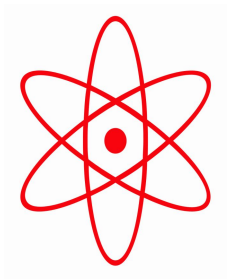


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



МЦЛ-1

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И РАСЧЁТ МАГНИТНОЙ
ЦЕПИ ПОСТОЯННОГО ТОКА.**

Тула, 2012 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И РАСЧЁТ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ ПОСТОЯННОГО ТОКА.

Цель работы: исследование магнитной цепи с соленоидом при постоянном токе, ознакомление с одним из методов получения магнитного поля в пространстве при помощи плоской катушки с током, экспериментальное определение значений магнитной индукции на оси соленоида, исследование магнитной цепи постоянного тока с тороидом, и расчет магнитного поля в зазоре электромагнита.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

ЧАСТЬ I

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛЕНоиДА С ПОМОЩЬЮ ДАТЧИКА ХОЛЛА

Магнитное поле соленоида

Известно, что источником магнитного поля являются либо постоянные магниты, либо проводники с током.

Между проводниками, по которым протекают электрические токи, возникают ponderomotorные (механические) силы взаимодействия, зависящие от силы этих токов и расположения проводников относительно друг друга.

Во всех точках пространства, окружающего произвольный проводник с током, всегда существует обусловленное этим током поле сил. Это поле называется *магнитным полем тока*. Термин «магнитное поле» был введен английским физиком М. Фарадеем, считавшим, что как электрические, так и магнитные взаимодействия осуществляются посредством единого материального поля.

Природа макроскопического магнитного поля, создаваемого проводниками с током, заключается в движении электрически заряженных микрочастиц (электронов, протонов, ионов).

Основной характеристикой магнитного поля, представляющей собой среднее значение суммарного действия микроскопических полей, созданных отдельными микрочастицами, является вектор *магнитной индукции* \vec{B} .

Очевидно, что значение и направление магнитной индукции \vec{B} движущегося заряда будет зависеть от величины самого заряда, его скорости и удаленности до точки измерения индукции. Если вместо заряда взять элементарный проводник – *элемент тока* – $Id\vec{l}$, можно рассчитать для него вектор магнитной индукции для любой точки пространства, в котором находится проводник.

Закон *Био-Савара-Лапласа* позволяет определить вектор индукции магнитного поля, созданного элементом тока:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[d\vec{l} \times \vec{r}]I}{r^3}, \quad (1)$$

где $I d\vec{l}$ – элемент тока; I – сила тока в проводнике; $d\vec{l}$ – вектор, равный по модулю длине dl проводника и совпадающий по направлению с направлением тока; μ – магнитная проницаемость среды (для вакуума $\mu=1$); $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; \vec{r} – радиус-вектор, проведенный от середины элемента проводника к точке, в которой определяется магнитная индукция.

Направления вектора $d\vec{B}$ – силовые линии магнитного поля – определяются правилом векторного произведения, и представляют собой концентрические окружности, центр которых лежит на прямой, проходящей через элемент $d\vec{l}$. Векторы $d\vec{l}$, \vec{r} , $d\vec{B}$ образуют правовинтовую систему (рис. 1).

Величина вектора магнитной индукции $d\vec{B}$ может быть выражена следующим образом:

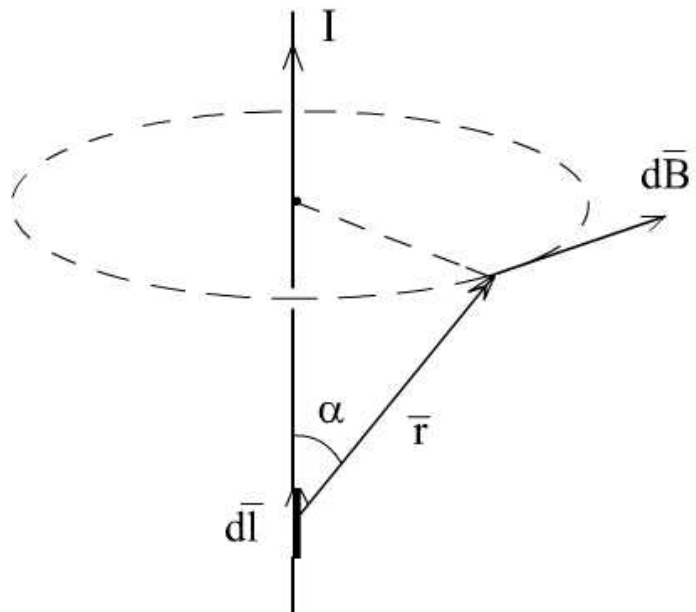


Рис. 1

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl \quad (2)$$

где α – угол между векторами $d\vec{l}$ и \vec{r} .

Рассмотрим круговой проводник с током. Определим величину и направление вектора магнитной индукции \vec{B} в какой-либо точке, лежащей на перпендикуляре, проведенном через центр этого витка (рис. 2).

Выделим на кольцевом проводнике с током радиуса R элемент $d\vec{l}$. От этого элемента проведем радиус-вектор \vec{r} в точку А, лежащую на оси симметрии. Направление вектора $d\vec{B}$ в точке А определяется векторным произведением (1).

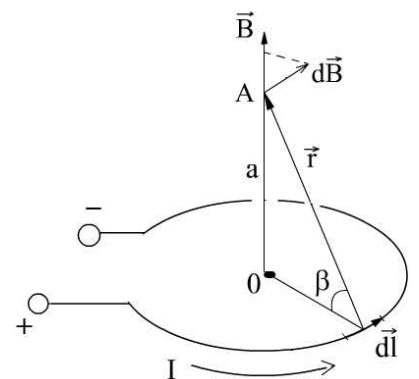


Рис. 2

Согласно принципу суперпозиции магнитных полей, результирующая индукция магнитного поля в точке А

является суммой полей всех элементов, составляющих круговой проводник.

Результирующее поле будет направлено вдоль оси симметрии, а его величину вычислим интегрированием

$$B = \int_L dB \cos \beta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \cos \beta \frac{\sin \alpha}{r^2} \int_0^{2\pi R} dl, \quad (3)$$

где α – угол между вектором \vec{r} и вектором $d\vec{l}$ ($\alpha=90^\circ$);

β – угол между вектором \vec{r} и радиусом кругового проводника R , проведенном к элементу $d\vec{l}$;

$2\pi R$ – длина кругового проводника.

Проведя интегрирование, получим

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \cos \beta \frac{2\pi R}{r^2} = \frac{\mu\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

где a – расстояние от центра кольца до т. А;

I – сила тока в кольце (в обмотке плоской катушки).

Если круговой проводник находится в воздухе, то магнитную проницаемость среды μ , входящую в формулу (4), можно приближенно считать равной 1.

Магнитное поле соленоида. Соленоидом называется цилиндрическая катушка, состоящая из большого числа витков изолированной проволоки, по которой течет ток. Если шаг винтовой линии достаточно мал, то каждый виток соленоида можно приближенно заменить замкнутым витком. Из соображений симметрии ясно, что линии вектора магнитной индукции внутри соленоида направлены вдоль его оси, причем вектор составляет с направлением тока в соленоиде правовинтовую систему (рис.3).

Магнитное поле на оси соленоида можно рассчитать следующим образом. Выделим малый участок dl длины соленоида, на него придется ndl витков ($n=N/L$ – число витков на единицу длины, N – общее число витков, L – длина соленоида). Обозначим силу тока в каждом витке через I , тогда участок dl соленоида можно рассматривать как круговой ток силы $Indl$. Индукция магнитного поля, создаваемая этим участком на оси соленоида согласно (4), равна:

$$dB_x = \frac{\mu_0 R^2 Indl}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (5)$$

где x – расстояние по горизонтальной оси от участка dl до точки A , R – радиус витка (рис.4).

