

Министерство сельского хозяйства Российской Федерации

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Саратовский государственный аграрный университет
имени Н. И. Вавилова»**

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ В ИНЖЕНЕРНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Краткий курс лекций

для студентов II курса

Направление подготовки
35.03.06 Агроинженерия

Профиль подготовки
Электрооборудование и электротехнологии

Саратов 2015

УДК 53
ББК 22.3
Р 93

Рецензенты:

Доктор физ. - мат. наук, профессор ФГБОУ ВО «Саратовский государственный
технический университет имени Ю.А. Гагарина»
Б.Б. Горбатенко

кандидат технических наук, доцент ФГБОУ ВО «Саратовский ГАУ»
М.А. Левин

Р 93 **Электромагнитная индукция в инженерных устройствах:** краткий курс лекций для студентов II курса направлений подготовки 35.03.06 Агроинженерия/ Электрооборудование и электротехнологии/ Сост.: Е.В. Рыжова /ФГБОУ ВО «Саратовский ГАУ». – Саратов, 2015. – 40 с.

Краткий курс лекций по дисциплине «Магнетизм и магнитные явления» содержит теоретический материал по основным вопросам электромагнетизма. Данный курс направлен на формирование у студентов знаний об основных закономерностях электромагнитных явлений, применение этих знаний для понимания процессов, происходящих в природе, для решения профессиональных задач. В конце каждой главы помещены контрольные вопросы и список литературы для более глубокого освоения данного раздела физики.

УДК 53
ББК 22.3

© Рыжова Е.В. 2015
© ФГБОУ ВО «Саратовский ГАУ», 2015

Введение.

Атомы любого вещества состоят из заряженных частиц (положительно заряженных протонов и отрицательно заряженных электронов). Если на теле имеется избыток зарядов какого-либо знака, то тело заряжено, это тело кратко будем называть зарядом. Вокруг любого заряда возникает электрическое поле, которое воздействует на другие заряды.

При движении зарядов, наряду с электрическим полем, вокруг заряда возникает магнитное поле. Магнитное поле порождается движущимися электрическими зарядами (токами) и действует на движущиеся электрические заряды (токи). Магнитных зарядов и магнитных токов нет.

Электрическое и магнитное поля взаимосвязаны: переменное электрическое поле порождает магнитное поле, а переменное магнитное поле порождает электрическое поле (явление электромагнитной индукции). В пространстве электромагнитное поле распространяется в виде электромагнитных волн, это используется в радио, телевидении, сотовой связи, радиолокации. Свет – это тоже электромагнитные волны.

Использование электромагнетизма играет ведущую роль во многих отраслях науки и техники. С электромагнетизмом связывают развитие энергетики, транспорта, вычислительной техники, физики плазмы, термоядерного синтеза. Магнитные разведка, дефектоскопия, магнитные линзы, магнитная обработка воды, поезда на магнитной подушке - вот далеко неполный перечень перспективных областей промышленного применения магнитного поля. Неотъемлемой частью компьютерного томографа, без которого невозможна современная медицинская диагностика, является также источник магнитного поля.

В течение многих лет не ослабевает интерес к магнитным полям биологических объектов, повышено внимание к среде обитания их и к космосу, а также вопросам влияния магнитного поля Земли на человека. Магнитные явления были известны еще в древнем мире. Компас был изобретен более 4500 лет тому назад. Он появился в Европе приблизительно в XII веке новой эры. Однако только в XIX веке была обнаружена связь между электричеством и магнетизмом и возникло представление о магнитном поле.

В настоящее время электромагнитные явления широко используются в электродвигателях, в получении, передаче и преобразовании электрической энергии и во всех отраслях техники. В связи с этим возник данный курс по изучению явлений магнетизма и электромагнитной индукции.

Лекция 1

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ.

1.1. Магнитное поле

Первыми экспериментами, показавшими, что между электрическими и магнитными явлениями имеется глубокая связь, были опыты датского физика Х. Эрстеда в 1820 году. Эти опыты показали, что на магнитную стрелку, расположенную вблизи проводника с током, действуют силы, которые стремятся повернуть стрелку (рис.1).

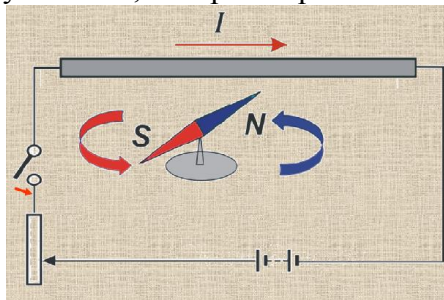


Рис. 1. Опыт Эрстеда.

В том же году французский физик А. Ампер наблюдал силовое взаимодействие двух проводников с токами и установил, что два проводника, расположенные параллельно друг другу, испытывают взаимное притяжение, если ток течет по ним в одну сторону, и отталкивание, если токи текут в разные стороны (рис. 2).

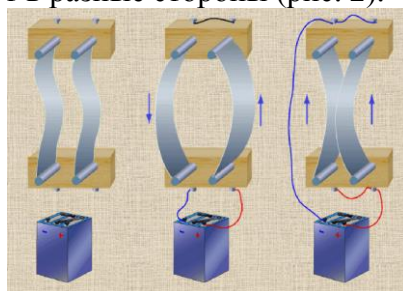


Рис. 2. Опыты Ампера.

По современным представлениям, проводники с током оказывают силовое действие друг на друга не непосредственно, а через окружающие их магнитные поля. Источниками магнитного поля являются движущиеся электрические заряды, так как электрическое поле – это направленное движение заряженных частиц. Магнитное поле возникает в пространстве, окружающем проводники с током, подобно тому, как в пространстве, окружающем неподвижные электрические заряды, возникает электрическое поле. Магнитное поле постоянных магнитов также создается электрическими микротоками, циркулирующими внутри молекул вещества (гипотеза Ампера).

Ученые XIX века пытались создать теорию магнитного поля по аналогии с электростатикой, вводя в рассмотрение так называемые магнитные заряды двух знаков (например, северный N и южный S полюса магнитной стрелки). Однако, опыт показывает, что изолированных магнитных зарядов не существует.

Магнитное поле – особый вид материи, посредством которого осуществляется взаимодействие между движущимися электрически заряженными частицами.

Для описания магнитного поля необходимо ввести силовую характеристику поля, аналогичную вектору напряженности электрического поля \vec{E} . *Основной характеристикой магнитного поля является вектор магнитной индукции \vec{B} .*

Единица измерения магнитной индукции *тесла*: $[B] = \text{Тл}$.

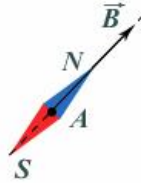


Рис. 3

Направление вектора магнитной индукции задается направлением магнитной стрелки, помещенной в данную точку поля. Оно совпадает с направлением, которое указывает северный полюс стрелки (рис. 3).

