

## ЧАСТЬ 4. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

**Магнетизм** – особая форма взаимодействия между электрическими токами, между электрическими токами и магнитами и между магнитами. Магнитные свойства присущи в той или иной степени всем без исключения телам, поэтому при рассмотрении магнитных свойств веществ введен общий термин – *магнетики*.

### §44 Магнитное поле

#### 44.1 Характеристики магнитного поля

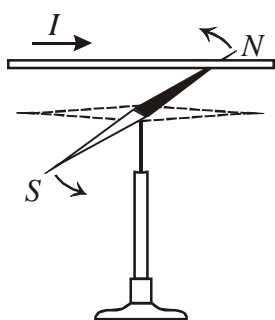


Рисунок 44.1

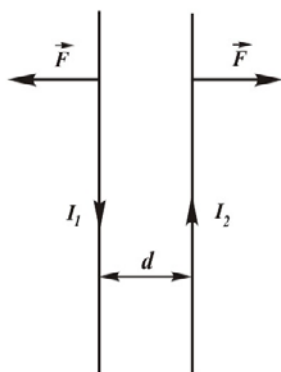


Рисунок 44.2

В 1820 году датский физик Эрстед обнаружил, что магнитная стрелка, расположенная параллельно прямолинейному проводнику, при пропускании через него постоянного тока  $I$  стремится расположиться перпендикулярно проводнику (рис. 44.1). При изменении направления тока стрелка поворачивалась на  $180^\circ$ . То же самое происходило, когда стрелка переносилась вверх и располагалась над проводом.

В том же году А. Ампер установил, что два проводника, расположенные параллельно друг другу, испытывают взаимное притяжение при пропускании через них тока в одном направлении и отталкиваются, если токи имеют противоположные направления (рис. 44.2). Сила взаимодействия проводников пропорциональна величине токов и обратно пропорциональна расстоянию между ними:

$$F \sim \frac{I_1 I_2}{d}.$$

Если проводник с током поместить между полюсами подковообразного магнита, то он будет или втягиваться, или выталкиваться из него в зависимости от направления тока (рис. 44.3). Сила действия со стороны магнитного поля пропорциональна силе тока и длине проводника:  $F \sim I \cdot l$ .

#### Посмотрите лекционные демонстрации.

1. Опыт Эрстеда со стрелкой.  
<http://www.youtube.com/watch?v=F4JL2vvYd8c>
2. Опыт Эрстеда с рамкой.  
<http://www.youtube.com/watch?v=PSrP8084urk>
3. Взаимодействие параллельных токов.  
<http://www.youtube.com/watch?v=g37PEIxxgCVs>

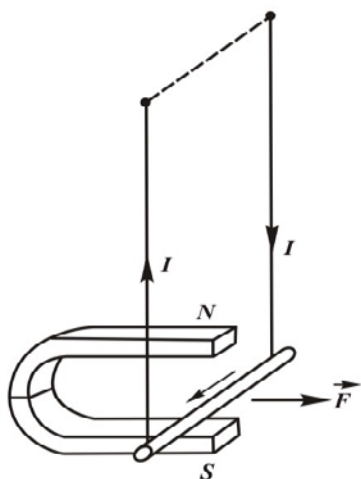


Рисунок 44.3

Таким образом, эксперименты показали, что вокруг проводников с током и постоянных магнитов существует **магнитное поле**, которое обнаруживается по его силовому действию на другие проводники с током, постоянные магниты, движущиеся электрические заряды. В отличие от электрического поля магнитное поле не оказывает действия на покоящийся заряд.

Для характеристики способности магнитного поля оказывать силовое действие на проводники с током вводится физическая величина, называемая **вектором магнитной индукции**.

Магнитное поле исследуют с помощью замкнутого контура с током. Контур должен иметь малые размеры по сравнению с расстояниями, на которых магнитное поле заметно изменяется (рис. 44.4 а). Подводящие проводники сплетают вместе, чтобы результирующая сила, действующая на них со стороны магнитного поля, была равна нулю.

Если пропустить ток через рамку и провод, то рамка поворачивается и располагается так, что провод оказывается в плоскости рамки (рис. 44.4 б). Тело поворачивается под действием момента сил. Если брать разные по площади рамки с разными токами, то моменты сил, действующие на эти рамки в данной точке поля, будут разными. Однако, отношение максимального момента сил к произведению силы тока в рамке на ее площадь будет для данной точки поля одним и тем же. Это отношение принимают в качестве величины, характеризующей магнитное поле, и называют индукцией магнитного поля в данной точке.

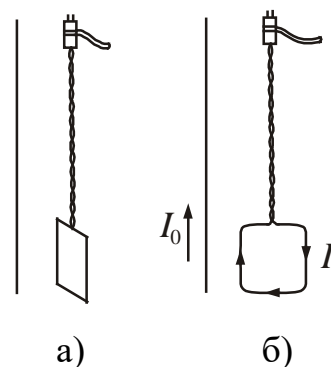


Рисунок 44.4

**Магнитная индукция ( $\vec{B}$ )** – векторная физическая величин, силовая характеристика магнитного поля, численно равная отношению максимального момента сил  $M_{\max}$ , действующего на рамку с током со стороны магнитного поля, к произведению силы тока  $I$  в рамке на ее площадь  $S$ :

$$B = \frac{M_{\max}}{IS}. \quad (44.1)$$

Из опытов Ампера следует, что на проводник с током, помещенный в магнитное поле, действует сила, пропорциональная силе тока в проводнике и длине проводника. Поэтому можно дать другое определение магнитной индукции.

**Магнитная индукция ( $\vec{B}$ )** – векторная физическая величин, силовая характеристика магнитного поля, численно равная отношению максимального значения силы, действующей на проводник с током, к произведению силы тока  $I$  в нем на длину проводника  $l$ :

$$B = \frac{F_{\max}}{Il}. \quad (44.2)$$

$$[B] = \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{А} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{м}} = \frac{\text{кг}}{\text{А} \cdot \text{с}^2} = \text{Тл (тесла)}$$

Кроме вектора магнитной индукции для характеристики магнитного поля используют вспомогательную величину  $\vec{H}$ , называемую напряжённостью магнитного поля. Магнитная индукция и напряжённость связаны между собой соотношением:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (44.3)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная;

$\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды;

$H$  – напряжённость магнитного поля.

**Магнитная проницаемость среды**  $\mu$  – это физическая величина, показывающая, во сколько раз магнитная индукция поля в данной среде отличается от магнитной индукции поля в вакууме. Для вакуума  $\mu=1$ .

**Напряжённость магнитного поля**  $\vec{H}$  – векторная величина, являющаяся количественной характеристикой магнитного поля. Напряжённость магнитного поля определяет тот вклад в магнитную индукцию, который дают внешние источники поля.

$[H] = \text{А/м}$ .

## 44.2 Графическое изображение магнитных полей

Графически магнитные поля можно изображать с помощью линий магнитной индукции (силовых линий магнитного поля).

Линия, в любой точке которой вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  направлен по касательной к ней, называется **линией магнитной индукции (силовой линией магнитного поля)**.

Линии индукции магнитного поля ни в одной точке поля не обрываются, т.е. они всегда непрерывны. Они не имеют ни начала, ни конца. Векторное поле, имеющее непрерывные силовые линии, называется **вихревым полем**. Магнитное поле – это вихревое поле.

Линии индукции прямого проводника с током, кругового тока, поля, создаваемого постоянным магнитом, представлены на рис. 44.5, 44.6, 44.7.