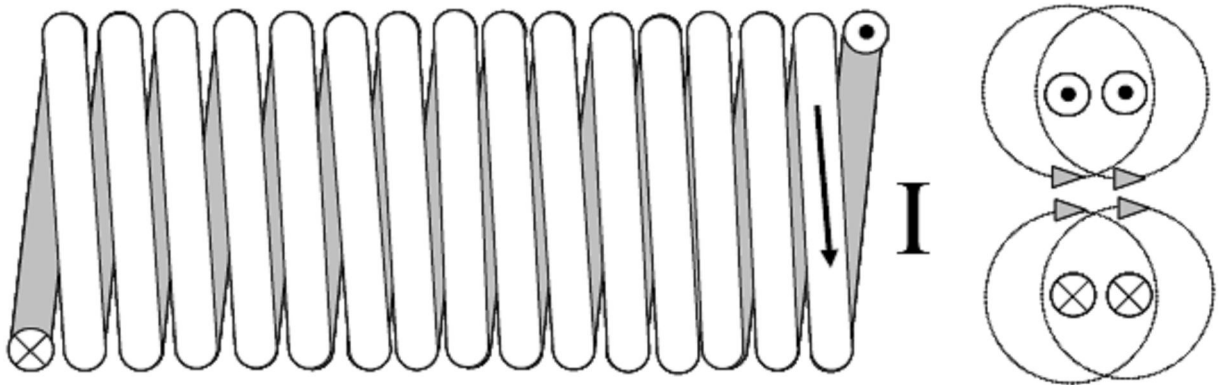


Рис.3

Введем угол β между положительным направлением оси соленоида (положительное направление оси соленоида связано с направлением тока в соленоиде правилом буравчика) и радиус-вектором, проведенным из рассматриваемой точки к участку dl , тогда $l=x=R\text{ctg}\beta$, $r^2=R^2+x^2=R^2/\sin^2\beta$, откуда

$dl = -\frac{R \cdot d\beta}{\sin^2 \beta}$. Для dB_x имеем:

$$dB_x = -\frac{\mu_0 I n \sin \beta d\beta}{2} \quad (6)$$

Для получения результирующего значения индукции магнитного поля в точке A , нужно просуммировать все dB_x , создаваемые всеми участками dl , то есть проинтегрировать выражение (5) по углу β :

$$B_x = -\frac{\mu_0 I n}{2} \int_{\beta_2}^{\beta_1} \sin \beta d\beta = \frac{\mu_0 I n}{2} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2) = \frac{\mu_0 I n}{2} (\cos \beta_1 + \cos \beta_3) \quad (7)$$

где $\cos \beta_1 = \frac{L-a}{\sqrt{R^2 + (L-a)^2}}$, $\cos \beta_3 = \frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}}$

Для точки, находящейся у левого края соленоида $\beta_3 = \pi/2$, поэтому индукция вычисляется по формуле $B = \frac{\mu_0 I n}{2} \cos \beta_1$. Для бесконечно длинного соленоида $\beta_1 = 0$ и $\beta_2 = \pi$, откуда индукция магнитного поля внутри такого соленоида равна $B = \mu_0 n I$.

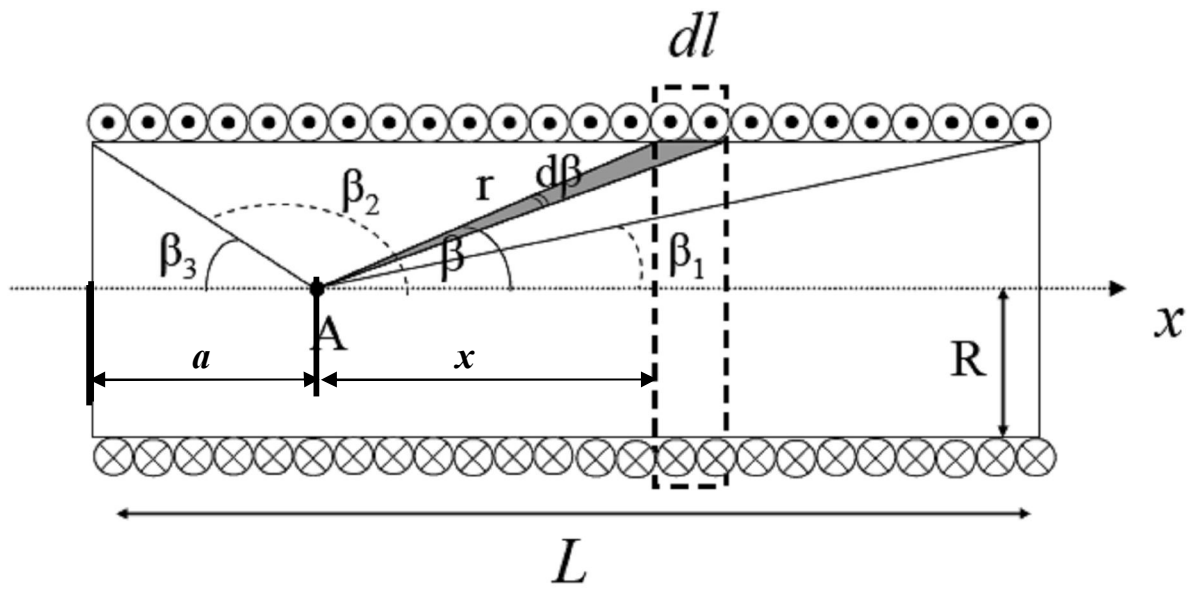


Рис.4

ЧАСТЬ II. КОЛЬЦЕВАЯ МАГНИТНАЯ ЦЕПЬ ТОРОИДА С ТОКОМ. Магнитное поле и его параметры.

Как известно, направление магнитных линий и направление создающего их тока связаны между собой известным правилом правого винта (буравчика) рис. 2.1.

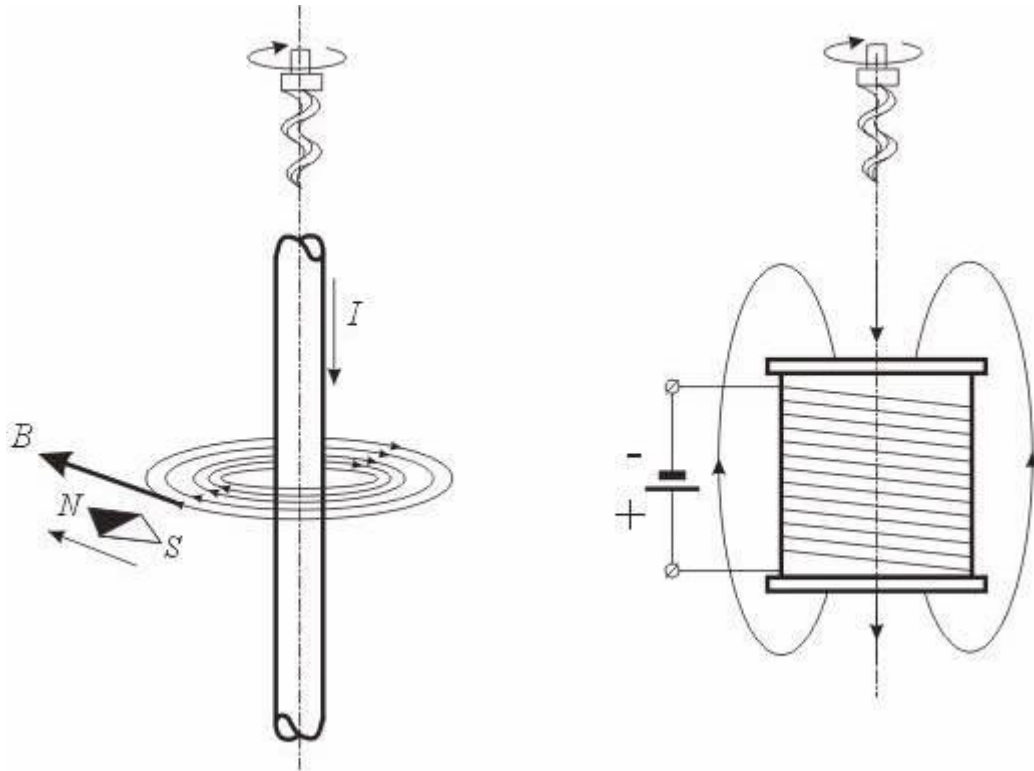


Рис. 2.1. Магнитное поле прямолинейного проводника и катушки. Правило Буравчика

Основной величиной, характеризующей интенсивность и направление магнитного поля, является – вектор магнитной индукции \vec{B} , которая измеряется в Теслах [Тл]. Вектор \vec{B} направлен по касательной к магнитной линии, направление вектора совпадает с осью магнитной стрелки, помещенной в рассматриваемую точку магнитного поля. Величина \vec{B} определяется по механической силе, действующей на элемент проводника с током, помещенный в магнитное поле. Если \vec{B} во всех точках поля имеет одинаковую величину и направление, то такое поле называется равномерным. \vec{B} зависит не только от величины I , но и от магнитных свойств окружающей среды.

