \approx E_2 I_2 \quad (20.4.6)$$

Коэффициент трансформации

$$\eta = \frac{E_2}{E_1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{I_1}{I_2}. \quad (20.4.7)$$

12.5. Энергия магнитного поля

Рассмотрим случай, о котором мы уже говорили (рис. 20.6).



Сначала замкнем соленоид L на источник ЭДС \mathcal{E}_0 , в нем будет протекать ток I_0 . Затем в момент времени t_0 переключим ключ в положение 2 – замкнем

соленоид на сопротивление R . В цепи будет течь убывающий ток I . При этом будет совершена работа:

$$dA = \mathbf{E}_i \mathbf{I} dt \quad (20.5.1)$$

$$dA = -L \frac{dI}{dt} I dt = -LI dI$$

$$A = -L \int_I^0 I dI = \frac{LI^2}{2}$$

$$A = \frac{LI^2}{2} \quad (20.5.2)$$

Эта работа пойдет на нагревание проводников. Но откуда взялась эта энергия? Поскольку других изменений кроме исчезновения магнитного поля в окружающем пространстве не произошло, остается заключить, что энергия была локализована в магнитном поле. Значит, проводник с индуктивностью L , по которой течет ток I , обладает энергией

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (20.5.3)$$

Выразим энергию магнитного поля через параметры магнитного поля. Для соленоида

$$L = \mu\mu_0 n^2 l S = \mu\mu_0 n^2 V \quad (20.5.4)$$

где V – объем.

$$H = In; \quad \text{отсюда}$$

$$I = \frac{H}{n}$$

Подставим эти значения в формулу (20.5.3):

$$W = \frac{\mu\mu_0 n^2 V H^2}{2n^2} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} V \quad (20.5.5)$$

Обозначим w – *плотность энергии*, или *энергия в объеме* V , тогда

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad (20.5.6)$$

но т.к. $B = \mu\mu_0 H$, то

$$w = \frac{BH}{2} \quad \text{или} \quad w = \frac{B_0^2}{2\mu\mu_0} \quad (20.5.7)$$

Энергия однородного магнитного поля в длинном соленоиде может быть рассчитана по формуле

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 I^2 V, \quad (20.5.8)$$

а плотность энергии

$$w = \frac{1}{2} \mu \mu_0 n^2 I^2 \quad (20.5.9)$$

Плотность энергии магнитного поля в соленоиде с сердечником будет складываться из энергии поля в вакууме и в магнетике сердечника: $w = w_{\text{вак.}} + w_{\text{магнет.}}$ отсюда $w_{\text{магнет.}} = w - w_{\text{вак.}}$

Т.к. в вакууме $\mu = 1$, имеем $w_{\text{магнет.}} = \frac{\mu \mu_0 H^2}{2} - \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{\mu_0 (\mu - 1) H^2}{2}$.

Сегодня: *

Лекция 15

Тема: **МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА**

Содержание лекции:

- 15.1. Магнитные моменты электронов и атомов;
- 15.2. Атом в магнитном поле;
- 15.3. Диамагнетики и парамагнетики в магнитном поле;
- 15.4. Магнитное поле в веществе;
- 15.5. Ферромагнетики.

15.1. Магнитные моменты электронов и атомов

Различные среды при рассмотрении их магнитных свойств называют *магнетиками*.

Все тела при внесении их во внешнее магнитное поле *намагничиваются* в той или иной степени, т.е. создают собственное магнитное поле, которое накладывается на внешнее магнитное поле.

Магнитные свойства вещества определяются магнитными свойствами электронов и атомов.

По своим магнитным свойствам магнетики подразделяются на три основные группы: *диамагнетики* ($\mu \leq 1$), *парамагнетики* ($\mu \geq 1$) и *ферромагнетики* ($\mu \gg 1$).

Магнетики состоят из атомов, которые в свою очередь состоят из положительных ядер и, условно говоря, вращающихся вокруг них электронов.

Электрон, движущийся по орбите в атоме эквивалентен замкнутому контуру с орбитальным током $I=ev$, где e – заряд электрона, v – частота его вращения по орбите.