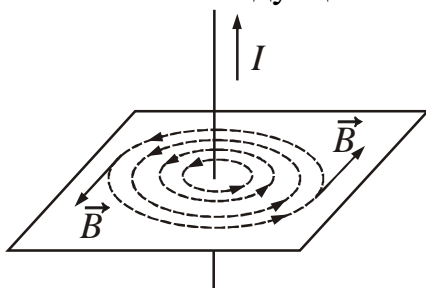


Рисунок 44.5

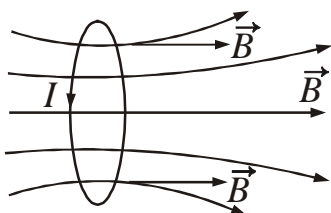


Рисунок 44.6

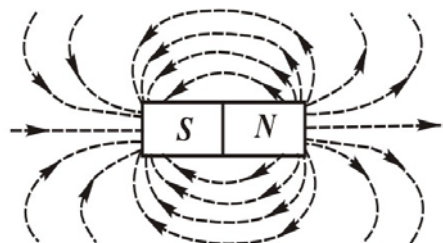


Рисунок 44.7

Если во всех точках некоторой части пространства вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  не изменяет своего направления и численного значения, то магнитное поле в этой части пространства называется **однородным**. В противном случае магнитное поле является неоднородным.

**Посмотрите лекционную демонстрацию.**

Магнитное поле токов различных конфигураций. Силовые линии магнитного поля.

<http://www.youtube.com/watch?v=xPic6xzv6wc>

## §45 Расчёт магнитных полей. Закон Био-Савара-Лапласа

### 45.1 Закон Био – Савара – Лапласа

В 1820 году французскими учеными Био, Саваром и Лапласом был установлен закон, позволяющий определить магнитную индукцию  $d\vec{B}$  поля, создаваемого элементом тока. Под элементом тока понимают произведение тока  $I$  на элемент длины  $d\vec{l}$  проводника.

По закону Био – Савара – Лапласа индукция  $d\vec{B}$  магнитного поля, создаваемого элементом тока  $I d\vec{l}$  в произвольной точке А, определяется выражением:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}. \quad (45.1)$$

В скалярном виде:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}, \quad (45.2)$$

где  $\alpha$  – угол между направлениями элемента тока и радиус-вектора  $\vec{r}$ , идущего от элемента тока к точке, в которой определяется индукция (рис. 45.1).

Аналогичные формулы можно записать для напряжённости магнитного поля:

$$d\vec{H} = \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{4\pi r^3}, \quad (45.3)$$

$$dH = \frac{I dl \sin \alpha}{4\pi r^2}. \quad (45.4)$$

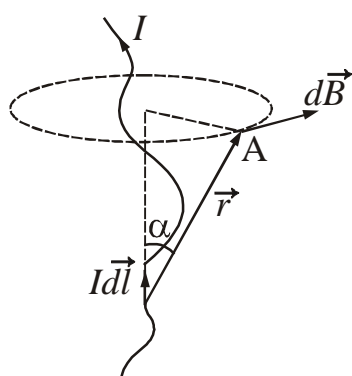


Рисунок 45.1

Магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма полей, создаваемых элементарными участками токов:

$$\vec{B} = \int_l d\vec{B}.$$

Если магнитное поле создается системой проводников с током, то индукция результирующего поля в любой его точке также равна векторной сумме индукций магнитных полей, создаваемых каждым током в отдельности:

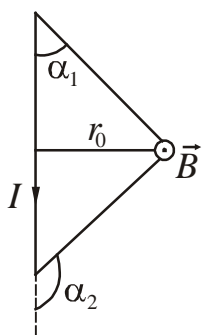
$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n. \quad (45.5)$$

Данное утверждение носит название принципа суперпозиции полей.

Закон Био – Савара – Лапласа применяют для расчёта полей, создаваемых проводниками правильной геометрической формы в вакууме.

## 45.2 Примеры расчёта магнитных полей

### 1. Магнитное поле, создаваемое отрезком проводника с током



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (45.6)$$

Углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  обозначены на рис. 45.2.  $r_0$  – кратчайшее расстояние от проводника до точки. Вектор индукции  $\vec{B}$  перпендикулярен плоскости чертежа, направлен к нам и, поэтому, изображен точкой.

Для бесконечно длинного проводника ( $r_0 \ll l$ ,  $l$  – длина проводника) можно считать, что  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_2 = \pi$ . Тогда:

Рисунок 45.2

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}, \quad (45.7)$$

где  $r_0$  – расстояние от проводника с током до точки, в которой определяется магнитная индукция.

Аналогичную формулу можно записать для напряжённости магнитного поля:

$$H = \frac{I}{2\pi r_0}. \quad (45.8)$$

### 2. Магнитное поле, создаваемое круговым током на его оси.

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}, \quad (45.9)$$

$R$  – радиус витка,  $x$  – расстояние от центра витка до точки А, расположенной на оси кругового тока.

Аналогичную формулу можно записать для напряжённости магнитного поля:

$$H = \frac{IR^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (45.10)$$

При  $x=0$  получим выражение для расчёта индукции в центре кругового тока:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (45.11)$$

Напряжённость магнитного поля в центре кругового тока:

$$H = \frac{I}{2R}. \quad (45.12)$$

### 3. Магнитное поле соленоида конечной длины.

Соленоид представляет собой провод, навитый на круглый цилиндрический каркас. На рис. 45.3 показано сечение соленоида. Внутри соленоида направление индукции  $\vec{B}$  совпадает с направлением оси.

Индукция магнитного поля в произвольной точке А, лежащей на его оси соленоида конечной длины рассчитывается по формуле:

$$B = \frac{\mu_0 I n}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (45.13)$$

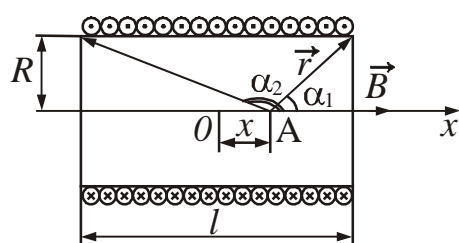


Рисунок 45.3

где  $n = \frac{N}{l}$  – число витков на единицу длины соленоида (плотность намотки);  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – углы, под которыми из точки А видны концы соленоида (рис. 45.3).

Напряжённость магнитного поля в произвольной точке на оси соленоида конечной длины

$$H = \frac{I n}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (45.14)$$

Если  $l \gg R$ , то соленоид считается бесконечно длинным. Для бесконечно длинного соленоида  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_2 = \pi$ . Тогда:

$$B = \mu_0 I n. \quad (45.15)$$

Соответственно, напряжённость магнитного поля внутри бесконечно длинного соленоида:

$$H = I n. \quad (45.16)$$

## §46 Законы магнитного поля

### 46.1 Магнитный поток

**Потоком вектора магнитной индукции или магнитным потоком ( $d\Phi$ ) сквозь площадку  $dS$  называется скалярная физическая величина**

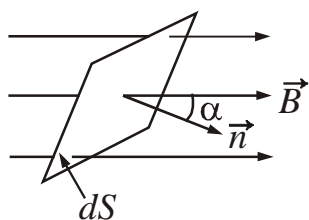


Рисунок 46.1

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = BdS \cos \alpha, \quad (46.1)$$

где  $d\vec{S} = \vec{n}dS$ ,  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к площадке;  
 $\alpha$  – угол между направлением нормали  $\vec{n}$  и вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  (рис. 46.1).

$$[\Phi] = \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = \text{Вб} \text{ (вебер)}.$$

Магнитный поток сквозь произвольную поверхность  $S$ :

$$\Phi = \iint_S \vec{B}d\vec{S}. \quad (46.2)$$

Если поле однородно ( $\vec{B} = \text{const}$ ), а поверхность плоская, то

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (46.3)$$

### 46.2 Теорема Гаусса для магнитного поля

Теорема Гаусса для магнитного поля является обобщением опытных данных. Согласно теореме Гаусса:

**Поток вектора  $\vec{B}$  сквозь любую замкнутую поверхность равен нулю:**

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0. \quad (46.4)$$

Теорема Гаусса отражает тот экспериментальный факт, что линии вектора  $\vec{B}$  не имеют ни начала, ни конца. Поэтому число линий вектора  $\vec{B}$ , выходящих из любого объёма, ограниченного **замкнутой** поверхностью  $S$ , всегда равно числу линий, входящих в этот объём.