Второй важной величиной, характеризующей магнитное поле, является – магнитный поток $\vec{\Phi}$, который измеряется в Веберах [Вб]. Элементарным магнитным потоком Φ сквозь бесконечно малую площадку называется величина (рис. 2.2):

$$d\Phi = B \cdot \cos \alpha \cdot dS \quad (2.1)$$

где α – угол между направлением \vec{B} и нормалью \vec{N} к площадке dS .

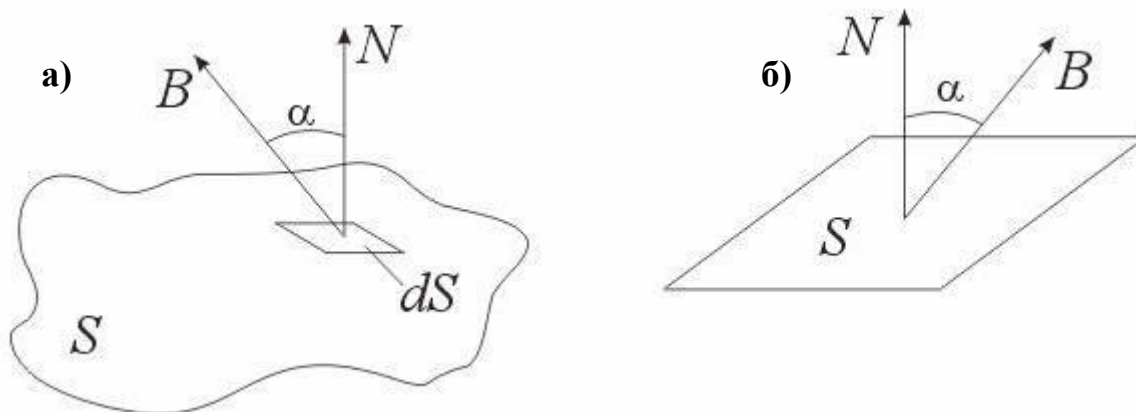


Рис. 2.2. Определение магнитного потока, пронизывающего: а) произвольную поверхность; б) плоскую поверхность в равномерном магнитном поле

Сквозь поверхность S [м^2]:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B \cdot \cos \alpha \cdot dS \quad (2.2)$$

Если магнитное поле равномерное, а поверхность S представляет собой плоскость:

$$\Phi = B \cdot S \quad (2.3)$$

При исследовании магнитных полей и расчете магнитных устройств пользуются расчетной величиной \vec{H} – напряженность магнитного поля [А/м]:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} = \mu_a\vec{H} \quad (2.4)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость, μ_a – абсолютная магнитная проницаемость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right]$ – магнитная постоянная (магнитная проницаемость вакуума).

Для неферромагнитных материалов и сред (дерево, бумага, медь, алюминий, воздух) μ_a не отличается от магнитной проницаемости вакуума, следовательно, для этих веществ $\mu=1$; $\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right]$. У ферромагнетиков μ переменная и зависит от B .

Магнитные цепи. Закон полного тока.

Всякий электромагнит состоит из стального сердечника – магнитопровода и намотанной на него катушки с витками изолированной проволоки, по которой проходит электрический ток.

Совокупность нескольких участков: ферромагнитных (сталь) и неферромагнитных (воздух), по которым замыкаются линии магнитного потока, составляют магнитную цепь. В основе расчета магнитных цепей лежит закон полного тока (рис. 2.3): **циркуляция вектора напряженности вдоль произвольного контура равна алгебраической сумме токов, охватываемых этим контуром**. Математически закон полного тока можно записать в виде:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \oint_l \vec{H} \cos \alpha d\vec{l} = \sum I \quad (2.5)$$

где: \vec{H} – напряженность магнитного поля в данной точке пространства; $d\vec{l}$ – элемент длины замкнутого контура l ; α – угол между направлениями векторов \vec{H} и $d\vec{l}$; $\sum I$ – алгебраическая сумма токов, пронизывающих контур l рис. 2.3.

Ток I_k , пронизывающий контур L считается положительным, если принятое направление обхода контура и направление этого тока связаны правилом правоходового винта (буравчика).

Рассмотрим простейшую магнитную цепь, выполненную в виде кольца тороида из однородного материала (рис. 2.4).

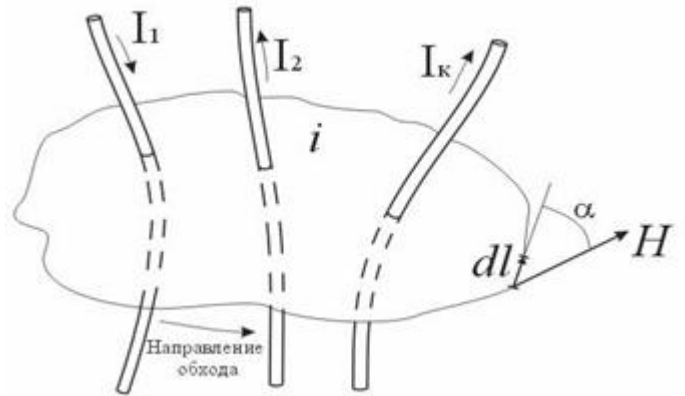


Рис. 2.3. Закон полного тока

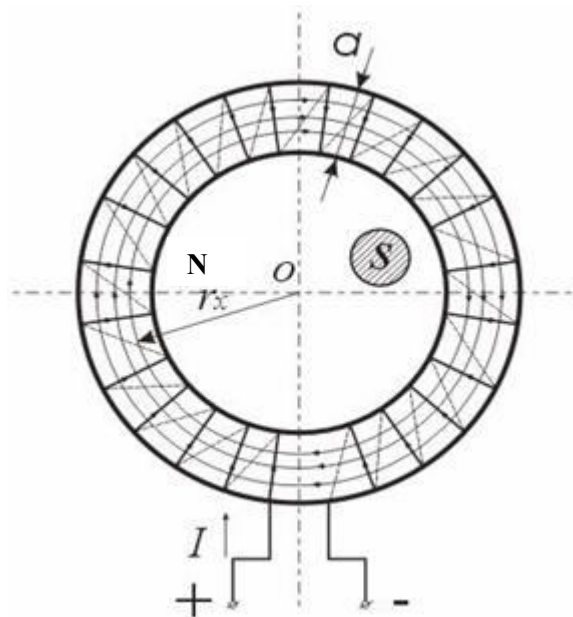


Рис. 2.4. Кольцевая магнитная цепь

Обмотка имеет N витков и обтекается током I . Магнитные линии внутри кольца представляют собой концентрические окружности с центром в точке O . Применим к контуру l_x , совпадающему с одной из магнитных линий, проходящих в магнитопроводе, закон полного тока. При этом будем считать:

1. \vec{H} и $d\vec{l}$ совпадают, следовательно, $\alpha = 0$;
2. величина H_x во всех точках контура одинакова;
3. сумма токов, пронизывающих контур, равна $I \cdot N$.

Тогда, согласно (2.5):

$$\oint_l H_x \cos \alpha dl = H_x \oint_l dl = H_x \cdot l_x = I \cdot N \quad (2.6)$$

Выражая напряженность магнитного поля H_x из (2.6), получим:

$$H_x = \frac{IN}{l_x} = \frac{IN}{2\pi r_x} \left[\frac{\text{А}}{\text{м}} \right] \quad (2.7)$$

где l_x – длина контура, вдоль которого велось интегрирование; r_x – радиус окружности.

Вектор \vec{H} внутри кольца зависит от расстояния r_x . Если a – ширина кольца (a – это диаметр сердечника магнитопровода с площадью поперечного сечения $S = \frac{\pi a^2}{4}$) много меньше диаметра окружности $d_x = 2r_x$, т. е. $a \ll d_x$, то эта разница между значениями H в пределах сердечника не велика. При этом в расчетах допустимо принять для всего поперечного сечения магнитопровода одно значение напряженности магнитного поля:

$$H_{cp} = \frac{IN}{l} \quad (2.8)$$

где l – длина средней магнитной линии.

В кольцевом магнитопроводе с равномерной обмоткой все поле концентрируется внутри кольца. Определим в этом случае магнитный поток в магнитопроводе с распределенной обмоткой.

Исходя из соотношений $\Phi = B_{cp} \cdot S$ и $B_{cp} = \mu_a \cdot H_{cp}$ получим:

$$\begin{aligned} \Phi &= B_{cp} \cdot S = \mu_a \cdot H_{cp} \cdot S & (2.9) \\ \Phi &= \mu_a \frac{IN}{l} S = \frac{IN}{\frac{l}{\mu_a S}} = \frac{F}{R_M} & (2.10) \end{aligned}$$

Магнитный поток Φ зависит от произведения $IN = F$, которое получило название магнитодвижущей силы (МДС). Величину $\frac{l}{\mu_a S} = R_M$ – принято назвать магнитным сопротивлением магнитопровода (по аналогии с электрическим сопротивлением). Магнитное сопротивление воздуха (зазоров)

линейное, т.к. $\mu_a = \mu_0 = \text{const}$. Магнитное сопротивление сердечника нелинейно – μ_a зависит от B .