Графически магнитное поле изображается с помощью *линий магнитной индукции* - линий, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора. Линии магнитной индукции всегда замкнуты и охватывают проводники с токами (рис.4а, б) или постоянные магниты (у постоянных магнитов линии магнитной индукции выходят из северного полюса N и входят в южный S) (рис.4в, г).

Направление силовых линий вокруг прямолинейного участка провода с током определяется по правилу буравчика (правовращающий винт, штопор): *если направление поступательного движения буравчика совпадает с направлением тока в проводнике, то направление вращения ручки буравчика в данной точке совпадает с направлением вектора магнитной индукции в этой точке.*

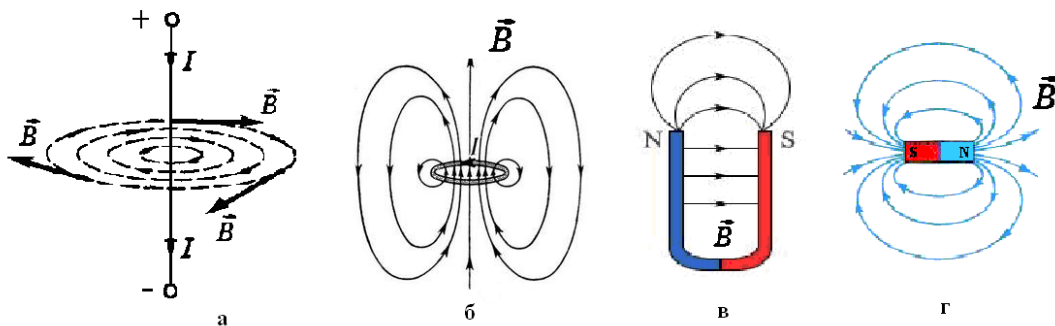


Рис.4. Магнитные поля прямого, кругового проводников с током и постоянных магнитов

Направление силовых линий на оси проводящего кольца определяется по правилу буравчика: *если вращать рукоятку буравчика по направлению тока в кольце, то поступательное движение буравчика совпадает с направлением вектора индукции магнитного поля, создаваемого током в кольце на своей оси.*

Магнитное поле Земли похоже на магнитное поле постоянного магнита. Помещенная в магнитное поле Земли намагниченная стрелка стремится повернуться так, что один из ее концов указывает в сторону северного географического полюса Земли.



Рис. 5. Магнитное поле Земли.

Этот полюс магнита получил название северного и обозначается на рисунках буквой N. Противоположный конец стержня называется южным магнитным полюсом и обозначается буквой S. Происходит это вследствие притяжения разноименных полюсов магнитов: южный магнитный полюс Земли, находящийся вблизи северного географического полюса, притягивает северный полюс магнитной стрелки.

1.2. Закон Био-Савара-Лапласа в вакууме.

Магнитное поле постоянных токов различной конфигурации изучалось экспериментально французскими учеными Ж. Био и Ф. Саваром (1820 г.). Совместно с Лапласом они пришли к выводу, что индукция магнитного поля токов, текущих по проводнику, определяется совместным действием всех отдельных участков проводника.

Магнитное поле подчиняется принципу суперпозиции: *Если магнитное поле создается несколькими проводниками с током, то индукция результирующего поля есть векторная сумма индукций полей, создаваемых каждым проводником в отдельности.*

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n \quad (1)$$

Индукцию проводника с током \vec{B} можно представить как векторную сумму элементарных индукций $d\vec{B}$, создаваемых отдельными участками проводника длиной l .

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i = \int_l d\vec{B} \quad (2)$$

Закон Био–Савара-Лапласа определяет индукцию магнитного поля, создаваемого малым участком dl проводника с током I :

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

где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магнитная постоянная, \vec{r} – радиус-вектор, проведенный от

элемента проводника $d\vec{l}$, имеющего направление тока в проводнике, к точке, в которой определяется индукция магнитного поля (рис.6).

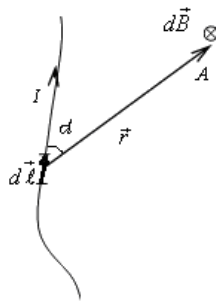


Рис.6

1.2. Индукция магнитного поля прямого проводника с током.

Для определения магнитной индукцию поля прямого проводника с током конечной длины разобьем проводник на элементарные отрезки $d\vec{l}$ (рис.7). Магнитная индукция поля $d\vec{B}$, создаваемого этим элементом в точке А определяется по закону Био-Савара-Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} [d\vec{l} \times \vec{r}], \text{ где } \mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} - \text{магнитная постоянная,}$$

\vec{r} - радиус-вектор, проведенный от элемента проводника $d\vec{l}$ в точку А.

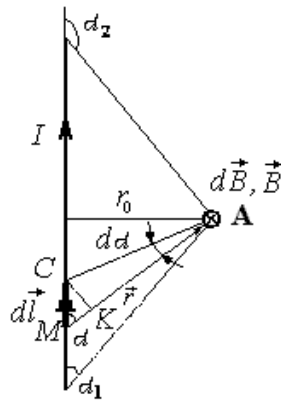


Рис.7

По правилу буравчика определим направление $d\vec{B}$. В нашем случае вектор магнитной индукции направлен от нас (на рисунке показан \otimes). По принципу суперпозиции магнитная индукция \vec{B} равна сумме магнитных индукций $d\vec{B}$ от всех элементарных отрезков $d\vec{l}$ проводника

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i = \int_l d\vec{B} \text{ (интегрирование ведется по длине проводника } l).$$

Так как проводник прямолинейный, то $d\vec{B}_i$ имеют одинаковые направления, поэтому можно заметить векторное интегрирование скалярным: $B = \int_l dB$,

где $dB = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi r^2} \sin \alpha \cdot dl$, где α – угол между элементом $Id\vec{l}$ и радиус-вектором \vec{r} .

Из рисунка видно $CK = r \cdot d\alpha$, где $d\alpha$ - угол, лежащий против элемента проводника с током $d\vec{l}$, тогда $dl = CM = \frac{CK}{\sin \alpha} = \frac{r \cdot d\alpha}{\sin \alpha}$, где $r = \frac{r_0}{\sin \alpha}$. Тогда

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{r \cdot d\alpha}{r^2 \cdot \sin \alpha} = \frac{d\alpha}{r \cdot \sin \alpha} = \frac{d\alpha}{r_0}$$

С учетом этого получаем

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (-\cos \alpha) \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2),$$

где α_1, α_2 - углы между направлением тока в проводнике и радиусами - векторами, проведенными от концов проводника в точку А.

$$\text{Выведенная формула: } B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \quad (4)$$

позволяет определить магнитную индукцию поля прямого проводника с током конечной длины.