Формула (46.4) выражает также и тот факт, что в природе не существуют единичные магнитные заряды, на которых начинались бы или заканчивались линии вектора  $\vec{B}$ .

### 46.3 Циркуляция вектора магнитной индукции. Закон полного тока

**Циркуляцией** вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  по замкнутому контуру  $l$  называется интеграл вида:

$$\oint_l \vec{B}d\vec{l} = \oint_l Bdl \cos(\vec{B}, d\vec{l}), \quad (46.5)$$

где  $l$  – замкнутый контур произвольной формы,

$d\vec{l}$  – вектор элементарной длины контура, направленный по обходу контура.

Согласно закону полного тока:



**Циркуляция вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  в вакууме по произвольному замкнутому контуру  $l$  равна произведению магнитной постоянной  $\mu_0$  на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром.**

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k, \quad (46.6)$$

где  $N$  – число проводников с током, охватываемых контуром  $l$  произвольной формы.

Закон справедлив для проводников с током любой формы и любых размеров. При вычислении алгебраической суммы токов ток считается положительным, если его направление связано с направлением обхода по контуру правилом правого винта. Ток противоположного направления считается отрицательным.

Закон полного тока можно сформулировать для напряжённости магнитного поля:

**Циркуляция вектора напряжённости магнитного поля  $\vec{H}$  по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, охватываемых этим контуром.**

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \sum_{k=1}^N I_k. \quad (46.7)$$

## §47 Действие магнитного поля на проводник с током

### 47.1 Закон Ампера

Обобщив экспериментальные данные по исследованию действия магнитного поля на различные проводники с током, Ампер установил, что **сила  $d\vec{F}$ , с которой магнитное поле действует на элемент тока, равна векторному произведению элемента тока  $Id\vec{l}$  на магнитную индукцию  $\vec{B}$ .**

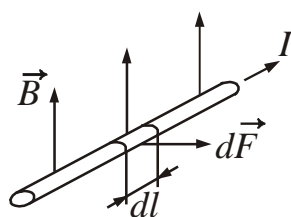


Рисунок 47.1

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}, \quad (47.1)$$

$$dF = IBdl \sin \alpha, \quad (47.2)$$

где  $\alpha$  – угол между направлением тока и вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  (рис. 47.1).

Направление силы  $d\vec{F}$  определяют по правилу векторного произведения. На практике чаще применяют мнемоническое правило левой руки: если расположить ладонь левой руки так, чтобы вектор магнитной индукции входил в ладонь, а четыре вытянутых пальца расположить по направлению тока, то отставленный на  $90^\circ$  большой палец укажет направление силы, действующей на проводник с током в магнитном поле (рис. 47.1).

Если проводник имеет конечные размеры, то

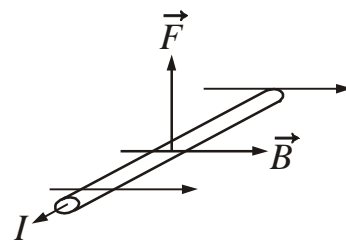


Рисунок 47.2



$$\vec{F} = \int_l d\vec{F} = \int_l I d\vec{l} \times \vec{B}. \quad (47.3)$$

Примеры:

1. Сила, действующая на прямолинейный проводник с током в однородном магнитном поле (рис. 47.2). Для однородного поля  $\vec{B} = \text{const}$ .

$$F = IBl \sin \alpha, \quad (47.4)$$

где  $l$  – длина проводника.

$\alpha$  – угол между направлением тока и вектором магнитной индукции.

2. Сила взаимодействия двух бесконечно длинных прямых токов (рис. 47.3).

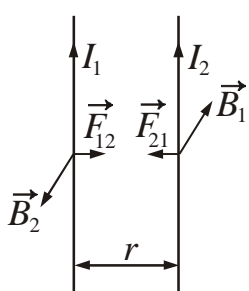


Рисунок 47.3

Из опытов Ампера следует, что

- параллельные токи одного направления притягиваются;
- параллельные токи противоположных направлений отталкиваются.

$$F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r} l. \quad (47.5)$$

Можно показать, что сила  $F_{21}$ , с которой первый ток действует на второй, равна и противоположна силе  $F_{12}$ , с которой второй ток действует на первый.

Сила, действующая на единицу длины проводника:

$$F_l = \frac{F}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}. \quad (47.6)$$

На основании формулы (47.6) дается определение единицы силы тока – амперу.

**Ампер – это сила такого неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызывал бы между этими проводниками силу взаимодействия, равную  $2 \cdot 10^{-7}$  Н на каждый метр длины проводника.**

**Посмотрите лекционную демонстрацию.**

Тележка Эйхенвальда (Сила Ампера).

<http://www.youtube.com/watch?v=YBiWiNcLQQI>

## 47.2 Работа, совершаемая при перемещении проводника с током в магнитном поле

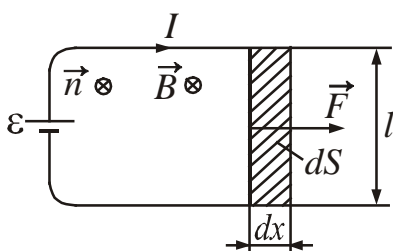


Рисунок 47.4

Рассмотрим цепь с током, образованную неподвижными проводами и скользящим по ним подвижным проводником длиной  $l$  (рис. 47.4). Цепь находится в однородном магнитном поле ( $\vec{B} = \text{const}$ ), направленном перпендикулярно к плоскости чертежа. По закону Ампера на проводник действует сила, которая совершает работу по перемещению проводника. Если

ток в проводнике постоянный ( $I = \text{const}$ ). то

$$A = I \Delta \Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (47.7)$$

где  $\Delta \Phi = \Phi_2 - \Phi_1$  – изменение магнитного потока.

## §48 Магнитный момент. Контур с током в магнитном поле

### 48.1 Магнитный момент

**Магнитным моментом** ( $\vec{p}_m$ ) **плоского замкнутого контура с током  $I$**  называется векторная физическая величина, численно равная произведению тока  $I$  на площадь контура  $S$ :

$$\vec{p}_m = \vec{n} IS, \quad (48.1)$$

где  $\vec{n}$  – единичный вектор положительной нормали к поверхности, ограниченной этим контуром. Положительной называется нормаль, направление которой связано с направлением тока в контуре правилом правого винта. Поэтому вектор  $\vec{p}_m$  направлен перпендикулярно плоскости контура так, что из его конца ток в контуре виден идущим против часовой стрелки (рис. 48.1).

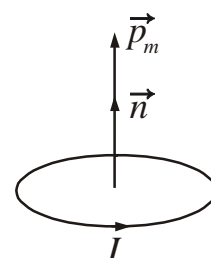


Рисунок 48.1

$$[p_m] = A \cdot m^2.$$

Магнитным моментом определяется как поле, создаваемое контуром, так и поведение контура во внешнем магнитном поле.