Если намагничивающую силу F , уподобить действию ЭДС, будет получено соотношение, похожее на выражение закона Ома для цепи постоянного тока. В связи с этим формулу (2.10) принято называть законом Ома для магнитной цепи. Следует оговориться, что эта аналогия – формальная, а физическая сущность процессов в электрических и магнитных цепях различна.

Отметим, что формулы (2.9) и (2.10) определяют магнитный поток от одного витка, если же катушка имеет N витков, то вводится понятие **потокосцепления**. Потокосцепление – более сложное понятие, чем магнитный поток. Магнитный поток по определению связан с поверхностью (выражение 2.1 – 2.2). Потокосцепление связано с таким понятием, как контур. Пусть имеется одновитковый контур. Поток Φ пронизывает поверхность, ограниченную этим контуром. Если контур сделать многovitковым (N витков), то магнитный поток, сцепленный с N витков, будет в N раз больше и его принято называть потокосцеплением Ψ :

$$\psi = N\Phi \quad (2.10-1)$$

Потокосцепление с током связано соотношением:

$$\psi = LI \quad (2.10-2)$$

где L – коэффициент пропорциональности, называемый собственной индуктивностью. Подставляя (2.10) в (2.10-1), получим:

$$\psi = \mu_a \frac{IN}{l} S \cdot N = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S \cdot I \quad (2.10-3)$$

Сравнивая (2.10-3) с (2.10-2), найдем, что индуктивность L тороида равна $L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S$. Отметим, что поток $\Phi = B \cdot S$ в формуле (2.10-1) умножен на N , т. е. каждый виток соленоида создает магнитный поток $\Phi = B \cdot S$, а витков N , т. е. магнитный поток увеличивается в N раз.

Ферромагнитные материалы и их свойства.

Известно, что магнитная проницаемость μ_a ферромагнитных материалов переменная величина и зависит от B . Это влечет за собой непостоянство магнитного сопротивления R_m и значительно усложняет расчеты магнитных цепей. Поэтому для расчета магнитных цепей, содержащих ферромагнитные участки, необходимо располагать кривыми намагничивания, представляющими собой зависимость $B = f(H)$. Эти зависимости получают экспериментальным путем – испытанием замкнутых магнитопроводов с распределенной обмоткой.

Первоначальному намагничиванию образца соответствует кривая a , называемая кривой первоначального намагничивания (рис. 2.5).

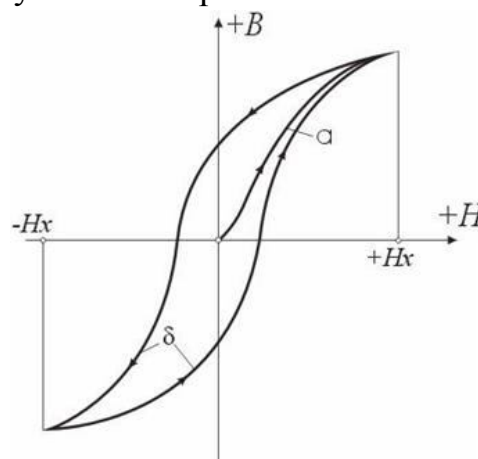


Рис. 2.5. Зависимость $B(H)$ – петля гистерезиса.

Если образец подвергать циклическому намагничиванию при изменении напряженности магнитного поля в пределах $+H_x$ до $-H_x$, то график будет представлять замкнутую кривую, известную под названием петли гистерезиса.

Если процесс циклического намагничивания повторять для постепенно увеличивающихся значений напряженности магнитного поля, то можно получить семейство петель гистерезиса, и так называемую предельную петлю гистерезиса, которой соответствует изменение напряженности магнитного поля в пределах от $+H_{max}$ до $-H_{max}$, увеличение H сверх H_{max} не повлечет за собой увеличение площади петли гистерезиса. Предельная петля гистерезиса определяет значение остаточной магнитной индукции и коэрцитивной силы H_c . Кривая, соединяющая вершины петель гистерезиса, называется основной кривой намагничивания. Эти кривые приводятся в справочных руководствах и используются в расчетах магнитных цепей.

Процесс циклического перемагничивания требует затраты энергии, как известно из курса физики, пропорциональной площади петли гистерезиса.

В связи с этим магнитопроводы электротехнических устройств, работающих в условиях непрерывного перемагничивания (например трансформаторы), целесообразно выполнять из ферромагнитных материалов, имеющих узкую петлю гистерезиса (на рис. 2.6, кривые a). Такие ферромагнитные материалы называют магнитомягкими (листовая электротехническая сталь и ряд специальных сплавов, например пермаллой, состоящий из никеля, железа и других компонентов).

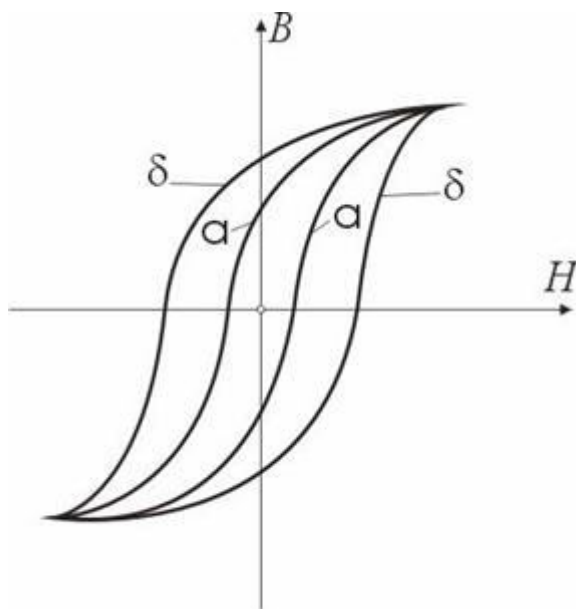


Рис. 2.6. Петли гистерезиса магнитомягких (кривые a) и магнитотвердых (кривые δ) материалов

Для изготовления постоянных магнитов рекомендуется использовать ферромагнитные материалы с широкой петлей гистерезиса (кривые δ), имеющих большую остаточную индукцию и большую коэрцитивную силу. Такие ферромагнитные материалы называют магнитотвердыми (ряд сплавов железа с вольфрамом, хромом и алюминием).

Расчет простейшей неразветвленной магнитной цепи.

Формула, выражающая закон полного тока магнитной цепи, была получена для кольцевого магнитопровода постоянного поперечного сечения и с равномерно распределенной обмоткой. Эту формулу распространяют и на магнитные цепи, где намагничивающая обмотка сосредоточена на ограниченном участке магнитопровода, а отдельные участки цепи выполнены из различных ферромагнитных и неферромагнитных материалов и имеют различное поперечное сечение.

В приближенных расчетах магнитных цепей принимают, что магнитный поток на всех участках цепи остается одним и тем же, хотя на самом деле в магнитной цепи образуются также потоки рассеяния Φ_p , которые замыкаются по воздуху, а не следуют по пути магнитопровода. Для расчета магнитных цепей можно воспользоваться законом полного тока. При этом решается одна из двух задач.

1. **Прямая задача, в которой по заданному магнитному потоку Φ в магнитной цепи определяют намагничивающую силу IN .**
2. **Обратная задача, в которой по заданной намагничивающей силе IN определяют магнитный поток Φ .**

Прямая задача.

Задано:

1) геометрические размеры магнитной цепи;

2) характеристика $B = f(H)$ (кривая намагничивания) ферромагнитных материалов, из которых выполнена магнитная цепь;

3) магнитный поток Φ , который надо создать в магнитной цепи. Требуется найти намагничивающую силу обмотки $F = IN$. Решение задачи рассматривается применительно к магнитопроводу, представленному на рис. 2.7.