Если проводник бесконечно длинный, то $\alpha_1 = 0^\circ$, $\cos \alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 180^\circ$, $\cos \alpha_2 = -1$. Тогда $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$. Выведенная формула: $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$ (5)

позволяет определить магнитную индукцию поля прямого бесконечно длинного проводника с током.

1.4. Индукция магнитного поля кругового проводника с током.

Для определения магнитной индукции поля в центре кругового проводника с током разобьем проводник на элементарные отрезки $d\vec{l}$ (рис.8). Магнитная индукция поля $d\vec{B}$, создаваемого этим элементом в точке О определяется по закону Био-Савара-Лапласа: $d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} [d\vec{l} \times \vec{r}]$, где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma H}{м}$ - магнитная постоянная, \vec{r} - радиус-вектор, проведенный от элемента проводника $d\vec{l}$ в точку О.

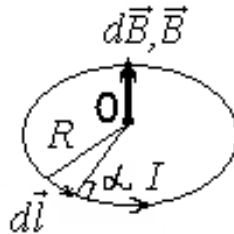


Рис.8

По правилу буравчика определим направление $d\vec{B}$. В нашем случае вектор магнитной индукции направлен вверх. По принципу суперпозиции магнитная индукция \vec{B} равна сумме магнитных индукций $d\vec{B}$ от всех элементарных отрезков $d\vec{l}$

проводника $\vec{B} = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i = \int_l d\vec{B}$ (интегрирование ведется по длине кругового проводника l). В нашем случае $d\vec{B}_i$ имеют одинаковые направления, поэтому можно

заметить векторное интегрирование скалярным: $B = \int_l dB$, где $dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \sin \alpha \cdot dl$, где

α – угол между элементом $d\vec{l}$ и радиус-вектором \vec{r} , проведенным от элемента в точку О.

Из рисунка видно, что $\sin \alpha = 1$, так как $\alpha = 90^\circ$, $r = R$, где R – радиус кольца. С учетом этого получаем $B = \int_0^l \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} l \Big|_0^l = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}$.

$$\text{Выведенная формула: } B = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (6)$$

позволяет определить магнитную индукцию поля в центре кругового проводника с током.

Для определения магнитной индукции поля на оси кругового проводника с током разобьем проводник на элементарные отрезки $d\vec{l}$ (рис.9).

Разобьем проводящее кольцо на элементарные отрезки $d\vec{l}$. Магнитная индукция поля $d\vec{B}$, создаваемого этим элементом в точке А определяется по закону Био-Савара-Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} [d\vec{l} \times \vec{r}], \text{ где } \mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} - \text{магнитная постоянная, } \vec{r} -$$

радиус-вектор, проведенный от элемента проводника $d\vec{l}$ в точку А.

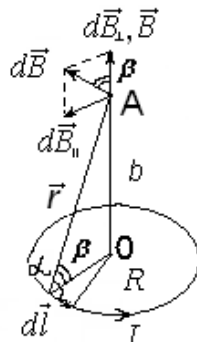


Рис.8

По правилу буравчика определим направление $d\vec{B}$. По принципу суперпозиции магнитная индукция \vec{B} равна сумме магнитных индукций $d\vec{B}$ от всех элементарных отрезков $d\vec{l}$ проводника $\vec{B} = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i = \int_l d\vec{B}$ (интегрирование ведется по длине проводящего кольца). Разложим вектор $d\vec{B}$ на две составляющие: $d\vec{B}_\perp$ – перпендикулярную плоскости кольца и $d\vec{B}_\parallel$ – параллельную плоскости кольца, то есть $d\vec{B} = d\vec{B}_\perp + d\vec{B}_\parallel$.

Тогда $\vec{B} = \int_l d\vec{B}_\perp + \int_l d\vec{B}_\parallel$. Заметим, что $\int_l d\vec{B}_\parallel = 0$ из соображений симметрии и что векторы $d\vec{B}_\perp$ от различных элементов dl сонаправлены, поэтому можно заметить векторное интегрирование скалярным: $B = \int_l dB_\perp$, где $dB_\perp = dB \cos \beta$, где $dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \sin \alpha \cdot dl$, где α – угол между элементом $d\vec{l}$ и радиус-вектором \vec{r} , проведенным от элемента в точку А.

Из рисунка видно, что $\sin \alpha = 1$, так как $\alpha = 90^\circ$, $\cos \beta = \frac{R}{r}$, $r = |\vec{r}| = \sqrt{R^2 + b^2}$, где R – радиус кольца, b – расстояние от плоскости кольца до точки А.

С учетом этого получаем

$$B = \int \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \cos \beta dl = \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} \int_0^l dl = \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 IR^2}{2r^3} = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + b^2)^{3/2}}.$$

Выведенная формула: $B = \frac{\mu_0 IR^2}{2r^3} = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + b^2)^{3/2}}$ (7)

позволяет определить магнитную индукцию поля на оси проводящего кольца.

Вопросы для самоконтроля

- 1) Магнитное поле, как возникает?
- 2) Магнитная индукция. Графическое изображение магнитных полей.
- 3) Закон Био-Савара-Лапласа.
- 4) Как определяется индукция магнитного поля прямого тока.
- 5) Как определяется индукция магнитного кругового тока.
- 6) Правила для определения направления вектора магнитной индукции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

Лекция 2

ПРОВОДНИК С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. СИЛА АМПЕРА.

2.1. Сила, действующая на проводник с током в магнитном поле.

Обобщая результаты действия магнитного поля на различные проводники с током, Ампер установил, что сила $d\vec{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент $d\vec{l}$ проводника с током, находящегося в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока I в проводнике и векторному произведению элемента длины $d\vec{l}$ проводника, имеющего направление тока в проводнике на магнитную индукцию \vec{B} :

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \times \vec{B}]. \quad (8)$$

Формула (8) получила название силы Ампера. Ее направление определяется правилом левой руки: *если левую руку расположить так, чтобы вектор магнитной индукции входил в ладонь, а четыре вытянутых пальца показывали направление тока, то отогнутый на 90° большой палец покажет направление силы Ампера.*

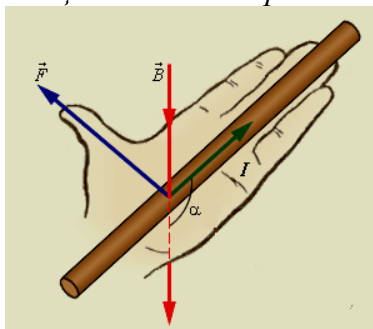


Рис.10. Правило левой руки для определения направления силы Ампера.

Модуль силы Ампера находится по формуле $dF = IdlB \sin \alpha$, (9)
где α - угол между направлением тока в проводнике и вектором магнитной индукции \vec{B} .