### 48.2 Вращающий момент, создаваемый силами, приложенными к контуру

Рассмотрим плоский контур, находящийся в однородном магнитном поле ( $\vec{B} = \text{const}$ ). Пусть контур ориентирован так, что линии магнитной индукции параллельны плоскости контура (рис. 48.2). На стороны 1–2 и 3–4 контура по закону Ампера действуют равные по величине силы  $\vec{F}_{12}$  и  $\vec{F}_{34}$ .

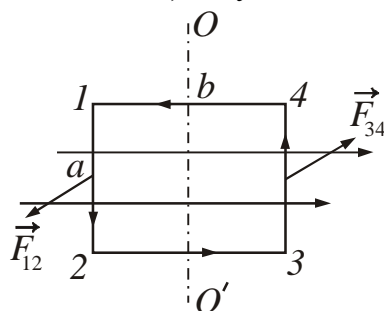


Рисунок 48.2

Силы, приложенные к противоположным сторонам, образуют пару сил. В результате контур поворачивается относительно оси  $OO'$ .

Вектор вращающего момента  $\vec{M}$  равен

$$M = IB S \sin \varphi. \quad (48.2)$$

где  $\varphi$  – угол между направлением вектора  $\vec{B}$  и нормалью  $\vec{n}$  к контуру,  $S$  – площадь контура.

Выражение (48.2) можно преобразовать, воспользовавшись понятием магнитного момента. Заменив произведение  $IS$  через магнитный момент, получим

$$M = p_m B \sin \varphi. \quad (48.3)$$

Формулу (48.3) можно записать в векторном виде:

$$\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B} \quad (48.4)$$

Вектор вращающего момента  $\vec{M}$  направлен вдоль оси вращения  $OO'$  так, что из его конца вращение рамки под действием пары сил видно происходящим против часовой стрелки.

Если магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости контура, то векторы  $\vec{p}_m$  и  $\vec{B}$  будут сонаправлены. В этом случае вращающий момент  $\vec{M}$  (см. формулу (48.3)) равен нулю.

Силы, действующие на разные элементы контура, будут либо растягивать его (рис. 48.3 а), либо сжимать (рис. 48.3 б) в зависимости от направления поля и тока.

В неоднородном магнитном поле контур не только сжимается (растягивается), но и втягивается (выталкивается) в область неоднородного поля.

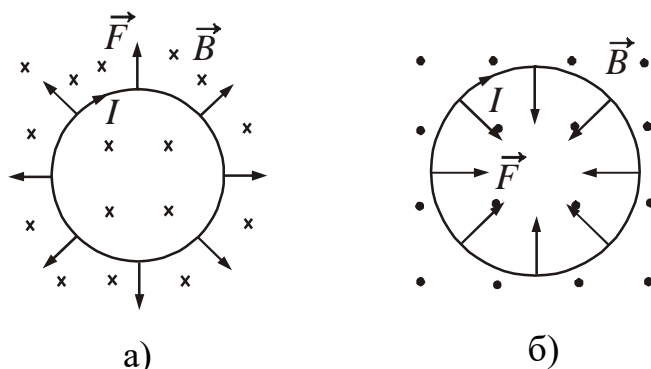


Рисунок 48.3

## §49 Сила Лоренца

Магнитное поле действует на отдельные заряженные частицы, движущиеся в магнитном поле. Сила  $\vec{F}_L$ , действующая на электрический заряд, движущийся в магнитном поле, называется **силой Лоренца**. Сила Лоренца рассчитывается по формуле:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (49.1)$$

Модуль силы Лоренца равен:

$$F_L = qBv \sin \alpha, \quad (49.2)$$

где  $q$  – заряд частицы;

$B$  – индукция магнитного поля, в котором движется заряд;

$v$  – скорость заряда;

$\alpha$  – угол между векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ .

Направление силы Лоренца определяется по правилу векторного произведения. На практике можно использовать правило левой руки, при этом надо учитывать знак заряда. Для отрицательных частиц направление силы меняется на противоположное.

Взаимные расположения векторов  $\vec{v}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{F}_L$  для

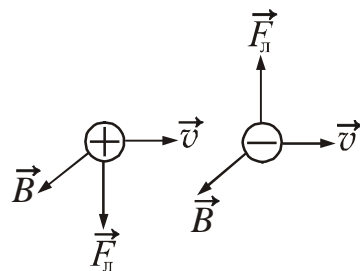


Рисунок 49.1

положительного ( $q > 0$ ) и отрицательного ( $q < 0$ ) зарядов показаны на рис. 49.1.

Сила Лоренца направлена всегда перпендикулярно скорости движения заряженной частицы и сообщает ей центростремительное ускорение. Не изменяя модуля скорости, а лишь изменяя ее направление, сила Лоренца не совершает работы и кинетическая энергия заряженной частицы при движении в магнитном поле не изменяется.

## §50 Эффект Холла

*Если металлическую пластинку, вдоль которой течет постоянный электрический ток, поместить в перпендикулярное к ней магнитное поле, то между гранями, параллельными направлению тока и поля, возникает разность потенциалов.*

Это явление было обнаружено Э. Холлом в 1879 году и называется эффектом Холла.

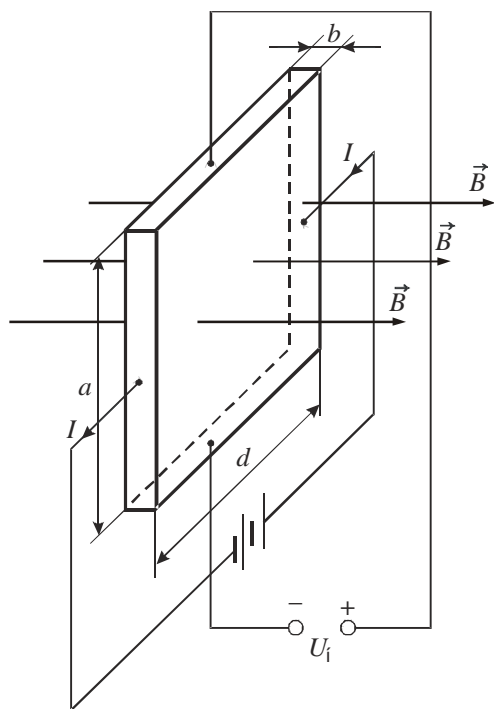


Рисунок 50.1

Величина разности потенциалов  $U$  зависит от тока  $I$ , индукции магнитного поля  $B$  и толщины пластинки  $b$ :

$$U_H = R_H \frac{IB}{b}, \quad (50.1)$$

где  $R_H$  – постоянная Холла. Ее значение и знак определяются природой проводника.

Направления магнитной индукции  $\vec{B}$ , тока  $I$  указаны на рис. 50.1. Одной из основных причин эффекта Холла является отклонение носителей заряда, движущихся в магнитном поле, под действием силы Лоренца. Наблюдается эффект Холла во всех проводниках и полупроводниках, независимо от материала.

Для металлов и примесных полупроводников с одним типом проводимости постоянная Холла равна:

$$R_H = \frac{1}{nq}, \quad (50.2)$$

где  $q$  – заряд;

$n$  – концентрация носителей тока.

Эффект Холла является одним из эффективных методов исследования носителей заряда, особенно в полупроводниках. Он позволяет оценивать концентрацию носителей и определять их знак, судить о количестве примесей в полупроводниках и характере химических связей. Кроме этого эффект Холла применяется для измерения величины магнитной индукции (датчики Холла), определения величины сильных разрядных токов.