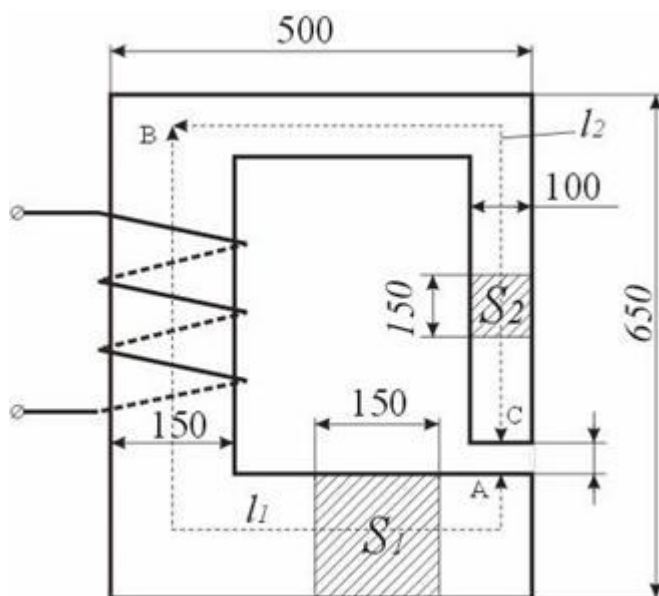


Рис. 2.7. Магнитная цепь.

1. Магнитная цепь разбивается на ряд участков с одинаковым поперечным сечением S , выполненном из однородного материала.
2. Намечается путь прохождения средней магнитной линии (на рис. 2.7 показано пунктиром).
3. Т.к. магнитный поток на всех участках цепи остается постоянным, то магнитная индукция $B = \Phi/S$ на каждом из участков и напряженность магнитного поля H неизменны. Это позволяет сравнительно просто определить значение $\oint_l \vec{H} d\vec{l}$ для контура, образованного средней

магнитной линией, а следовательно, найти искомую величину намагничивающей силы, поскольку $\oint_l \vec{H} d\vec{l} = F$.

Запишем интеграл $\oint_l \vec{H} d\vec{l}$ в виде суммы интегралов с границами интегрирования, совпадающими с началом и концом каждого участка цепи. Тогда:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_a^b H_1 dl + \int_b^c H_2 dl + \int_c^a H_3 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_{\text{возд}} \delta = IN \quad (2.11)$$

где: l_1 и l_2 – длины ферромагнитных участков цепи [м]. δ – ширина воздушного зазора, [м].

4. Значения H_1 и H_2 определяют по известным величинам магнитной индукции B с помощью кривых намагничивания, соответствующих ферромагнитных материалов.

А для воздушного зазора:

$$H_{\text{возд}} = \frac{B_{\text{возд}}}{\mu_0} = \frac{B_{\text{возд}}}{4\pi \times 10^{-7}} = 8 \times 10^5 B_{\text{возд}} \quad (2.12)$$

Рассмотрим конкретную задачу рис. 2.8. Требуется определить число витков обмотки, расположенной на сердечнике из электротехнической листовой стали, размеры которого указаны на рис. 2.8 в см, если по обмотке проходит ток $I=5$ А, который создает в магнитной цепи магнитный поток $\Phi=43,2 \cdot 10^{-4}$ Вб.

Решение. Магнитная цепь состоит из трех однородных участков сечением:

$$S_1 = 6 \cdot 10^{-2} \times 6 \cdot 10^{-2} = 36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \quad (6 \text{ см} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

$$S_2 = 8 \cdot 10^{-2} \times 6 \cdot 10^{-2} = 48 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \quad (8 \text{ см} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

$$S_3 = S_1 = 36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \quad (\text{воздушный зазор})$$

1. По заданному магнитному потоку определяется магнитная индукция в каждом однородном участке:

$$B_1 = \frac{\Phi}{S_1} = \frac{43,2 \cdot 10^{-4}}{36 \cdot 10^{-4}} = 1,2 \text{ Тл}$$

$$B_2 = \frac{\Phi}{S_2} = \frac{43,2 \cdot 10^{-4}}{48 \cdot 10^{-4}} = 0,9 \text{ Тл}$$

$$B_3 = \frac{\Phi}{S_3} = \frac{43,2 \cdot 10^{-4}}{36 \cdot 10^{-4}} = 1,2 \text{ Тл}$$

2. По кривой намагничивания для листовой электротехнической стали (рис. 2.9) определяем напряженности первого $H_1=800$ А/м и второго $H_2=400$ А/м участков.

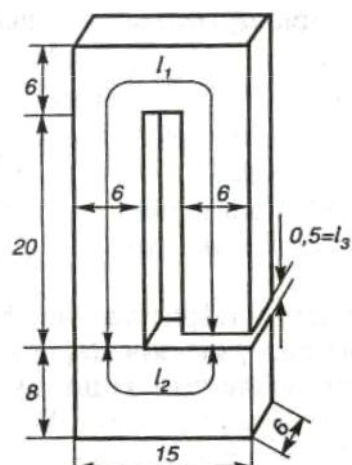


Рис. 2.8. К расчету магнитной цепи.

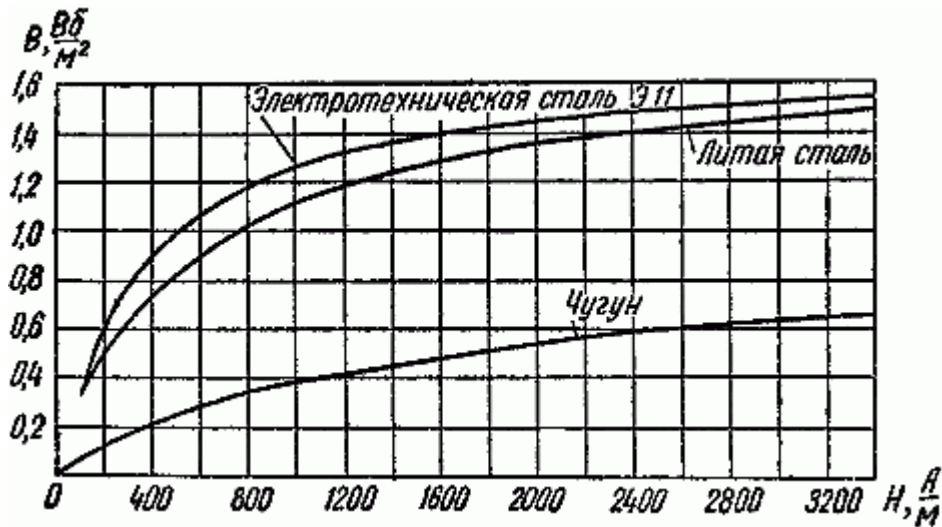


Рис. 2.9. Кривые намагничивания стали и чугуна

3. Напряженность в воздушном зазоре $H_3 = \frac{B_3}{\mu_0} = \frac{1,2}{4\pi \cdot 10^{-7}} \approx 1 \cdot 10^6 \text{ А/м}$

4. Составляем уравнение по закону полного тока для магнитной цепи $IN = H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_3 l_3$, из которого определяем искомое число витков обмотки:

$$N = \frac{H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_3 l_3}{I} = \frac{800 \cdot 0,545 + 400 \cdot 0,17 + 10^6 \cdot 0,5 \cdot 10^{-2}}{5} \approx 1100 \text{ витков}$$

где длина средней линии каждого участка:

$$l_1 = 20 + 3 + 9 + 3 + 19,5 = 54,5 \text{ см} = 0,545 \text{ м}$$

$$l_2 = 4 + 9 + 4 = 17 \text{ см} = 0,17 \text{ м}$$

$$l_3 = 0,5 \text{ см} = 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

Обратная задача.

Задано:

1. Геометрические размеры магнитной цепи;
2. Характеристики ферромагнитных материалов;
3. Намагничивающая сила обмотки F .

Непосредственное использование формулы (2.10) для определения магнитного потока Φ оказывается невозможным, поскольку магнитное сопротивление цепи переменное и само зависит от величины магнитного потока. Обратная задача расчета неоднородной неразветвленной магнитной цепи — определение магнитного потока по заданной намагничивающей силе, может быть решена методом последовательных приближений. Для этого задаются несколькими значениями магнитного потока и для каждого из них решают прямую задачу расчета магнитной цепи. По результатам расчетов намагничивающих сил для разных магнитных потоков строят кривую зависимости $\Phi = f(I \cdot N) = f(F)$ по которой и определяют искомый магнитный

поток $\Phi_{иск}$ по заданной намагничивающей силе (ампервиткам) $IN_{зад}$ (рис. 2.10). Полученная кривая носит название вебер-амперной характеристики.