Из формулы (8) следует, что сила Ампера максимальна, если элемент проводника с током расположен перпендикулярно линиям магнитной индукции $dF_{max} = IdlB$: Из данного выражения можно получить формулу для численного определения магнитной индукции $B = \frac{dF_{max}}{Idl}$, то есть магнитная индукция численно равна отношению

максимальной силы, действующей со стороны магнитного поля на малый элемент проводника с током, к произведению силы тока на длину этого элемента. Единица магнитной индукции – тесла (Тл): $1\text{Тл} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}}$. 1 Тл – это индукция такого

однородного магнитного поля, которое действует с силой в 1 Н на каждый метр длины прямолинейного проводника, расположенного перпендикулярно направлению поля, если по этому проводнику протекает ток в 1 А.

Сила Ампера, действующая на проводник произвольной длины l определяется формулой: $\vec{F} = \int d\vec{F}$. Таким образом, сила Ампера, действующая на прямой проводник

l

длиной l , помещенного в однородное магнитное поле с индукцией по модулю равной B под углом α к направлению тока в проводнике равна

$$F = IlB \sin \alpha . \quad (10)$$

2.2. Взаимодействие параллельных проводников с током.

Пользуясь законом Био-Савара-Лапласа и силой Ампера, определим силу взаимодействия двух протяженных параллельных проводников с током. Рассмотрим токи I_1 и I_2 , имеющие одинаковое направление, расстояние между проводниками d . Второй проводник находится в магнитном поле первого проводника, индукция магнитного поля которого определяется по формуле (4) $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$, где d – расстояние

между проводниками. Сила, с которой магнитное поле созданное проводником с силой тока I_1 , действует на участок dl второго проводника равна $dF_1 = I_2 dl B_1$, учтем, что угол между направлением тока и вектором магнитной индукции прямой. Направление силы $d\vec{F}_1$ определяется по правилу левой руки и указано на рисунке 8. Модуль этой

силы с учетом B_1 равен $dF_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} dl$. Рассуждая аналогично, можно определить

силу $d\vec{F}_2$, с которой магнитное поле тока I_2 действует на элемент dl первого проводника с током I_1 . Эта сила направлена в противоположную сторону и по модулю равна $dF_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} dl$. Очевидно, что $dF_1 = dF_2$, то есть два параллельных тока взаимодействуют друг с другом с силой, модуль которой равен

$$dF = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} dl . \quad (11)$$

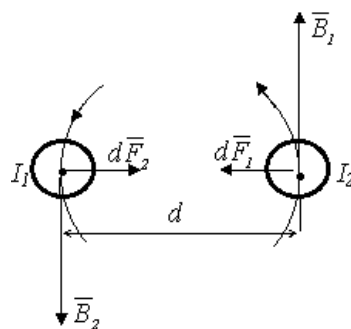


Рис. 11. Взаимодействие двух параллельных проводников с токами, имеющими одинаковое направление

2.3. Магнитный момент контура с током. Вращающий момент.

Для исследования магнитного поля применяется плоский замкнутый контур с током очень малых размеров. Будем называть такой контур пробным контуром. Ориентацию его в пространстве характеризует направление нормали к контуру, восстанавливаемой по правилу правого винта (буравчика): *если вращать рукоятку правого буравчика по*

направлению тока в контуре, тогда направление его поступательного движения даст направление нормали.

Магнитное поле контура характеризуется магнитным моментом

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}, \quad (12)$$

где I – сила тока в контуре, S - площадь контура, направление магнитного момента совпадает с направлением нормали \vec{n} . В СИ единица измерения магнитного момента - $[p_m] = A \cdot m^2$.

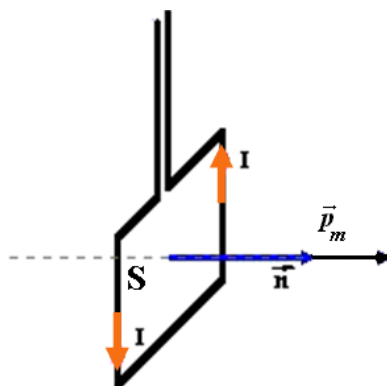


Рис. 12

Помещая пробный контур в магнитное поле, обнаружим, что на грани контура действуют силы Ампера. Причем пара сил \vec{F}_1 и \vec{F}_2 , действующих на противоположные грани (рис. 10) направлены таким образом, что стремятся повернуть контур в определенном направлении.

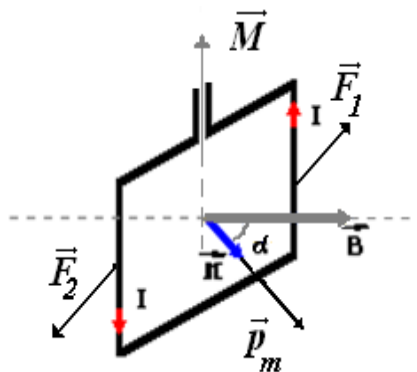


Рис. 13

Возникает вращающий момент \vec{M} , зависящий как от свойств магнитного поля в данной точке, так и от свойств контура. Вращающий момент определяется векторным произведением магнитного момента на вектор индукции магнитного поля

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}] \quad (13)$$

Вращающий момент – псевдовектор, направленный вдоль оси вращения таким образом, что с его острия виден переход от вектора магнитного момента к вектору индукции магнитного поля против часовой стрелки. Скалярное значение вращающего момента $M = p_m B \sin \alpha$, где α – угол между \vec{p}_m и \vec{B} . При $\alpha=90^\circ$ вращающий момент принимает максимальное значение $M_{max} = p_m B$. При $\alpha=0^\circ$ или $\alpha=180^\circ$ вращающий

момент $M=0$. Таким образом, вращение контура будет происходить до тех пор, пока вектора магнитного момента и индукции магнитного поля не совпадут.

Вращение контура с током в магнитном поле используется не только для обнаружения магнитного поля, но и лежит в основе принципа действия электродвигателей и электроизмерительных приборов магнитоэлектрической системы

Электродвигатель постоянного тока преобразует электрическую энергию в механическую. Пусть рамка с током находится в магнитном поле постоянного магнита в положении, когда угол между вектором магнитного момента \vec{p}_m и вектором магнитной индукции \vec{B} равен 180° (неустойчивое равновесие), поворачивается на 180° вокруг горизонтальной оси. В момент, когда рамка проходит положение устойчивого равновесия (угол между вектором магнитного момента \vec{p}_m и вектором магнитной индукции \vec{B} равен 0°), коллектор изменяет направление тока в рамке на противоположное. В результате рамка вновь оказывается в положении неустойчивого равновесия и, пройдя по инерции это положение, продолжает вращение в прежнем направлении.