## §51 Магнитное поле в веществе

### 51.1 Намагничивание магнетика

Эксперименты показывают, что все вещества являются магнетиками, т.е. способны под действием магнитного поля намагничиваться. Для объяснения намагничивания тел А. Ампер выдвинул гипотезу, согласно которой **в молекулах вещества циркулируют круговые (молекулярные) токи**. Каждый такой ток обладает магнитным моментом  $\vec{p}_m$  и создает в окружающем пространстве магнитное поле. Магнитное поле намагниченного тела складывается из магнитных полей этих круговых токов.

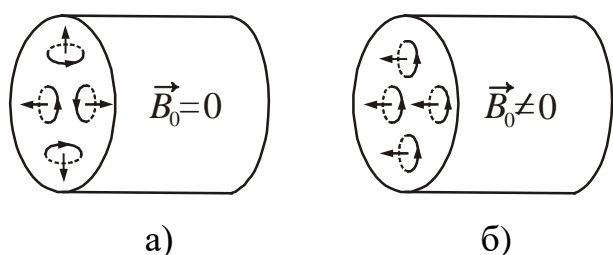


Рисунок 51.1

В ненамагниченном теле все элементарные токи расположены хаотически (рис. 51.1 а), поэтому во внешнем пространстве не наблюдается никакого магнитного поля. Процесс намагничивания тела заключается в том, что под влиянием внешнего магнитного поля его элементарные токи в большей или

меньшей степени устанавливаются параллельно друг другу (рис. 51.1 б). Суммарный магнитный момент магнетика становится отличным от нуля.

В веществе различают два вида токов, создающих магнитное поле – макротоки и микротоки. Макротоками называются токи проводимости. Микротоками (молекулярными) называются токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах. Магнитное поле в веществе является векторной суммой двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками, и внутреннего или собственного магнитного поля, которое создается микротоками.

Вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  магнитного поля в веществе характеризует результирующее магнитное поле и равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего  $\vec{B}_0$  и внутреннего  $\vec{B}'$  магнитных полей:

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0. \quad (51.1)$$

Первичным источником магнитного поля в магнетиках являются макротоки. Их магнитные поля являются причиной намагничивания вещества, помещенного во внешнее магнитное поле.

Количественно намагничивание характеризуется вектором намагниченности.

**Намагниченность** ( $\vec{J}$ ) – векторная физическая величина, численно равная суммарному магнитному моменту молекул, заключенных в единице объема.

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{m_i}, \quad (51.2)$$

где  $\Delta V$  – физически бесконечно малый объем, взятый вблизи рассматриваемой точки;

$\vec{p}_{m_i}$  – магнитный момент отдельной молекулы.

$$[J] = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}.$$

Отметим, что единица измерения намагниченности совпадает с единицей измерения напряжённости магнитного поля.

## 51.2 Классификация магнетиков

По характеру зависимости намагниченности  $\vec{J}$  от напряжённости магнитного поля  $\vec{H}$  магнетики делятся на три группы:

- диамагнетики
- парамагнетики
- ферромагнетики

Намагниченность изотропных парамагнетиков и диамагнетиков, находящихся в слабых магнитных полях, прямо пропорциональна напряжённости магнитного поля:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (51.3)$$

где  $\chi$  – **магнитная восприимчивость**. Магнитная восприимчивость зависит от физико-химических свойств материала. Для вакуума  $\chi = 0$ .

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (51.4)$$

называется **магнитной проницаемостью** вещества. Она является характеристикой магнитных свойств вещества. Для вакуума  $\mu = 1$ .

## 51.3 Диамагнетики. Парамагнетики

1. **Диамагнетики** – вещества, у которых магнитная восприимчивость  $\chi$  отрицательна:  $\chi < 0$ . Численное значение  $\chi$  находится в пределах  $10^{-4} \div 10^{-5}$ . Вектор намагниченности  $\vec{J}$  диамагнетиков направлен противоположно направлению напряжённости намагничивающего поля  $\vec{H}$ . Если диамагнетик поместить в неоднородное магнитное поле, то он выталкивается из поля.

Магнитная проницаемость диамагнетиков  $\mu < 1$ , но отличие от единицы невелико. К диамагнетикам относятся инертные газы, водород, кремний, висмут, олово, медь, цинк, вода, кварц и многие органические соединения.

2. **Парамагнетики** – вещества, у которых магнитная восприимчивость положительна:  $\chi > 0$ . Численное значение  $\chi$  находится в пределах  $10^{-3} \div 10^{-4}$ . Направление намагниченности  $\vec{J}$  парамагнетиков совпадает с направлением напряжённости намагничивающего поля  $\vec{H}$ . Парамагнетики втягиваются в неоднородное магнитное поле.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков зависит от температуры и подчиняется закону Кюри:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (51.5)$$

где  $C$  – постоянная Кюри;

$T$  – абсолютная температура.

Магнитная проницаемость парамагнетиков  $\mu > 1$ , но отличие от единицы очень невелико. К парамагнетикам относятся алюминий, марганец, палладий, платина, растворы железных и никелевых солей, кислород, воздух и др.

Для парамагнитных и диамагнитных веществ магнитная проницаемость  $\mu$  **не зависит** от напряжённости внешнего намагничивающего поля, т.е. представляет собой постоянную величину, характеризующую данное вещество.

### Посмотрите лекционные демонстрации.

1. Модель намагничивания парамагнетика.

<http://www.youtube.com/watch?v=nOjBP1MA89o>

2. Диа- и парамагнетики в неоднородном поле.

<http://www.youtube.com/watch?v=Jf4xb4GjjEU>

## 51.4 Ферромагнетики

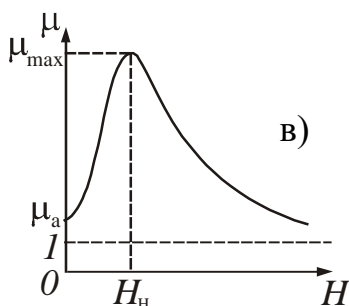
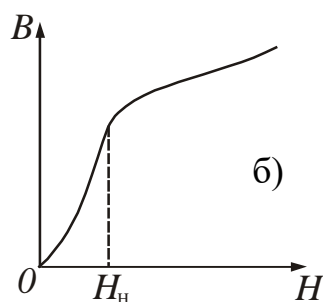
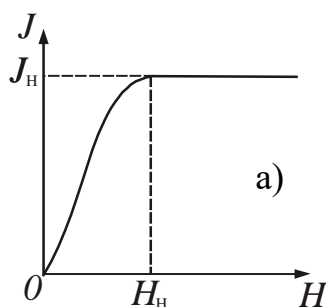


Рисунок 51.2

**Ферромагнетики** – вещества, способные обладать намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля. Свое название они получили по наиболее распространенному представителю – железу.

К ферромагнетикам кроме железа, принадлежат никель, кобальт, гадолиний, их сплавы и соединения, некоторые сплавы и соединения марганца и хрома с неферромагнитными элементами. Ферромагнетики являются сильномагнитными веществами. Их намагниченность в огромное число раз (до  $10^{10}$ ) превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков, принадлежащих к категории слабомагнитных веществ.

Ферромагнетики обладают следующими характерными свойствами:

1. Имеют очень большие значения  $\mu$  и  $\chi$  ( $\mu$  достигает значений  $10^4 \div 10^5$ ). Это означает, что ферромагнетики создают сильное добавочное магнитное поле.