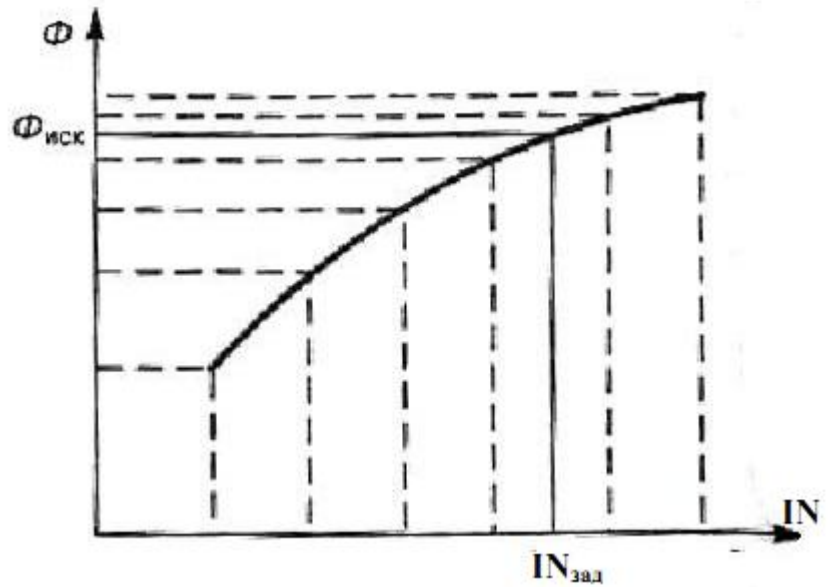


Рис. 2.10. К решению обратной задачи.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Приборы и оборудование.

Лабораторная работа выполняется на комбинированном лабораторном приборе МЦЛ-1. Все параметры эксперимента, установленные и измеренные значения, выводятся на ЖКД LCD дисплей учебной установки.

Эксперимент состоит из двух частей. При помощи многофункциональных кнопок «РЕЖИМ РАБОТЫ», расположенных на передней панели лабораторного модуля имеется возможность выбрать необходимый опыт:

1. Исследование магнитной цепи постоянного тока с соленоидом (катушкой с током). Магнитное поле соленоида. «Katushka».
2. Исследование кольцевой магнитной цепи тороида с током. «Toroïd».

Выбор эксперимента осуществляется с помощью многофункциональной кнопки «ВЫБОР ОПЫТА», символ * на дисплее указывает на текущее положение переключателя. Для начала эксперимента следует нажать кнопку «ENTER». Кнопка «ВЫБОР ОПЫТА» выполняет также функцию переключения датчиков Холла, расположенные на оси соленоида через 1 см в первом эксперименте и функцию управления током датчика Холла для измерения магнитной индукции во втором эксперименте. Для возвращения к меню выбора эксперимента служит кнопка «ESC». **Для надежного срабатывания, кнопки необходимо удерживать нажатыми в течение 2 – 3 секунд.**

Для регулировки параметров эксперимента служат ручки управления и кнопки, каждая из которых выполняет в выбранном эксперименте свою функцию:

1) Исследование магнитной цепи постоянного тока с соленоидом (катушкой с током). Магнитное поле соленоида. «Katushka». Кнопки «ВЫБОР ОПЫТА/ДАТЧИКИ/ТОК ДАТЧИКА» выполняют функцию переключения датчиков Холла, расположенные на оси соленоида через 1 см. Ручка «ТОК КАТУШКИ/ТОК ОБМОТКИ» служит для плавного изменения тока катушки (соленоида). Соленоид, магнитное поле которого надо определить, представляет собой совокупность большого количества витков медного провода, близко расположенных на непроводящем каркасе.

Вдоль оси катушки, перпендикулярно ее плоскости, расположена пластина с укрепленными через каждый сантиметр датчиками Холла. Координаты положения текущего включенного датчика a относительно левого края соленоида выводятся на LCD дисплей. Переключение датчиков осуществляется нажатием кнопок «ВЫБОР ОПЫТА/ДАТЧИКИ/ТОК ДАТЧИКА». **Длина соленоида $L=0,18$ м, количество витков $N=550$, средний радиус намотки витков $R=0,025$ м.**

Для плавного изменения тока катушки служит ручка «ТОК КАТУШКИ». Текущее значение установленного тока выводится на LCD дисплей в Амперах.

Тесламетр, собранный на основе высокочувствительного датчика Холла, применяемый в этой работе, позволяет определить магнитное поле с точностью $\pm 0,03$ мТл. При этом показания датчика колеблются возле некоторого среднего значения в пределах ошибки. Для выхода из эксперимента следует нажать кнопку «ESC».

2) **Исследование кольцевой магнитной цепи тороида с током. «Toroid».** Кнопки «ВЫБОР ОПЫТА/ДАТЧИКИ/ТОК ДАТЧИКА» управляют током датчика Холла, помещенным в зазор тороида. Ручка «ТОК КАТУШКИ/ТОК ОБМОТКИ» служит для плавного изменения тока намагничивающей обмотки тороида. Исследуемый образец имеет форму тора, на который намотана в несколько слоев намагничивающая обмотка из $N_0 \sim 10^4$ витков. Образец имеет поперечный разрез шириной $\delta \approx 0,5$ см, в который введен полупроводниковый датчик Холла рис. 3.1

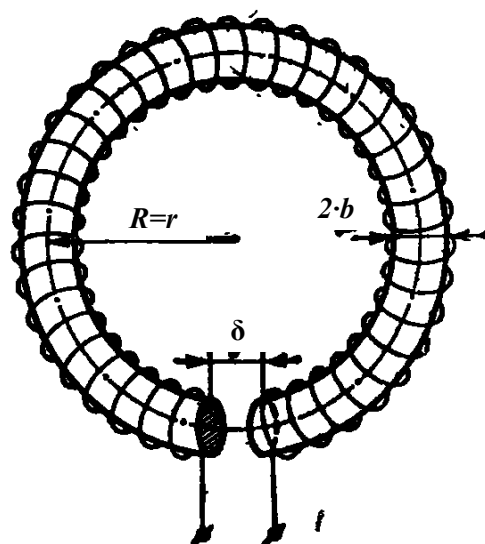


Рис. 3.1 **Тороидальный образец с зазором и с намагничивающей обмоткой.**

Пусть ширина разреза δ существенно меньше малого радиуса тора b , который, в свою очередь, мал по сравнению со средним радиусом $r=R$. Обозначим через N_0 число витков намагничивающей обмотки и через I_0 — силу намагничивающего тока. Пусть H — напряженность поля в тороидальном образце, а H_0 — напряженность поля в его зазоре. По теореме о циркуляции вектора H (см формулу 2.5 и примеры расчета магнитных цепей) имеем:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = H(2\pi R - \delta) + H_0\delta = N_0 I_0 \quad (3.0)$$

Чтобы найти из этой формулы напряженности поля H и H_0 , нужно установить связь между ними. Для этого используем непрерывность нормальных составляющих вектора \vec{B} на границах разреза (т.к. магнитный поток на всех участках магнитной цепи остается постоянным и площадь образца S неизменна, то магнитная индукция в образце равна магнитной индукции в зазоре $B = \Phi/S$). Замечая, что в зазоре $B_0 = \mu_0 H_0$, а в образце $B = \mu \mu_0 H$, и приравнявая B и B_0 , найдем, что $\mu H = H_0$. Заменяя с помощью этой формулы H_0 в формуле для циркуляции вектора H , получим:

$$H = N_0 I_0 / [2\pi R + (\mu - 1)\delta], \quad (3.1)$$

а исключая H , найдем:

$$H_0 = N_0 I_0 \mu / [(\mu - 1)\delta + 2\pi R]. \quad (3.2)$$

Из этих формул следует ряд важных выводов. Отметим, прежде всего, что напряженности поля в образце и в зазоре пропорциональны силе намагничивающего тока. После того как установлена величина коэффициента пропорциональности, измерение напряженности поля может быть заменено измерением тока. Заметим также, что длины, измеренные вдоль ферромагнетика и вдоль зазора, входят в формулу о коэффициентах, отличающимися множителем $(\mu - 1)$, т. е. в очень большое число раз.

Начнем со случая, когда тор не имеет зазора: $\delta=0$. Из формулы (3.1) следует, что коэффициент пропорциональности между напряженностью поля и током полностью определяется радиусом тора R и числом витков N_0 . В образце без зазора получаем ранее выведенную формулу (2.7), которая с учетом новых обозначений запишется в виде:

$$H = N_0 I_0 / 2\pi R. \quad (3.3)$$

При наличии даже небольшого зазора второй член в знаменателе (3.1) существенно превосходит первый из-за большой величины μ . В этом случае также нетрудно определить напряженность поля в воздушном зазоре. В самом деле, пренебрегая вторым членом в знаменателе (3.2) по сравнению с первым и заменяя единицей коэффициент $\frac{\mu-1}{\mu} \approx 1$, найдем, что при достаточно больших зазорах (т. е. почти всегда):

$$H_0 \approx N_0 I_0 / \delta. \quad (3.4)$$

Как следует из формулы (3.4), размеры магнитного ярма (части: магнитной цепи, заполненной веществом с большим μ) практически не сказываются на напряженности магнитного поля в зазоре. Мало сказывается на ней и форма ярма. Поэтому ярма электромагнитов — устройств, предназначенных для создания больших магнитных полей в воздушных зазорах, — могут иметь самые разные формы.