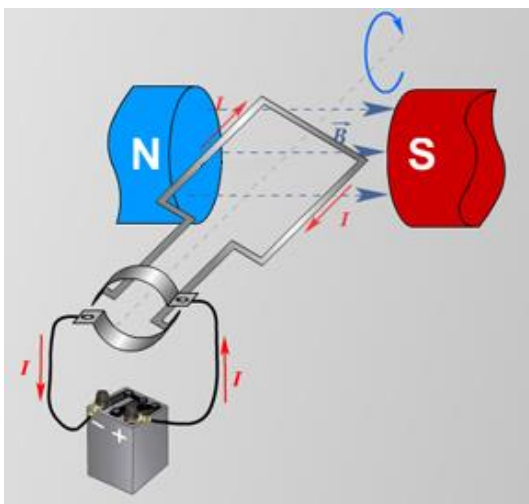


Рис. 14. Принцип работы электродвигателя.

Вопросы для самоконтроля

1. Сила, действующая на проводник с током в магнитном поле (сила Ампера).
2. Определение направления силы Ампера.
3. Между полюсами электромагнита создается однородное магнитное поле, индукция которого равна $B=0,1$ Тл. По проводу длиной $l=70$ см, помещенному перпендикулярно силовым линиям, течет ток силой $I=70$ А. Найти силу, действующую на провод.?
4. Сила взаимодействия двух параллельных проводников с токами.
5. Магнитный момент контура с током.
6. Вращающий момент, действующий на контур с током в магнитном поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -

2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

Лекция 3

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сила Ампера, действующая на элемент проводника $d\vec{l}$ с током I , находящийся в магнитном поле \vec{B} , может быть выражена через силы, действующие на отдельные носители заряда. Пусть концентрация носителей свободного заряда в проводнике есть n , а q – заряд носителя, \vec{v} – скорость упорядоченного движения носителей по проводнику, S – площадь поперечного сечения проводника, dN – число носителей заряда в проводнике $d\vec{l}$. Сила тока в проводнике $I = nq\upsilon S$. Сила, действующая на одну частицу:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{F}_A}{dN} = \frac{I[d\vec{l}\vec{B}]}{dN} = \frac{[Id\vec{l}\vec{B}]}{dN} = \frac{[nq\vec{v}Sdl\vec{B}]}{dN} = q \frac{[n\vec{v}dV\vec{B}]}{dN} = q \frac{dN[\vec{v}\vec{B}]}{dN} = q[\vec{v}\vec{B}],$$

где $Id\vec{l} = nq\vec{v}Sdl$, $dV = Sdl$ – объем проводника.

Эту силу называют силой Лоренца. То есть сила Лоренца – сила, действующая на движущуюся в магнитном поле заряженную частицу.

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}] \quad (14)$$

Направление силы Лоренца определяют по правилу левой руки: *если левую руку расположить так, чтобы перпендикулярная составляющая вектора магнитной индукции входила в ладонь, а четыре вытянутых пальца показывали направление скорости положительно заряженной частицы или противоположное направление скорости отрицательно заряженной частицы, то отогнутый на 90° большой палец покажет направление силы Лоренца.*

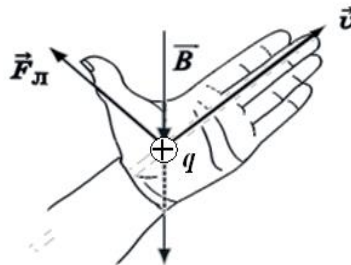


Рис. 15. Правило левой руки для определения направления силы Лоренца.

Модуль силы Лоренца определяется по формуле

$$F_L = |q|\upsilon B \sin \alpha, \quad (15)$$

где α – угол между векторами скорости частицы и индукции магнитного поля, угол влета заряженной частицы в магнитное поле.

Сила Лоренца перпендикулярна скорости частицы, поэтому при движении заряженной частицы в магнитном поле сила Лоренца работы не совершает, а модуль вектора скорости при движении частицы не изменяется. Если заряженная частица движется в однородном магнитном поле под действием силы Лоренца, а ее скорость лежит в плоскости, перпендикулярной вектору магнитной индукции, то частица будет двигаться по окружности радиуса R (рис. 13). Сила Лоренца в этом случае играет роль центростремительной силы.

Если заряженная частица влетает в однородном магнитном поле под углом α , то частица будет двигаться по спирали радиуса R и шагом h (шаг спирали – это расстояние, на которое смещается электрон вдоль силовой линии магнитного поля за время, равное периоду). Движение заряженной частицы в этом случае можно разложить на движение по инерции вдоль силовых линий со скоростью $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ и по окружности под действием силы Лоренца со скоростью $v_{\perp} = v \sin \alpha$.

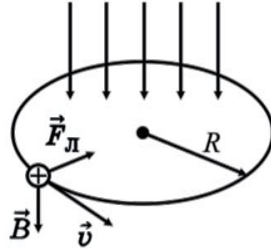


Рис. 16. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле при влете перпендикулярно линиям магнитной индукции.

Рассмотрим как движется заряженная частица в магнитном поле, если влетает в него под некоторым углом α . Разложим скорость движения электрона на две составляющие: $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$, где \vec{v}_{\parallel} – составляющая, параллельная вектору магнитной индукции \vec{B} , \vec{v}_{\perp} – составляющая, перпендикулярная вектору магнитной индукции \vec{B} .

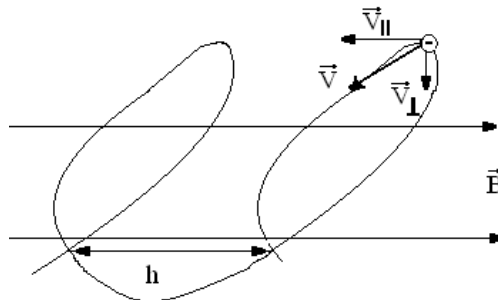


Рис. 17. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле при влете под углом α к линиям магнитной индукции.

Движение электрона в магнитном поле сложное: по инерции вдоль силовых линий со скоростью \vec{v}_{\parallel} и по окружности под действием силы Лоренца со скоростью \vec{v}_{\perp} . Результатом сложения этих двух движений является движение по спирали.

Сила Лоренца при этом равна $F_L = q_e v B \sin \alpha = q_e v_{\perp} B$,

где q_e – заряд электрона, B – индукция магнитного поля, в котором движется электрон.

Сила Лоренца является центростремительной, поэтому $F_L = F_{\text{ц}} = \frac{m_e v_{\perp}^2}{R}$, где m_e – масса электрона, R – радиус спирали, по которой движется электрон. Так как $q_e v_{\perp} B = \frac{m_e v_{\perp}^2}{R}$, то радиус спирали $R = \frac{m_e v_{\perp}}{q_e B} = \frac{m_e v \sin \alpha}{q_e B}$.