Орбитальному току соответствует *орбитальный магнитный момент* электрона.

$$\mathbf{P}_m = IS\mathbf{n} = \frac{e\mathbf{v}}{2\pi r} \quad (15.1.1)$$

где S – площадь орбиты, \mathbf{n} – единичный вектор нормали к S , \mathbf{v} – скорость электрона. На рис. 15.1 показано направление орбитального магнитного момента электрона.

Электрон, движущийся по орбите имеет *орбитальный момент импульса* L_e , который имеет противоположное направление по отношению к P_m и связан с ним соотношением

$$\mathbf{P}_m = \gamma \mathbf{L}_e \quad (15.1.2)$$

Здесь, коэффициент пропорциональности γ называется *гиромагнитным отношением* орбитальных моментов и равен

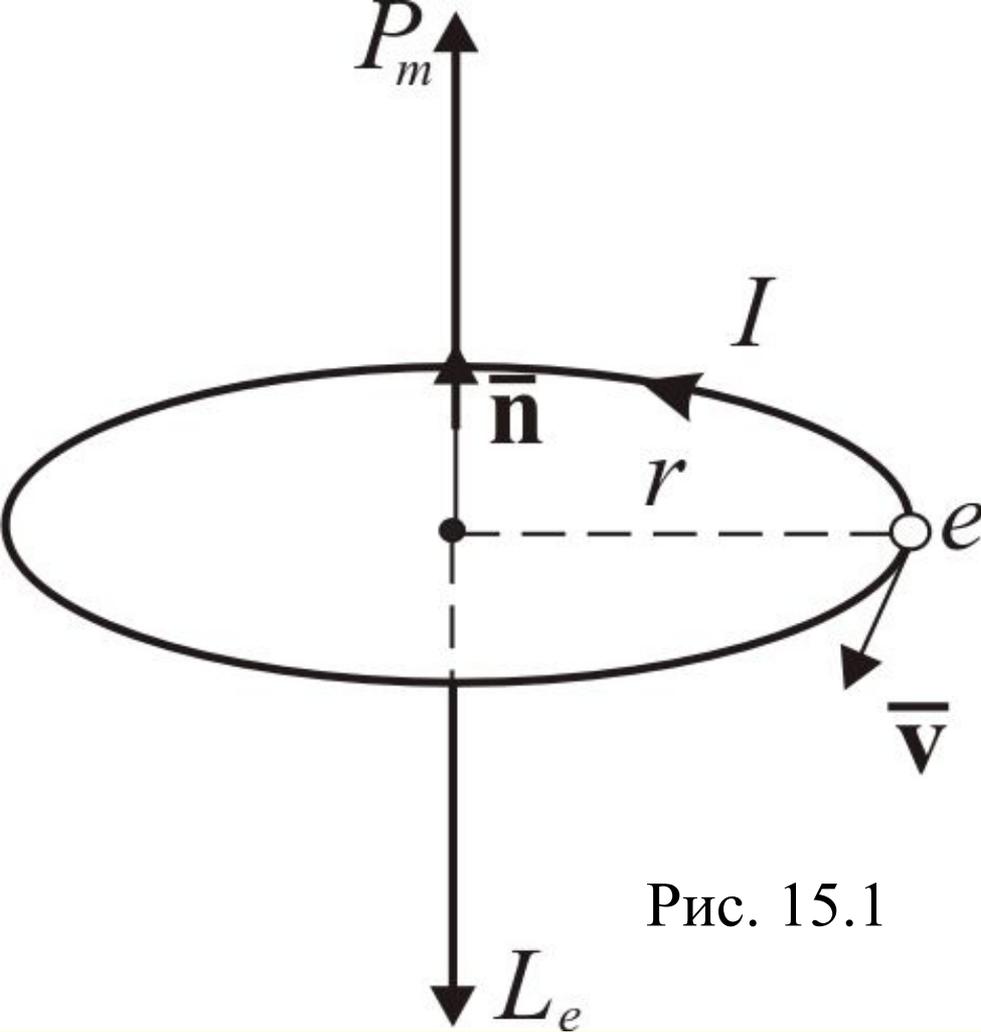


Рис. 15.1

$$\gamma = -\frac{e}{2m} \quad (15.1.3)$$

где m – масса электрона.