Индукция магнитного поля B в данном эксперименте измеряется чувствительным датчиком Холла, введенным в зазор магнитопровода. Т. к. магнитный поток на всех участках магнитной цепи остается постоянным и площадь образца S неизменна на всем протяжении магнитопровода, то магнитная индукция в образце $B_{обр}$ равна магнитной индукции в зазоре:

$$B_{обр} = B_{зазор} = B = \frac{\Phi}{S}.$$

Так как сердечник изготовлен из магнитомягкого ферромагнетика с малой величиной остаточной индукции $B_{ост}$, то в ходе эксперимента нет необходимости проводить предварительное размагничивание сердечника.

Для выхода из эксперимента следует нажать кнопку «ESC».

Экспериментальный метод измерения магнитного поля. Эффект Холла.

Для экспериментального измерения величины магнитного поля на оси соленоида, а также в зазоре электромагнита в данной работе используются датчики Холла. Явление Холла заключается в возникновении разности потенциалов при протекании постоянного электрического тока через проводящую пластинку, помещенную в постоянное магнитное поле, перпендикулярное плоскости пластинки и направлению тока. Простейшая теория эффекта Холла объясняет появление ЭДС Холла взаимодействием носителей тока с магнитным полем. В отсутствие внешнего магнитного поля в проводнике под действием постоянного электрического поля имеет место направленное движение зарядов q со скоростью \vec{v} (рис. 3.2).

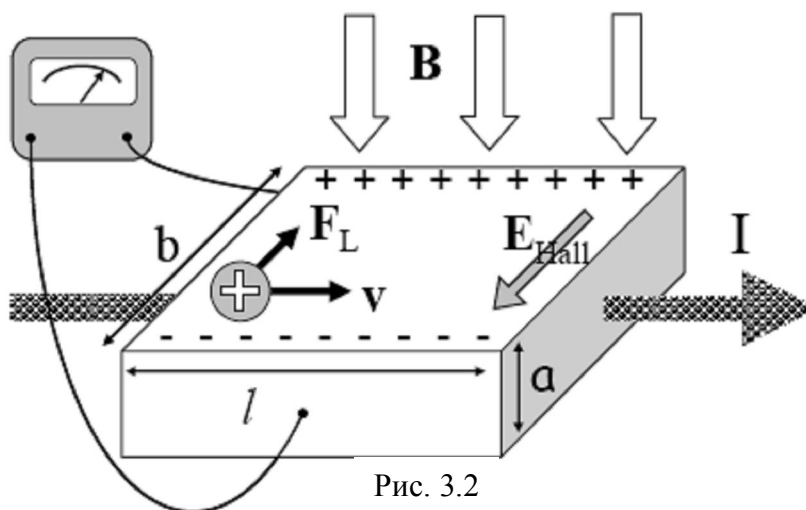


Рис. 3.2

Рис.5

При наложении магнитного поля \vec{B} , на заряды действует сила Лоренца под действием которой частицы отклоняются в направлении, перпендикулярном \vec{v} и \vec{B} . В результате пространственного разделения носителей заряда в проводнике возникает перпендикулярное направлению тока электрическое поле E_{Hall} . В свою очередь поле Холла действует на заряды и уравнивает силу Лоренца. В условиях равновесия:

$$qE_{Hall} = qvB \quad (4.1)$$

Принимая во внимание связь плотности тока j со скоростью направленного движения \vec{v} и концентрацией n носителей заряда, получаем выражение для разности потенциалов Холла:

$$\begin{aligned} U_{Hall} &= E_{Hall}b = vBb = \frac{j}{qn}Bb = \frac{I}{qnS}Bb = \frac{I}{qnab}Bb = \frac{1}{qn} \cdot \frac{IB}{a} \\ &= R_{Hall} \frac{IB}{a}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

В этом выражении $R_H = \frac{1}{qn}$ - постоянная Холла, a и b – поперечные размеры пластинки. Из выражения (4.2) видно, что U_{Hall} пропорциональна величине создаваемого магнитного поля B (в нашем случае – магнитного поля соленоида или тороида).

Датчик Холла представляет собой тонкую прямоугольную пластину площадью несколько $мм^2$ и имеет 4 электрода для подвода тока и измерения разности потенциалов Холла U_{Hall} , которая затем переводится в величину поля B . Величина индукции магнитного поля, создаваемая внутри соленоида индуцируется на цифровом индикаторе.

Величина индукции магнитного поля B в тороиде для второго эксперимента пересчитывается согласно формуле (4.2). При этом на ЖКД LCD дисплей выводятся следующие измеренные параметры: $I_{обмотки}$ – ток намагничивающей обмотки; I_d – ток датчика Холла, находящего в зазоре электромагнита; U – напряжение Холла, возникающее при протекании постоянного электрического тока через проводящую пластинку, помещенную в постоянное магнитное поле.

Выражение для расчета величины индукции магнитного поля легко получается из (4.2):

$$B = \frac{U_{Hall} \cdot a}{R_{Hall} \cdot I} \quad (4.3)$$

где $I=I_d$ – ток датчика Холла, ступенчато регулируемый кнопками «ВЫБОР ОПЫТА/ДАТЧИКИ/ТОК ДАТЧИКА» во втором эксперименте; $U_{Hall}=U$ – напряжение Холла, a – геометрический параметр датчика рис. 3.2; R_{Hall} - постоянна Холла датчика.

При расчетах по формуле (4.3) принять:

$$a=1 \text{ мм}=10^{-3} \text{ м}$$

$$R_{Hall}=0,1 \frac{\text{м}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$$

Число витков намагничивающей обмотки $N_0 \sim 1,3 \cdot 10^4$

Средний радиус тороида $r=0,015 \text{ м}$, ($R=r$ в обозначениях рис. 3.1)

$l=2\pi r = 0,094 \text{ м}$ – длина средней осевой линии сердечника;

Ширина поперечного разреза $\delta \approx 0,5 \text{ см}$

Порядок выполнения.

1. Перед началом работы ознакомится с принципиальными схемами установки, разобраться в назначении ручек и кнопок учебного модуля. Проверить целостность сетевого провода.
2. Включить установку в сеть ~220 В. Поставить переключатель «СЕТЬ» в положение «ВКЛ» при этом должен загореться сигнальный индикатор «сеть».
3. Пользуясь интерактивным меню, отображаемом на дисплее прибора, выбрать необходимый эксперимент (**обычно первый опыт — изучение магнитного поля соленоида «Katushka»**). Для перемещения по пунктам меню служит кнопка «ВЫБОР ОПЫТА». Текущее положение отображается на дисплее символом «*».
4. Для начала эксперимента нажать кнопку «ENTER».
5. Установить ручкой «ТОК КАТУШКИ/ТОК ОБМОТКИ» одно из значений тока, протекающего по обмотке соленоида, в диапазоне от 0 до 3 А.
6. Переключая нажатием кнопок «ДАТЧИКИ» датчики Холла, расположенные на оси соленоида через 1 см, снять зависимость индукции магнитного поля соленоида от координаты a , отсчитываемого от левого края катушки (см. ЧАСТЬ I рис. 4).
7. Магнитное поле индуцируется на жидкокристаллическом индикаторе в мТл, показания прибора могут изменяться в пределах ошибки определения поля $\pm 0,03$ мТл относительно среднего значения. В таблицу 1 следует записывать среднее значение показаний, определенное за некоторый промежуток времени.
8. Для каждого положения датчика a провести теоретический расчет магнитного поля по формуле ЧАСТЬ I (7) и построить теоретический график распределения поля с нанесенными на него экспериментальными точками. **Длина соленоида $L=0,18$ м, количество витков $N=550$, средний радиус намотки витков $R=0,025$ м.**
9. Повторить действия пп. 5-7 для 5 – 7 других токов соленоида.