Период вращения электрона равен $T = \frac{2\pi R}{v_{\perp}} = \frac{2\pi m_e v_{\perp}}{q_e B v_{\perp}} = \frac{2\pi m_e}{q_e B}$.

Шаг спирали – это расстояние, на которое смещается электрон вдоль силовой линии магнитного поля за время, равное периоду

$$h = v_{\parallel} T = v T \cos \alpha = v \frac{2\pi m_e}{q_e B} \cos \alpha.$$

Вопросы для самоконтроля

- 1) Сила Лоренца.
- 2) Определение направления силы Лоренца.
- 3) Протон (масса протона $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг, заряд протона $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), пройдя в электрическом поле ускоряющую разность потенциалов $\Delta\phi = 100$ кВ, влетел в однородное магнитное поле с индукцией $B = 5$ Тл перпендикулярно линиям индукции начал двигаться по окружности. Определить частоту вращения протона. Что представляет момент импульса системы? Сформулируйте закон сохранения момента импульса?
- 4) Характеристики движения заряженной частицы в магнитном поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

Лекция 4

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

4.1. Циркуляция вектора индукции магнитного поля в вакууме.

Циркуляцией вектора индукции магнитного поля \vec{B} по заданному замкнутому контуру длиной L называется интеграл $\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B dl \cos \alpha$, где $d\vec{l}$ - вектор элементарной длины контура, направленной вдоль обхода контура, α - угол между векторами \vec{B} и $d\vec{l}$.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме (теорема о циркуляции вектора \vec{B}): циркуляция вектора индукции магнитного поля по произвольному замкнутому контуру в вакууме равна произведению магнитной постоянной на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k, \quad (16)$$

где N - число проводников с токами, охватываемых контуром L произвольной формы, $\sum_{k=1}^N I_k$ - алгебраическая сумма токов, при расчете которой используют следующие правила: каждый ток учитывается столько раз, сколько раз он охватывает контур; положительным считается ток, направление которого связано с направлением обхода по контуру правилом буравчика, ток противоположного направления считается отрицательным. Например, для системы токов, изображенных на рисунке 18,

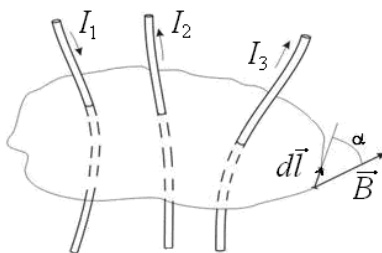
$$\sum_{k=1}^N I_k = -I_1 + I_2 + I_3.$$


Рис. 18

Используя закон полного тока для магнитного поля в вакууме можно вывести формулу для определения индукции магнитного поля соленоида. Соленоид - это катушка цилиндрической формы из проволоки, витки которой намотаны в одном направлении. Внутри соленоида поле оказывается однородным, вне соленоида - неоднородным и сравнительно слабым.

Индукция магнитного поля внутри соленоида длиной l с числом витков N при силе тока в нем I в вакууме равна

$$B = \frac{\mu_0 N I}{l} = \mu_0 n I, \quad (17)$$

где $n = \frac{N}{l}$ - число витков, приходящихся на единицу длины.

4.2. Теорема о циркуляции вектора напряженности магнитного поля.

Согласно гипотезе Ампера, в любом веществе существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в вакууме по орбитам вокруг ядра и собственной оси. Будем характеризовать магнитное поле, обусловленное микротоками, магнитной индукцией \vec{B}_c .

Если поместить вещество во внешнее магнитное поле с индукцией \vec{B}_0 . Во внешнем магнитном поле микротоки ориентируются определенным образом, при этом индукция поля микротоков оказывается пропорциональна индукции внешнего магнитного поля $\vec{B}_c = \chi \vec{B}_0$, где χ - магнитная восприимчивость вещества, которая характеризует способность вещества к намагничиванию.

Индукция результирующего магнитного поля в веществе равна сумме индукций внешнего магнитного поля и поля микротоков:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_c = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0, \quad (18)$$

где $\mu = 1 + \chi$ - магнитная проницаемость вещества.

Магнитная проницаемость вещества показывает во сколько раз индукция магнитного поля в веществе больше, чем поле в вакууме

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (19)$$

Для характеристики внешнего магнитного поля (поля макротоков) вводится векторная физическая величина - напряженность магнитного поля \vec{H} , направление которой совпадает с вектором индукции внешнего магнитного поля:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (20)$$

Единицы измерения напряженности магнитного поля – ампер на метр ($[H] = \frac{A}{m}$).

Магнитное поле микротоков характеризуется векторной физической величиной – намагниченностью \vec{J} . Если поместить вещество во внешнее магнитное поле, происходит упорядочение направлений векторов магнитных моментов отдельных атомов или молекул, образованных микротоками. В результате макроскопический объем магнетика приобретает определенный суммарный магнитный момент. Векторная физическая величина, определяемая магнитным моментом единицы объема вещества, называется намагниченностью:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{V}, \quad (21)$$

где $\sum \vec{p}_m$ - суммарный магнитный момент молекул данного объема вещества.

Единицы измерения намагниченности – ампер на метр ($[J] = \frac{A}{m}$).

Вектор намагниченности связан с вектором индукции магнитного поля микротоков: $\vec{J} = \frac{\vec{B}_c}{\mu_0}$. При малых значениях напряженности магнитного поля вектор

намагниченности пропорционален напряженности внешнего магнитного поля $\vec{J} = \chi \vec{H}$.

Индукция результирующего магнитного поля в веществе связана с намагниченностью и напряженностью соотношением:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_c = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}). \quad (22)$$

С напряженностью магнитного поля индукция результирующего магнитного поля в веществе связана соотношением:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) = \mu_0 (\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (23)$$

Закон полного тока для магнитного поля в веществе является обобщением закона, выраженного формулой (16):

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'), \quad (24)$$

где I - алгебраическая сумма макротоков, I' - алгебраическая сумма микротоков. Учтем, что циркуляция намагниченности по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме микротоков, охваченных этим контуром $\oint_L \vec{J} d\vec{l} = \mu_0 I'$. Тогда

закон полного тока можно записать в виде $\oint_L (\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}) d\vec{l} = I$. Согласно формуле (23)

получаем $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$. Итак, циркуляция вектора напряженности магнитного поля по

произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме макротоков, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \mu_0 I = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k. \quad (25)$$

4.3. Магнитные свойства вещества.

По своим магнитным свойствам все вещества подразделяются на: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики.

Диамагнетики ослабляют внешнее магнитное поле, но незначительно. При помещении диамагнетика во внешнее магнитное поле вектор индукции магнитного поля микротоков направлен противоположно вектору индукции внешнего магнитного поля, поэтому $\chi < 0$, а $\mu < 1$. К диамагнетикам относятся водород, гелий, медь, серебро, золото (для золота $\mu = 0,99961$).