Кроме того, электрон обладает *собственным моментом импульса* L_{eS} , который называется *спином электрона*.

$$L_{eS} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} \boxtimes \quad (15.1.4)$$

где h – постоянная Планка

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \frac{\text{Дж}}{\text{с}}; \quad \boxtimes = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$$

Спину электрона L_{eS} соответствует *спиновый магнитный момент* электрона P_{mS} , направленный в противоположную сторону:

$$\overset{\nabla\nabla}{\mathbf{P}}_{mS} = \gamma_S \overset{\nabla\nabla}{\mathbf{L}}_{eS} \quad (15.1.5)$$

Величину γ_S называют *гиромагнитным отношением спиновых моментов*

$$\gamma_S = -\frac{e}{m} \quad (15.1.6)$$

Проекция спинового магнитного момента электрона на направление вектора индукции магнитного поля может принимать только одно из следующих двух значений

$$P_{mSB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B \quad (15.1.7)$$

где μ_B – магнетон Бора. *Орбитальным магнитным моментом P_m атома* называется *геометрическая сумма орбитальных магнитных моментов всех электронов атома*

$$\mathbf{P}_m = \sum_{i=1}^Z \mathbf{P}_{mi}; \quad (15.1.8)$$

где Z – число всех электронов в атоме – порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева.

Орбитальным моментом импульса L атома называется геометрическая сумма моментов импульса всех электронов атома:

$$\mathbf{L} = \sum_{i=1}^Z \mathbf{L}_{ei} \quad (15.1.9)$$

Более подробно вышеназванные характеристики мы обсудим в разделе «Атомная и ядерная физика».

15.2. Атом в магнитном поле

При внесении атома в магнитное поле с индукцией H на электрон, движущийся по орбите эквивалентной замкнутому контуру с током, действует момент сил M :

$$\overset{\sphericalangle}{\mathbf{M}} = \left[\overset{\sphericalangle}{\mathbf{P}}_m, \overset{\sphericalangle}{\mathbf{B}} \right] \quad (15.2.1)$$

При этом изменяется орбитальный момент импульса электрона:

$$\frac{d\overset{\sphericalangle}{\mathbf{L}}_e}{dt} = \left[\overset{\sphericalangle}{\mathbf{P}}_m, \overset{\sphericalangle}{\mathbf{B}} \right] = \left[-\gamma \overset{\sphericalangle}{\mathbf{B}}, \overset{\sphericalangle}{\mathbf{L}}_e \right] \quad (15.2.2)$$

Аналогично изменяется вектор орбитального магнитного момента электрона

$$\frac{d\overset{\sphericalangle}{\mathbf{P}}_m}{dt} = \left[-\gamma \overset{\sphericalangle}{\mathbf{B}}, \overset{\sphericalangle}{\mathbf{P}}_m \right] \quad (15.2.3)$$

Из этого следует, что векторы $\overset{\sphericalangle}{\mathbf{L}}_e$ и $\overset{\sphericalangle}{\mathbf{P}}_m$, и сама орбита *прецессирует* вокруг направления вектора $\overset{\sphericalangle}{\mathbf{B}}$. На рисунке 15.2 показано прецессионное движение электрона и его орбитального магнитного момента, а также дополнительное (прецессионное) движение электрона.