2. Величины  $\mu$  и  $\chi$  не остаются постоянными, а являются функциями напряжённости внешнего поля. Поэтому намагниченность  $J$  и магнитная индукция  $B$  также не пропорциональны напряжённости  $H$  магнитного поля, а зависят от нее сложным образом (рис. 51.2).



Зависимость намагниченности  $J$  от напряжённости  $H$  внешнего магнитного поля характеризуется наличием магнитного насыщения  $J_n$ , наступающего при  $H > H_n$  (рис. 51.2 а).  $H_n$  – напряжённость насыщения.

Магнитная индукция  $B$  растет с возрастанием поля  $H$  и при  $H \geq H_n$  кривая переходит в прямую (рис. 51.2 б).

Зависимость магнитной проницаемости  $\mu$  от  $H$  имеет сложный характер.  $\mu_a$  – начальная магнитная проницаемость. При стремлении напряжённости  $H$  к бесконечности магнитная проницаемость  $\mu$  асимптотически стремится к единице (рис. 51.2 в).

3. Ферромагнетикам свойственно явление магнитного гистерезиса. **Гистерезис** – явление отставания изменения  $B$  индукции магнитного поля от изменения напряжённости  $H$  переменного по величине и направлению внешнего магнитного поля.

На рис. 51.3 кривая 0–1 соответствует основной кривой намагничивания. Если довести намагничивание до насыщения (точка 1), а затем уменьшать напряжённость намагничивающего поля, то индукция  $B$  следует не по первоначальной кривой 0–1, а изменяется по кривой 1–2.

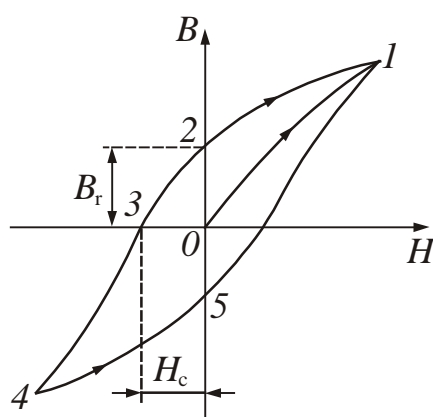


Рисунок 51.3

При  $H = 0$  сохраняется остаточная намагниченность, которая характеризуется **остаточной индукцией** –  $B_r$ .

Индукция обращается в нуль лишь под действием поля  $H_c$ , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряжённость  $H_c$  называется **коэрцитивной силой**. Увеличивая обратное поле, затем уменьшая его и накладывая вновь положительное поле, получим, что индукция изменяется в соответствии с кривой 1–2–3–4–5–1, которая называется петлей гистерезиса.

Перемагничивание ферромагнетика связано с изменением ориентации областей спонтанной намагниченности (см. п. 6) и требует совершения работы за счёт энергии внешнего магнитного поля. Количество теплоты, выделившееся при перемагничивании, пропорционально площади петли гистерезиса. В зависимости от формы и площади петли ферромагнетики делят на:

- магнитномягкие (узкая петля гистерезиса,  $H_c \sim 1 \div 100$  А/м);
- магнитножёсткие (широкая петля гистерезиса,  $H_c \sim 10^3 \div 10^5$  А/м).

Для изготовления постоянных магнитов используют магнитножёсткие ферромагнетики, для сердечников трансформаторов – магнитномягкие.

4. При намагничивании ферромагнетиков происходит изменение их линейных размеров и объёма. Это явление называется **магнитострикцией**. Относительное удлинение ферромагнетиков достигает величины  $\sim 10^{-5} - 10^{-2}$ . Магнитострикция используется в гидроакустике, в ультразвуковых технологиях, акустоэлектронике и других областях техники.

5. Перечисленные выше свойства ферромагнитных веществ обнаруживаются при температурах, меньших точки Кюри. Точка Кюри ( $T_c$ ) – температура, при которой ферромагнетик теряет свои ферромагнитные свойства и становится парамагнетиком. Магнитная восприимчивость при температурах  $T \geq T_c$  подчиняется закону Кюри – Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad (51.6)$$

где  $C$  – постоянная Кюри.

Точка Кюри для железа 1063 К, для никеля 623 К, для кобальта 1423 К, для сплава пермаллоя – 823 К. При понижении температуры ниже точки Кюри ферромагнитные свойства восстанавливаются.

6. Ответственными за магнитные свойства ферромагнетиков являются собственные (их также называют спиновыми) магнитные моменты электронов. При определенных условиях в кристаллах возникают силы, которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. Эти силы называются обменными. В результате возникают области спонтанного (самопроизвольного) намагничивания, которые называют **доменами**. Домены имеют размеры порядка  $1 \div 10$  мкм. В пределах каждого домена ферромагнетик спонтанно намагничен до насыщения и обладает определенным магнитным моментом. Направления этих моментов для разных доменов различны, поэтому при отсутствии внешнего поля суммарный момент образца равен нулю и образец в целом представляется макроскопически ненамагниченным.

При включении внешнего магнитного поля домены, ориентированные по полю, растут за счёт доменов, ориентированных против поля. Такой рост в слабых полях имеет обратимый характер. В более сильных полях происходит одновременная переориентация магнитных моментов в пределах всего домена. Этот процесс является необратимым и служит причиной гистерезиса и остаточного намагничивания.

**Посмотрите лекционные демонстрации:**

1. Точка Кюри.

[http://www.youtube.com/watch?v=ERWR8\\_qSmEI](http://www.youtube.com/watch?v=ERWR8_qSmEI)

2. Эффект Баркгаузена. Хруст костей ферромагнетика.

[http://www.youtube.com/watch?v=YiW\\_YFuHE3w](http://www.youtube.com/watch?v=YiW_YFuHE3w)

## §52 Электромагнитная индукция

### 52.1 Явление электромагнитной индукции

Явление электромагнитной индукции открыто в 1831 году М. Фарадеем.

*Электромагнитной индукцией называется явление возникновения электродвижущей силы в проводящем контуре при любом изменении магнитного потока, пронизывающего этот контур.*

Возникшая эдс называется электродвижущей силой электромагнитной индукции  $\varepsilon_i$ . Если проводник замкнут, то возникает ток, который называют **индукционным**.

Эдс электромагнитной индукции пропорциональна скорости изменения магнитного потока, пронизывающего контур.

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (52.1)$$

При этом несущественно, чем вызвано изменение магнитного потока. Это может быть деформация или перемещение контура во внешнем поле, или изменение магнитного поля во времени.

Выражение (52.1) называется законом Фарадея для электромагнитной индукции. Знак « $-$ » введен в формулу в соответствии с правилом Ленца. Правило Ленца:

**Индукционный ток имеет такое направление, что созданный им магнитный поток противодействует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.**

Если замкнутый контур состоит из  $N$  последовательно соединенных витков (например, соленоид), то закон электромагнитной индукции записывается следующим образом:

$$\varepsilon_i = -N \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(N\Phi)}{dt}.$$

Величину  $\Psi = N\Phi$  называют **полным магнитным потоком** или **потокосцеплением**. С учетом этого:

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Psi}{dt}. \quad (52.2)$$

### Посмотрите лекционные демонстрации:

1. Закон Фарадея. Гибкий контур.

<http://www.youtube.com/watch?v=JbYaeOYOMTQ>

2. Вихревое электрическое поле. Включение - выключение.

<http://www.youtube.com/watch?v=XccVfkMxjZ8>

3. Перемещение проводника в магнитное поле.

<http://www.youtube.com/watch?v=xZjBqwXxiRw>

4. Закон Фарадея. Потокосцепление.