Вещество является парамагнетиком, если магнитные моменты его молекул отличны от нуля. В отсутствие внешнего магнитного поля эти моменты расположены хаотически, поэтому вектор намагничивания равен нулю. Внешнее магнитное поле ориентирует магнитные моменты молекул вдоль вектора индукции внешнего магнитного поля. В результате парамагнетики усиливают внешнее магнитное поле, но незначительно, при этом $\chi > 0$, а $\mu > 1$. К парамагнетикам относятся воздух, алюминий, кислород, вольфрам, платина (для платины $\mu = 1,000253$).

Ферромагнетики значительно усиливают внешнее магнитное поле. Также они сохраняют сильную намагниченность и после удаления внешнего магнитного поля. К ферромагнетикам относятся железо, сталь, кобальт, никель, их сплавы (для чистого железа $\mu = 10000$). Сильное внутреннее магнитное поле ферромагнетиков объясняется не только обращением электронов по орбитам, но, в основном, вращением их вокруг собственной оси (т.н. спином). Ферромагнетики имеют доменную структуру. Домены - микроскопические области, имеющие вследствие сложения спинов электронов значительные магнитные моменты, т.е. самопроизвольно намагниченные до насыщения. При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга, поэтому результирующий магнитный момент ферромагнетика равен нулю (вещество не намагничено). При внесении ферромагнетика во внешнее магнитное поле происходит ориентация доменов по полю.

Чтобы полностью размагнитить ферромагнетик, надо поместить его во внешнее магнитное поле противоположно направленное.

При возрастании температуры намагничивание ферромагнетиков уменьшается, они теряют свои магнитные свойства и превращаются в парамагнитные вещества. Для каждого ферромагнитного материала есть определенная температура перехода, называемая точкой Кюри. Например, для железа 1043 К, кобальта 1393 К, никеля 631 К.

Существенная особенность ферромагнетиков – зависимость магнитной проницаемости вещества μ от напряженности магнитного поля H . Вначале μ растет с увеличением H , затем, достигая максимального значения, начинает уменьшаться, стремясь в случае сильных полей к 1. Для отображения этой неоднородной зависимости в задачах будет использоваться таблица зависимости магнитной индукции B от напряженности H (см. приложение для стали Э41).

Характерная особенность ферромагнетиков состоит в том, что для них зависимость намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля является нелинейной и определяется предисторией намагничивания вещества. Это явление называют магнитным гистерезисом.

При намагничивании магнитное поле внутри ферромагнетика возрастает от нуля до некоторого значения H_H . Изменение значения намагниченности в веществе характеризуется первоначальной кривой намагничивания - ОА. При увеличении напряженности больше значения H_H намагниченность не изменяется, говорят, что ферромагнетик намагничен до насыщения. Если уменьшать напряженность поля H , то изменение намагниченность ферромагнетика будет уменьшаться, но ее значения будут большими для соответствующих значений напряженности внешнего поля при намагничивании. Данное явление называется гистерезисом.

При напряженности поля $H=0$ ферромагнетик еще намагничен. Его намагничивание характеризуется остаточной намагниченностью J_0 . Чтобы уничтожить остаточное намагничивание, необходимо создать поле $-H_K$, направленное противоположно первоначальному. Напряженность магнитного поля, при которой намагниченность $J=0$, называется коэрцитивной, силой H_K . При последующем изменении поля индукция также изменяется, образуя петлю гистерезиса. Площадь петли гистерезиса равна работе, необходимой для перемагничивания ферромагнитного образца.

В зависимости от значения коэрцитивной силы различают мягкие и жесткие ферромагнетики. Мягкие ферромагнетики имеют узкую петлю гистерезиса и малые значения коэрцитивной силы. К ним относятся железо, пермаллой и некоторые другие материалы. Из мягких ферромагнетиков изготавливают сердечники трансформаторов,

генераторов и двигателей. Жесткие ферромагнетики характеризуются широкой петлей гистерезиса и соответственно большими значениями коэрцитивной силы. К ним относятся сталь и ее сплавы. Жесткие ферромагнетики используются для изготовления постоянных магнитов.

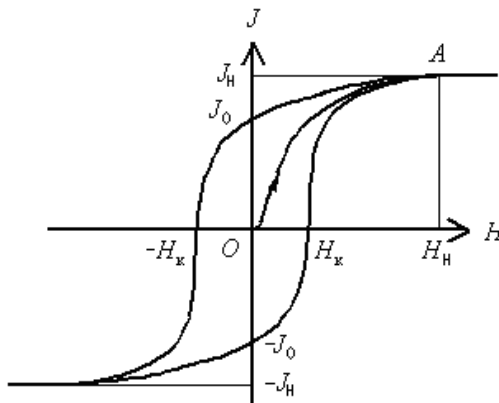


Рис. 19. Петля гистерезиса.

Вопросы для самоконтроля

- 1) Диамагнетизм. Объяснение природы диамагнетизма.
- 2) Парамагнетизм. Объяснение природы парамагнетизма.
- 3) Ферромагнетизм. Объяснение природы ферромагнетизма.
- 4) Напряженность магнитного поля. Закон полного тока для H .
- 5) Закон полного тока для B .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

Лекция 5.

МАГНИТНЫЙ ПОТОК. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ.

5.1. Магнитный поток.

Потоком вектора магнитной индукции $d\Phi$ (магнитным потоком) через площадку dS , которую можно считать плоской и в пределах которой магнитное поле можно считать однородным, называется физическая величина, равная скалярному произведению вектора магнитной индукции \vec{B} и вектора площади $d\vec{S} = dS\vec{n}$, модуль которого равен dS , а направление совпадает с направлением нормали \vec{n} к площадке

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B dS \cos \alpha, \quad (26)$$

где α – угол между векторами магнитной индукции \vec{B} и нормали \vec{n} (рис.20).

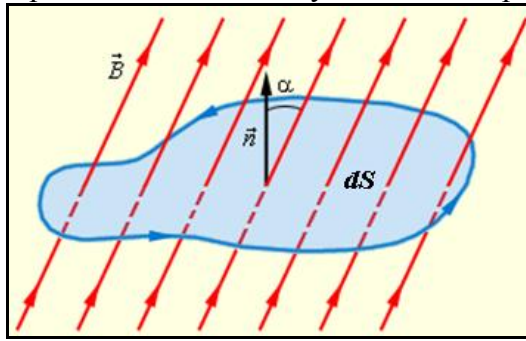


Рис. 20

Поток вектора магнитной индукции через произвольную поверхность S равен

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B dS \cos \alpha. \quad (27)$$

Для однородного магнитного поля $\vec{B} = const$ и плоской поверхности площадью S магнитный поток определяется по формуле:

$$\Phi = BS \cos \alpha, \quad (28)$$

Единица измерения магнитного потока - *вебер*: $[\Phi] = \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = \text{Вб}$.