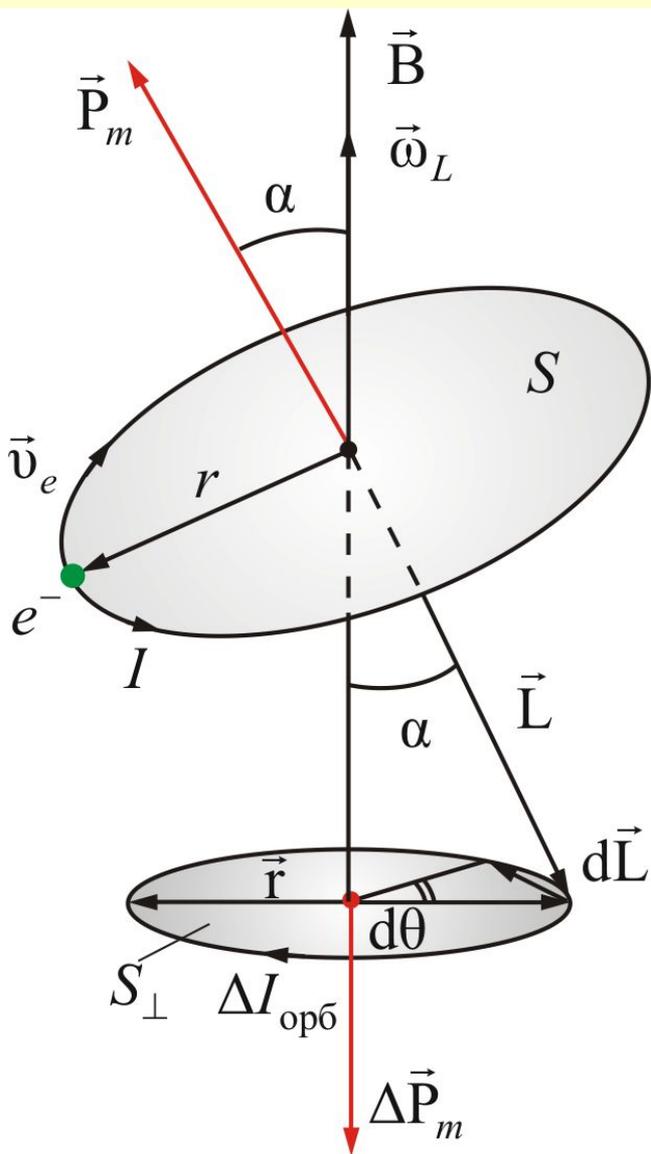


Рис. 15.2

Эта прецессия называется **Ларморовской прецессией**. Угловая скорость этой прецессии ω_L зависит только от индукции магнитного поля и совпадает с ней по направлению.

$$\vec{\omega}_L = \frac{e}{2m} \vec{B} \quad (15.2.4)$$

Теорема Лармора: *единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и вектора орбитального магнитного момента электрона с угловой скоростью ω_L вокруг оси, проходящей через ядро атома параллельно вектору индукции магнитного поля.* Прецессия орбиты электрона в атоме приводит к появлению дополнительного орбитального тока

$$\Delta I_{орб} = e \frac{\omega_L}{2\pi} \quad (15.2.5)$$

и соответствующего ему наведенного орбитального магнитного момента $\Delta \mathbf{P}_m$

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\Delta I_{орб} S_{\perp} = -\frac{e^2 S_{\perp}}{4\pi m} \mathbf{B} \quad (15.2.6)$$

где S_{\perp} — площадь проекции орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную вектору \mathbf{B} . Знак « $-$ » говорит, что \mathbf{P}_m противоположен вектору \mathbf{B} . Тогда общий орбитальный момент атома равен

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\frac{e^2 Z S_{\perp}}{4\pi m} \mathbf{B} \quad (15.2.7)$$

15.3. Диамagnetики и парамагнетики в магнитном поле

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

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n P_{mi} \quad (15.3.1)$$

где \vec{P}_{mi} — магнитный момент i -го атома из числа n атомов, содержащихся в объеме ΔV .

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 диамagnetного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты.

В пределах малого объема ΔV изотропного диамagnetика наведенные магнитные моменты ΔP_{mi} всех атомов одинаковы и направлены противоположно вектору \vec{B} .