[http://www.youtube.com/watch?v=OnoA59bW\\_XI](http://www.youtube.com/watch?v=OnoA59bW_XI)

## 52.2 Принцип работы генератора переменного тока

Одним из важнейших применений явления электромагнитной индукции является преобразование механической энергии в электрическую.

Рассмотрим рамку, состоящую из  $N$  витков, которая вращается в магнитном поле ( $\vec{B} = \text{const}$ ) с постоянной угловой скоростью  $\omega$  (рис. 52.4).

Полный магнитный поток, пронизывающий рамку, в любой момент времени определяется соотношением:

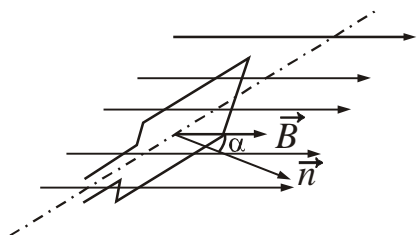


Рисунок 53.4

$$\Psi = NBS \cos \alpha,$$

где  $S$  – площадь рамки,

$\alpha$  – угол между векторами нормали  $\vec{n}$  и  $\vec{B}$ .

При равномерном вращении  $\alpha = \omega t$ .

Найдем эдс индукции, возникающую в рамке при ее вращении, используя закон Фарадея (см. формулу 52.2):

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(NBS \cos \omega t)}{dt} = NBS\omega \sin \omega t$$

или

$$\varepsilon_i = NBS\omega \sin \omega t = \varepsilon_{\max} \sin \omega t, \quad (52.3)$$

где величину  $\varepsilon_{\max} = NBS\omega$  можно рассматривать как амплитудное значение переменной эдс.

Возникновение эдс индукции во вращающейся в магнитном поле рамке явилось основой для создания генераторов переменного тока. Если концы витка присоединить к вращающимся вместе с ним двум медным кольцам, соприкасающимся с двумя неподвижными угольными щетками, а к щеткам присоединить электрическую цепь, то по цепи потечёт переменный ток  $i$ , изменяющийся так же, как изменяется эдс  $\varepsilon$ .

По закону Ома:

$$i = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{NBS\omega}{R} \sin \omega t, \\ i = i_{\max} \sin \omega t, \quad (52.4)$$

где  $i_{\max} = \frac{NBS\omega}{R}$  – максимальное (амплитудное) значение силы тока;

$i$  – мгновенное значение тока.

**Посмотрите лекционную демонстрацию.**

Динамо-машина (генератор переменного тока).

<http://www.youtube.com/watch?v=xDCVTFMWfU8>

### 52.3 Токи Фуко

Индукционные токи, которые возникают в сплошных массивных проводниках, находящихся в переменных магнитных полях, называют **вихревыми токами или токами Фуко**.

В соответствии с правилом Ленца токи Фуко выбирают внутри проводника такие направления, чтобы своим действием возможно сильнее противить-

ся причине, которая их вызывает. Поэтому движущиеся в сильном магнитном поле хорошие проводники испытывают сильное торможение, обусловленное взаимодействием токов Фуко с магнитным полем. Это используют для демпфирования (успокоения) подвижных частей гальванометров, сейсмографов и др. приборов.

Тепловое действие токов Фуко используются в индукционных печах. Таким способом осуществляют плавление металлов в вакууме, это дает возможность получать материалы исключительно высокой чистоты.

Токи Фуко бывают и нежелательными. В электрических машинах и трансформаторах они приводят к значительным потерям энергии. Поэтому сердечники трансформаторов набирают из тонких пластин разделенных изолирующими прослойками. Пластины располагают так, чтобы возможные направления токов Фуко были к ним перпендикулярными.

### Посмотрите лекционные демонстрации:

1. Электромагнитное торможение: маятник.  
<http://www.youtube.com/watch?v=fSOQGed92Yk>
2. Парение катушки с током. "Гроб Магомеда".  
<http://www.youtube.com/watch?v=zPCEBVyUAI8>
3. Парящий магнит. Постоянный магнит над сверхпроводником.  
<http://www.youtube.com/watch?v=p3tsHuua00k>

## §53 Самоиндукция

*Самоиндукция – это явление возникновения электродвижущей силы в проводящем контуре при изменении электрического тока, идущего по этому контуру.*

### 53.1 Индуктивность контура

Электрический ток, текущий в проводящем контуре, создает в окружающем пространстве магнитное поле. Полный магнитный поток  $\Psi$ , пронизывающий контур (сцепленный с ним), будет прямо пропорционален току:

$$\Psi = LI. \quad (53.1)$$

Коэффициент пропорциональности  $L$  между полным магнитным потоком (потокосцеплением) и силой тока называется индуктивностью контура или коэффициентом самоиндукции контура.

**Индуктивность** ( $L$ ) – это скалярная физическая величина, характеризующая магнитные свойства электрической цепи и равная отношению полного магнитного потока, сцепленного с контуром, к силе тока, текущему по контуру и создающему этот поток:

$$L = \frac{\Psi}{I}. \quad (53.2)$$

Линейная зависимость  $\Psi$  от  $I$  наблюдается только в том случае, если магнитная проницаемость  $\mu$  среды, которой окружён контур, не зависит от напряжённости поля  $H$ . Это означает, что среда должна быть неферромагнитная.

Индуктивность зависит от геометрической формы и размеров контура, а также магнитных свойств среды, в которой он находится. Если контур жёсткий и вблизи него нет ферромагнетиков, то индуктивность является величиной постоянной.

За единицу индуктивности в СИ принимается индуктивность такого проводника (контура), у которого при силе тока в нем 1 А возникает сцепленный с ним полный проток  $\Psi$ , равный 1 Вб. Эту единицу называют генри (Гн).

$$[L] = \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = \text{Гн (генри)}.$$

Индуктивность можно рассчитывать на основе геометрии проводника.

*Пример.* Индуктивность бесконечно длинного соленоида (рис. 53.1) рассчитывается по следующей формуле:

$$L = \mu_0 \mu n^2 S l = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (53.3)$$

или 
$$L = \frac{\mu_0 \mu N^2 S}{l}, \quad (53.4)$$

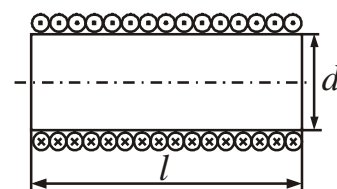


Рисунок 53.1

где  $n = \frac{N}{l}$  – плотность намотки;  $N$  – число витков соленоида,  $S$  – площадь поперечного сечения соленоида,  $lS = V$  – объём соленоида.

### 53.2. ЭДС самоиндукции

Самоиндукция является частным случаем явления электромагнитной индукции. Воспользуемся законом Фарадея для электромагнитной индукции (см. формулу (52.2)):

$$\varepsilon_s = -\frac{d\Psi}{dt}.$$

Согласно (53.1) полный магнитный поток:

$$\Psi = LI.$$

Сделаем замену, получим:

$$\varepsilon_s = -\frac{d(LI)}{dt}. \quad (53.5)$$

Если контур жесткий и вблизи него нет ферромагнетиков, то индуктивность  $L$  является величиной постоянной и ее называют статической. В этом случае:

$$\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}. \quad (53.6)$$

**Эдс самоиндукции пропорциональна скорости изменения силы тока.**

Знак «–» обусловлен правилом Ленца, согласно которому индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине его вызывающей.