Таблица 1

$a, \text{ м}$	0	0.01	0,02	...	0.18
$\langle B_{\text{изм}} \rangle$					
$B_{\text{расч.}}$					

10. Выйти из текущего эксперимента и вернуться в меню выбора опыта, нажав кнопку «ESC».
11. Пользуясь интерактивным меню, отображаемом на дисплее прибора, выбрать необходимый второй эксперимент «**Toroid**». Для перемещения по пунктам меню служит кнопка «ВЫБОР ОПЫТА». Текущее положение отображается на дисплее символом «*».
12. Для начала эксперимента нажать кнопку «ENTER».

13. Кнопками «ДАТЧИКИ/ТОК ДАТЧИКА» установить значение тока датчика Холла I_d , помещенного в зазор тороида в диапазоне 2 – 8 мА.
14. Вращая многофункциональную ручку «ТОК КАТУШКИ/ТОК ОБМОТКИ» изменяйте ток $I_{обмотки}$ в намагничивающей обмотке образца и записывайте значения напряжений U с выхода датчика Холла, соответствующие каждому току обмотки.
15. По формуле (4.3) для каждого напряжения Холла $U=U_{Hall}$, выдаваемого датчиком Холла, вычислить величину магнитной индукции B в тороиде для каждого соответствующего тока обмотки. Все расчеты производить в СИ. Все измеренные и рассчитанные значения занести в таблицу 2.

Таблица 2

Ток датчика Холла, $I_d = \dots$ А			
$I_{обмотки} = I_{обмотки}$, А			
$U = U_{Hall}$, В			
$B = \frac{U_{Hall} \cdot a}{R_{Hall} \cdot I_d}$, Тл			
$H = H_{образец}$, А/м			
$H_0 = H_{зазор} = \frac{B}{\mu_0}$, А/м			

Число витков намагничивающей обмотки $\langle N_0 \rangle = \dots$

16. Зная величину магнитной индукции в зазоре $B_{зазор}$ и пользуясь справочной кривой намагничивания рис. 4.1 для данного материала магнитопровода, рассчитайте напряженность магнитного поля $H = H_{обр}$ внутри образца для каждого тока обмотки. В данном случае мы полагаем, что магнитная индукция в образце $B_{обр}$ равна магнитной индукции в зазоре $B_{зазор}$, которая измеряется датчиком Холла. Все расчеты производить в СИ. Все измеренные и рассчитанные значения занести в таблицу 2.

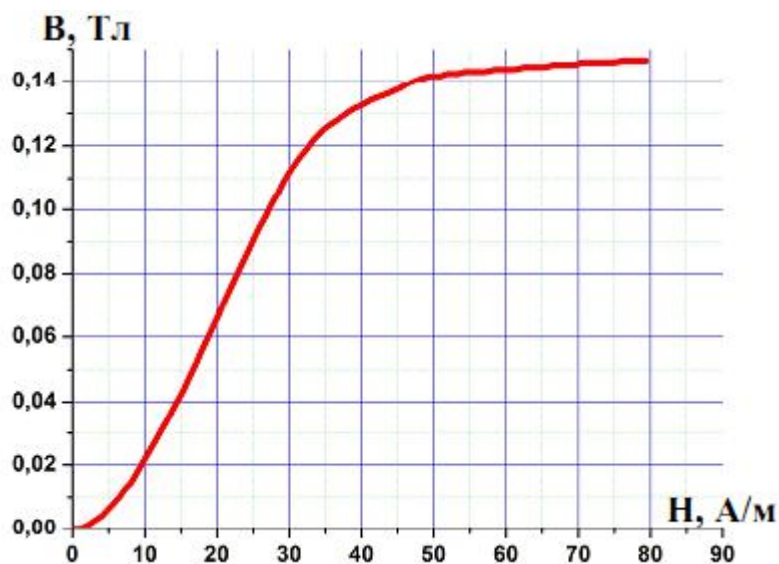


Рис. 4.1. Кривая намагничивания образца.

17. По формуле (2.12) $H_{зазор} = \frac{B_{зазор}}{\mu_0}$ рассчитать напряженность магнитного поля в зазоре электромагнита для каждого тока обмотки $I_{обмотки}$.

18. Используя закон полного тока (3.0), рассчитать число витков намагничивающей обмотки N_0 для каких либо четырех – шести значений индукции магнитного поля \mathbf{B} (каждому значению индукции магнитного поля \mathbf{B} соответствует свое значение напряженности магнитного поля в образце \mathbf{H} и напряженности магнитного поля в зазоре $\mathbf{H}_{\text{зазор}}$):

$$N_0 = \frac{H_{\text{обр}}(2\pi r - \delta) + H_{\text{зазор}}\delta}{I_{\text{обмотки}}}$$

При расчетах принять средний радиус тороида $r = 0,015$ м, ($\mathbf{R}=\mathbf{r}$ в обозначениях рис. 3.1)

В результате погрешностей измерений, для различных значений индукции магнитного поля \mathbf{B} вы получите несколько отличающиеся значения количества витков N_0 намагничивающей обмотки, несмотря на то, что в эксперименте число витков неизменно. Поэтому, по результатам всех расчетов найдите среднее значение $\langle N_0 \rangle$ и занесите его в таблицу 2.

19. Сравните экспериментально найденное значение числа витков $\langle N_0 \rangle$ по порядку величину с реальным значением, которое указано в расчетных данных.

20. Рекомендуется повторить пп. 14 – 19 при других токах датчика Холла Id.

21. По окончании работы поставьте все переключатели в положение «ВЫКЛ» и выньте вилки из розетки.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что является источником магнитного поля в данной установке?
2. Назовите параметры, с помощью которых можно описать магнитное поле.
3. Изобразите магнитные силовые линии для прямого бесконечного проводника с током и для соленоида.
4. Напишите закон Био-Савара-Лапласа. Объясните, как, пользуясь этим законом, можно определить направление и величину магнитной индукции в любой точке пространства.
5. Что означают магнитные константы μ и μ_0 ?
6. Как взаимодействуют два проводника с током, расположенные вблизи друг друга?
7. Объясните разницу между индукцией B и индуктивностью L ?
8. Что такое магнитный поток? Как рассчитать его величину?
9. Как определяется магнитная индукция в центре кругового проводника с током? Вывод.
10. Почему в датчике измерений появляется электрический ток?
11. Объясните, что означает закон электромагнитной индукции.
12. Дайте определение магнитной индукции и напряженности магнитного поля.
13. Что такое магнитомягкие и магнитожесткие вещества?
14. Какие основные понятия связаны с петлей гистерезиса?
15. Что характеризует площадь гистерезисной петли?
16. Какие ферромагнитные материалы и почему используются для изготовления сердечников для машин переменного тока?
17. Назовите основные законы магнитного поля?
18. В чем заключаются основные допущения, принимаемые при расчете магнитных цепей?
19. Проведите аналогию между электрическими и магнитными цепями?
20. Магнитная индукция в сердечнике при напряженности $H=200$ А/м составляет $B=1,0$ Тл. Определить относительную магнитную проницаемость.
 Ответ: $\mu=3979$
21. Определить магнитное сопротивление участка цепи длиной $l=10$ см и сечением $S=10$ см², если $\mu=5 \cdot 10^3$.
 Ответ: $R_M=15915$ Гн⁻¹.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. "Курс общей физики". — М.: Высшая школа, 1989г.
2. В. И. Иверонова и др. "Физический практикум". — М.: Физико-математическая литература, 1962г.
3. В. С. Попов. "Теоретическая электротехника". — М.: Энергоатомиздат, 1990г.
4. Т. И. Трофимова. "Курс физики". — М.: Высшая школа, 1998г.
5. Д. Джанколи. "Физика". Том II. — М.: Мир, 1989г.
6. Г. Г. Рекус, В. Н. Чесноков. "Лабораторные работы по электротехнике и основам электроники". — М.: Высшая школа, 1989г.
7. Основы теории цепей: Учеб. для вузов /Г.В.Зевеке, П.А.Ионкин, А.В.Нетушил, С.В.Страхов. —5-е изд., перераб. —М.: Энергоатомиздат, 1989. - 528с.
8. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники: Электрические цепи. Учеб. для студентов электротехнических, энергетических и приборостроительных специальностей вузов. —7-е изд., перераб. и доп. —М.: Высш. шк., 1978. —528с.
9. Теоретические основы электротехники. Учеб. для вузов. В трех т. Под общ. ред. К.М.Поливанова. Т.2. Жуховицкий Б.Я., Негневицкий И.Б. Линейные электрические цепи (продолжение). Нелинейные цепи. —М.:Энергия- 1972. — 200с.

**ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО Учебной Техники «ТулаНаучПрибор»**