Вектор намагнитченности равен

$$\vec{\mathbf{J}} = \frac{n\Delta\vec{\mathbf{P}}_m}{\Delta V} = n_0\Delta\vec{\mathbf{P}}_m = \frac{\vec{\mathbf{B}}}{\mu_0}\chi' = \vec{\mathbf{H}} \cdot \chi', \quad (15.3.2)$$

где n_0 – концентрация атомов, μ_0 – магнитная постоянная, χ' – коэффициент пропорциональности, характеризующий магнитные свойства диамагнетика и называемая магнитной восприимчивостью среды.

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

Относительной магнитной восприимчивостью вещества называется безразмерная величина χ , связанная с χ' соотношением:

$$\chi = \frac{\chi'}{1 - \chi'} \quad (15.3.3)$$

У диамагнетиков $|\chi'| \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$, поэтому $\chi \approx \chi'$.

Парамагнетиками называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент \mathbf{P}_m .

Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\mathbf{B}_{внеш}$

К парамагнетикам относятся многие щелочные металлы, кислород O_2 , оксид азота NO , хлорное железо $FeCl_2$ и др.

В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика $J = 0$, т.к. \mathbf{P}_{mi} векторы разных атомов ориентированы беспорядочно.

При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов \mathbf{P}_{mi} по направлению поля, так что парамагнетик намагничивается. Значения χ' для парамагнетиков положительны и находятся в пределах $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$. Поэтому магнитная восприимчивость $\chi \approx \chi'$ как и у диамагнетиков.

13.4. Магнитное поле в веществе

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 \mathbf{B} , равный геометрической сумме $\mathbf{B}_{\text{внеш}}$ и $\mathbf{B}_{\text{внутр}}$ магнитных полей

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{внеш}} + \mathbf{B}_{\text{внутр}} \quad (15.4.1)$$

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме можно обобщить на случай магнитного поля в веществе:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{L} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}) \quad (15.4.2)$$

где $I_{\text{микро}}$ и $I_{\text{макро}}$ – алгебраическая сумма макро- и микротоков сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур L (рис. 15.3).

Как видно из (рис. 15.3), вклад в $I_{\text{микро}}$ дают только те молекулярные токи, которые нанизаны на замкнутый контур L .

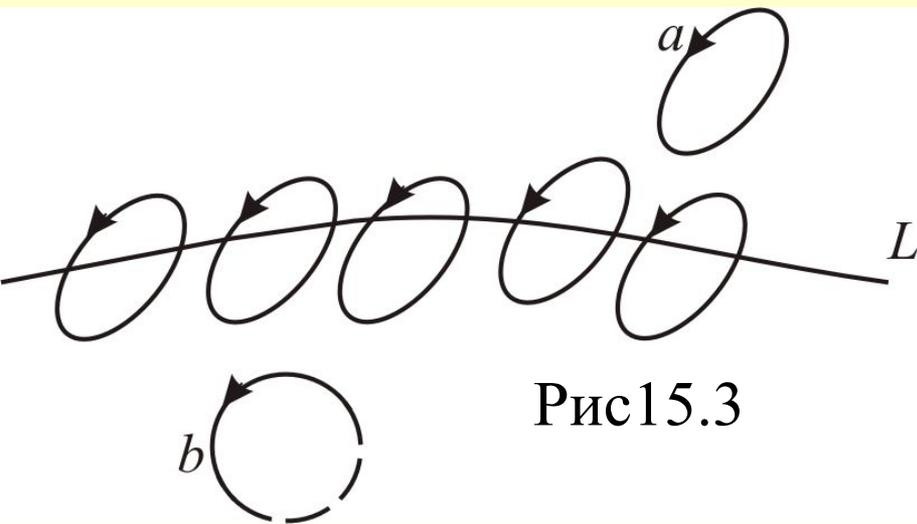


Рис 15.3

Алгебраическая сумма сил микротоков связана с циркуляцией вектора намагниченности соотношением

$$I_{\text{микро}} = \oint J dl \quad (15.4.4)$$

тогда закон полного тока можно записать в виде

$$\int_L \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - J \right) dl = I_{\text{макро}} \quad (15.4.5)$$

Вектор

$$\vec{\mathbf{H}} = \frac{\vec{\mathbf{B}}}{\mu_0} - \vec{\mathbf{J}} \quad (15.4.6)$$

называется **напряженностью магнитного поля**.