### 53.3 Токи при замыкании и размыкании цепи

При замыкании цепи, содержащей постоянную эдс, сила тока за счёт эдс самоиндукции устанавливается не мгновенно, а через некоторый промежуток времени. При выключении источника (размыкании цепи) ток не прекращается мгновенно. Это объясняется тем, что в контуре появляется индукционный ток, который по правилу Ленца противодействует изменению тока в цепи, вызвавшего явление самоиндукции. Индукционный ток, накладываясь на основной ток, замедляет его возрастание или препятствует его убыванию.

#### а) Замыкание цепи

К параллельно соединённым сопротивлению  $R$  и индуктивности  $L$  с помощью переключателя  $\Pi$  может быть подключен источник, эдс которого  $\varepsilon$  (рис. 53.2).  $L = \text{const}$ .

После подключения источника эдс до тех пор, пока сила тока не достигнет установившегося значения  $I_0$ , в цепи кроме эдс  $\varepsilon$  будет действовать эдс самоиндукции  $\varepsilon_s$ . По закону Ома:

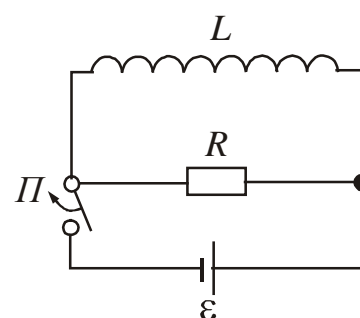


Рисунок 53.2

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_s = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

Решив данное линейное неоднородное дифференциальное уравнение и, учитывая, что в момент времени  $t=0$  сила тока равна нулю, получим:

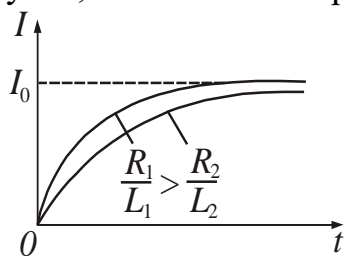


Рисунок 53.3

$$I = I_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right). \quad (53.7)$$

График возрастания силы тока приведен на рис. 53.3. Из графика следует, что чем меньше индуктивность цепи и больше ее сопротивление, тем быстрее нарастает ток.

#### б) Размыкание цепи.

В момент времени  $t=0$  отключим источник переключателем  $\Pi$  (рис. 53.2). Сила тока начнет убывать, в цепи возникает эдс самоиндукции. По закону Ома:

$$IR = \varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}.$$

Решив данное линейное однородное дифференциальное уравнение и учитывая, что при  $t=0$  сила тока имела значение  $I_0$ , получим:



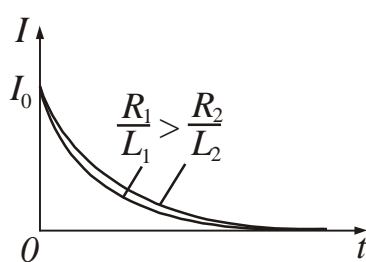


Рисунок 53.4

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (53.8)$$

После отключения источника сила тока в цепи убывает по экспоненциальному закону. График зависимости  $I = f(t)$  приведен на рис. 53.4. Из графика следует, что чем больше индуктивность и чем меньше сопротивление, тем медленнее спадает ток в цепи.

### Посмотрите лекционную демонстрацию:

Ток при замыкании и размыкании цепи с индуктивностью. Можно ли, выключая прибор, сжечь его?

<http://www.youtube.com/watch?v=r8fE65jvWEo>

## §54 Взаимная индукция

**Взаимной индукцией называется явление возникновения электродвижущей силы в одном из контуров при изменении тока в другом.**

Рассмотрим два близко расположенных контура 1 и 2 (рис. 54.1). Контур характеризуется коэффициентом взаимной индуктивности.

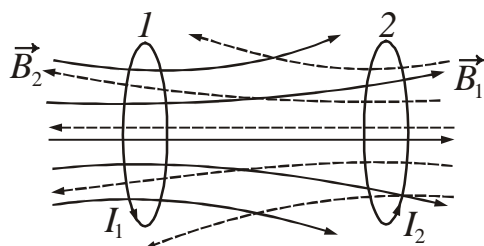


Рисунок 54.1

**Взаимная индуктивность** — это скалярная физическая величина, характеризующая магнитную связь двух или более контуров. Взаимная индуктивность зависит от размеров и формы контуров 1 и 2, расстояния между ними, от их взаимного расположения, а также от магнитной проницаемости окружающей их среды. Измеряется взаимная индуктивность в генри.

Согласно закону электромагнитной индукции при изменении тока  $I_1$  в контуре 2 индуцируется эдс:

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (54.1)$$

При изменении тока  $I_2$  в контуре 1 индуцируется эдс:

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (54.2)$$

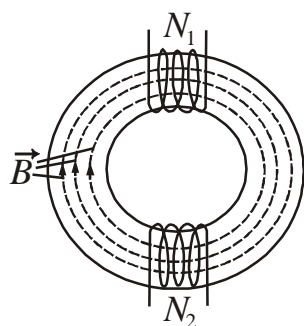


Рисунок 54.2

Если контуры находятся в неферромагнитной среде, то  $L_{12} = L_{21}$ . Поэтому можно не делать различия между  $L_{12}$  и  $L_{21}$  и просто говорить о взаимной индуктивности двух контуров.

Взаимная индуктивность двух катушек, намотанных на общий тороидальный железный сердечник (рис. 54.2).

$$L_{21} = \frac{\mu\mu_0 N_1 N_2 S}{l}. \quad (54.3)$$

$$L_{12} = \frac{\mu\mu_0 N_1 N_2 S}{l}. \quad (54.4)$$

где  $l$  – длина сердечника;

В данном случае нельзя утверждать, что  $L_{12}$  равно  $L_{21}$ , т.к. величина  $\mu$ , входящая в формулы, зависит от напряжённости  $H$  поля в сердечнике.

На явлении взаимной индукции основана работа трансформатора, который служит для повышения или понижения напряжения переменного тока.

### §55 Энергия магнитного поля

Если замкнуть переключатель  $\Pi$ , то по цепи, изображённую на рис. 55.1, потечёт ток, который создаёт в катушке (соленоиде) магнитное поле. Если разомкнуть переключатель, то через сопротивление  $R$  будет течь убывающий ток, поддерживаемый возникающей в соленоиде эдс самоиндукции.

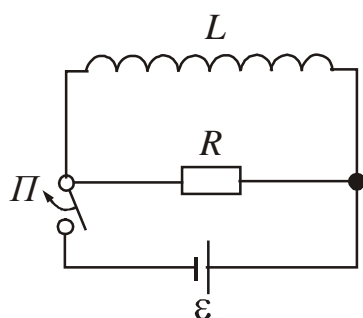


Рисунок 55.1

Работа, совершаемая в цепи за всё время, в течение которого исчезает магнитное поле, идёт на нагревание сопротивления  $R$ , соленоида и соединительных проводов. Так как никаких других изменений не происходит, можно сделать вывод, что магнитное поле является носителем энергии, за счёт которой совершается работа.

Используя закон сохранения энергии можно, получить следующее выражение для расчёта энергии магнитного поля:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (55.1)$$

Энергию магнитного поля можно выразить через величины, характеризующие само поле.

$$W = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} V, \quad (55.2)$$

где  $H$  – напряжённость магнитного поля.

Объёмная плотность  $w$  энергии магнитного поля равна отношению энергии к объёму:

$$w_m = \frac{W}{V} = \frac{\mu_0\mu H^2}{2}. \quad (55.3)$$

Формуле (61.5) можно придать вид:

$$w_m = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}. \quad (55.4)$$