Таким образом, закон полного тока для магнитного поля в веществе утверждает, что циркуляция вектора напряженности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура L равна алгебраической сумме макротоков сквозь поверхность натянутую на этот контур:

$$\int_L \vec{\mathbf{H}} d\mathbf{l} = I_{\text{макро}} \quad (15.4.7)$$

Этот закон полного тока в интегральной форме. В дифференциальной форме его можно записать:

$$\text{rot } \vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{j}}_{\text{макро}} \quad (15.4.8)$$

Намагниченность изотропной среды с напряженностью связаны соотношением:

$$\vec{\mathbf{J}} = \chi \vec{\mathbf{H}} \quad (15.4.9)$$

13.5. Ферромагнетики

Ферромагнетики это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.

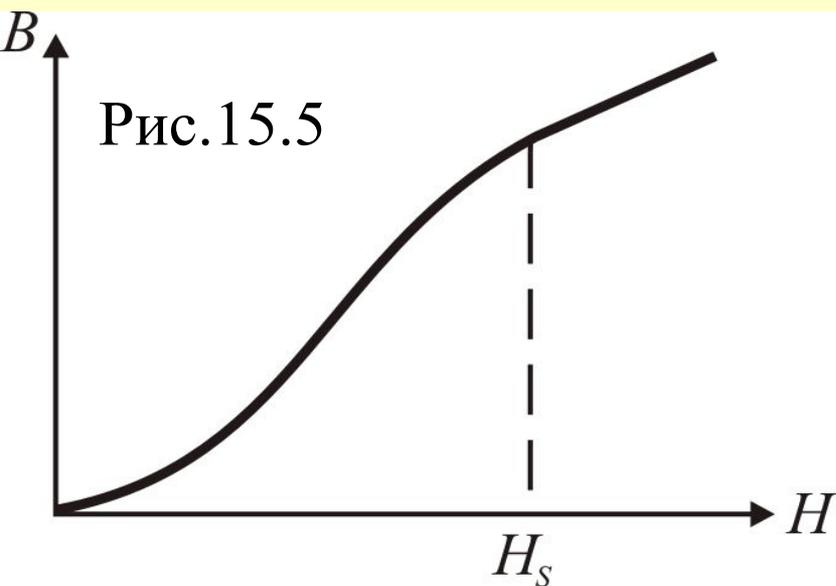
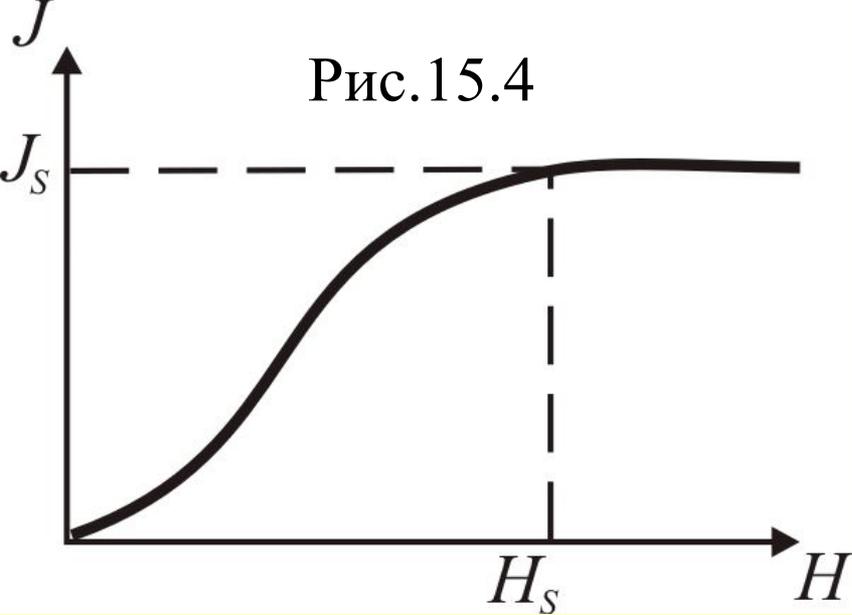
Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными веществами: внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.

Ферромагнетизм наблюдается у кристаллов переходных металлов – железа, кобальта, никеля, у некоторых редкоземельных металлов и сплавов.

Основные отличия магнитных свойств ферромагнетиков.

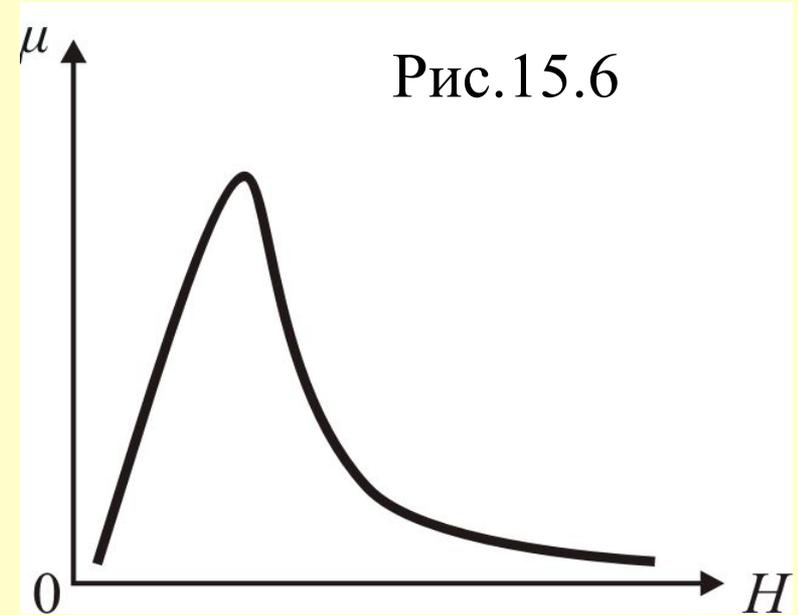
1) Нелинейная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля H (рис. 15.4)

Как видно из (рис. 15.4), 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 (рис. 13.5)

3) Зависимость относительной магнитной проницаемости от H имеет сложный характер (Рис. 15.6), причем максимальные значения μ очень велики ($10^3 \div 10^6$).



4) У каждого ферромагнетика имеется такая температура называемая *точкой Кюри*, выше которой это вещество теряет свои особые магнитные свойства.

5) Существование *магнитного гистерезиса*.

На (рис. 15.7) показана петля гистерезиса – график зависимости намагниченности вещества от напряженности магнитного поля H .

Намагниченность J_S при $H = H_S$ называется *намагниченность насыщения*.

Намагниченность J_R при $H=0$ называется *остаточной намагниченностью* (что служит для создания постоянных магнитов)

Напряженность H_c магнитного поля, полностью размагниченного ферромаг-

*нетика, называется **коэрцитивной***

силой. Она характеризует способность ферромагнетика сохранять намагниченное состояние.

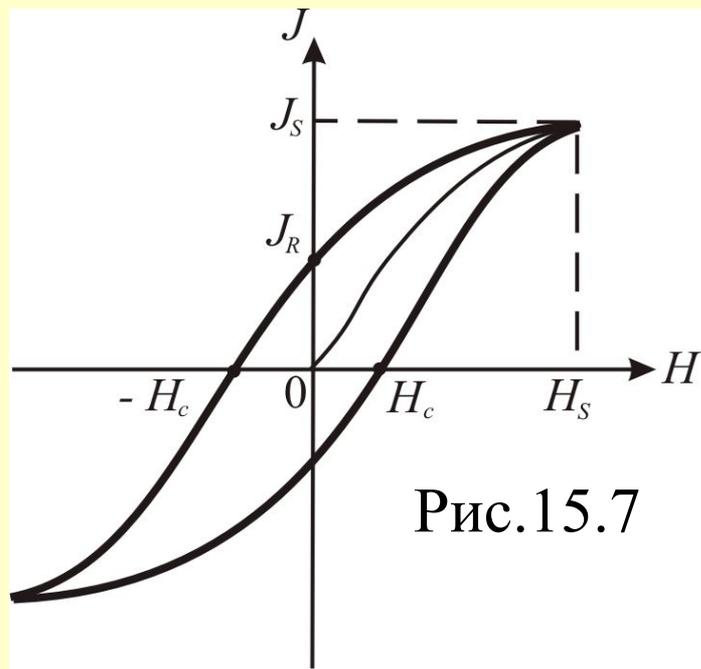
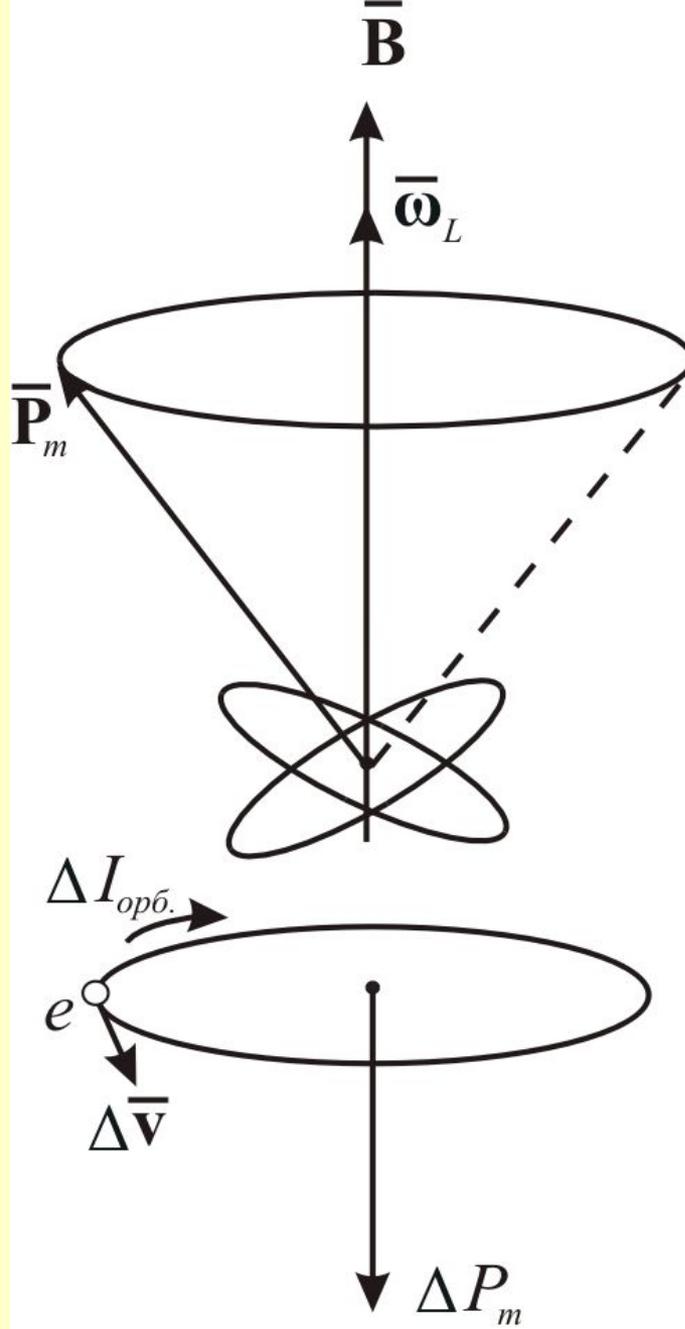


Рис.15.7

Большой коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) обладают *магнито-твердые материалы*, используемые для изготовления постоянных магнитов. Малую коэрцитивную силу имеют *магнито-мягкие материалы*, используемые для изготовления сердечников трансформаторов.

Измерение гиромагнитного отношения для ферромагнетиков показали, что элементарными носителями магнетизма в них являются спиновые магнитные моменты электронов.



Сегодня: *

Лекция окончена.

До свидания!

УРА! УРА! УРА!