Следствием вихревого характера магнитного поля и замкнутости силовых линий магнитной индукции является выражение:

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0. \quad (29)$$

Формула (29) является математическим выражением теоремы Гаусса для потока вектора магнитной индукции: *Магнитный поток сквозь произвольную замкнутую поверхность равен нулю.*

В качестве примера рассчитаем магнитный поток через соленоид в вакууме. Магнитный поток через один виток соленоида площадью S равен

$$\Phi = BS = \frac{\mu_0 NI}{l} S = \mu_0 nIS,$$

учтем, что виток соленоида расположен перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B} , то есть угол между вектором магнитной индукции и нормалью \vec{n} равен 0.

Полный магнитный поток в вакууме, сцепленный со всеми витками катушки, называемый потокосцеплением, равен $\Psi = \sum_{i=1}^N \Phi_i$. Для соленоида имеем

$$\Psi = N\Phi = NBS = \frac{\mu_0 N^2 I}{l} S = \mu_0 n^2 ISl = \mu_0 n^2 IV, \quad (30)$$

где $n = \frac{N}{l}$ - число витков, приходящихся на единицу длины, $V = Sl$ - объем соленоида.

5.2. Работа магнитного поля по перемещению проводника и контура с током.

Работа магнитного поля по перемещению проводника с током связана с магнитным потоком, который пересекает проводник при его движении в магнитном поле. При перемещении проводника произвольной формы с током I работа определяется формулой

$$A = I\Phi, \quad (31)$$

где Φ – магнитный поток, пересекаемый проводником при движении.

Работа магнитного поля по перемещению контура с током связана с изменением магнитного потока, сцепленного с контуром. При перемещении контура произвольной формы с током I работа определяется формулой

$$A = I\Delta\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (32)$$

где Φ_1 – магнитный поток, пронизывающий контур в начальном положении до перемещения, Φ_2 – магнитный поток, пронизывающий контур в конечном положении после перемещения.

5.3. Электромагнитная индукция.

В 1831 году М.Фарадей открыл явление *электромагнитной индукции*, которое заключается в возникновении электрического тока в проводящем контуре, при изменении магнитного потока, пронизывающего этот контур. Возникающий ток называется индукционным (индукция – (с лат.) наведение). Закон электромагнитной индукции (закон Фарадея): *ЭДС электромагнитной индукции в замкнутом контуре равна скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром.*

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (33)$$

Если контур содержит N витков, то ЭДС индукции равна скорости изменения потокосцепления,

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt} = -N\frac{d\Phi}{dt} \quad (34)$$

Знак «минус» в формулах 33 и 34 является математическим выражением правила Ленца, согласно которому, *индукционный ток в контуре всегда имеет такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшему этот индукционный ток.*

Направление индукционного тока определяется следующим образом: установить направление внешнего магнитного поля \vec{B} , определить увеличивается или уменьшается поток вектора магнитной индукции внешнего поля, по правилу Ленца указать направление вектора магнитной индукции индукционного тока \vec{B}_i , по правилу правого винта определить направление индукционного тока в контуре. На рис. 17 виток проводника помещен в неоднородное магнитное поле, созданное движущимся постоянным магнитом, так как индукция внешнего магнитного тока \vec{B} нарастает, то вектора \vec{B}_i и \vec{B} антипараллельны.

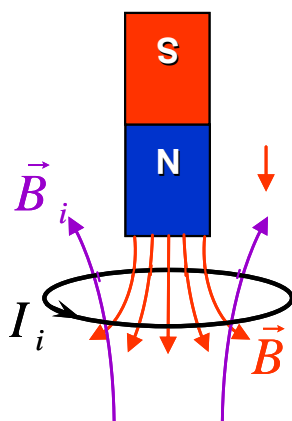


Рис. 21. Применение правила Ленца.

Согласно гипотезе Максвелла, природа ЭДС индукции заключается в возникновении вихревого электрического поля в любой области пространства, где существует переменное магнитное поле.

Возникновение ЭДС индукции в движущемся проводнике объясняется действием силы Лоренца со стороны магнитного поля на движущиеся вместе с проводником электрические заряды. Пусть проводник длиной l перемещается со скоростью \vec{v} в однородном магнитном поле с индукцией \vec{B} , то ЭДС индукции, возникающая в проводнике равна

$$\varepsilon_i = Blv \sin \alpha \quad (35)$$

где α – угол между вектором магнитной индукции и скоростью движения проводника.

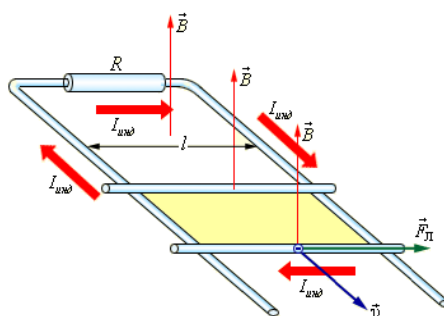


Рис. 22. Возникновение ЭДС индукции в движущемся проводнике.

Самоиндукция – это явление возникновения индукционного тока в замкнутом контуре при изменении силы тока в нем (частный случай электромагнитной индукции).

При протекании в контуре тока I создается магнитное поле, характеризующееся магнитным потоком Φ .

$$\Phi = LI, \quad (36)$$

где L - коэффициент самоиндукции или индуктивность контура, которая зависит от геометрической формы контура, его размеров и от среды, в которой он находится. Единицы измерения индуктивности в СИ Генри $[L] = \text{Гн}$.

ЭДС самоиндукции пропорциональна скорости изменения силы тока в контуре.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (37)$$

Для катушки имеем

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt}, \quad (38)$$

где L - коэффициент самоиндукции или индуктивность катушки, которая как и индуктивность контура зависит от геометрической формы контура, его размеров и от среды, в которой он находится. Индуктивность катушки определяется как коэффициент пропорциональности между потокосцеплением и силой тока в катушке: $L = \frac{\Psi}{I}$. С учетом формулы (22) получим индуктивность соленоида при отсутствии сердечника: $L = \mu_0 n^2 V$,

а при наличии сердечника с магнитной проницаемостью μ :

$$L = \mu_0 \mu n^2 V \quad (39)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, $n = \frac{N}{l}$ - число витков, приходящееся на единицу длины соленоида, $V = Sl$ - объем соленоида, S - площадь сечения.

В электрической цепи, содержащей индуктивность, при размыкании цепи сила тока изменяется по закону

$$I = I_0 e^{-\frac{Rt}{L}}, \quad (40)$$

А при замыкании цепи сила тока изменяется по закону

$$I = I_0 (1 - e^{-\frac{Rt}{L}}), \quad (41)$$

где I_0 - максимальная сила тока, R - сопротивление цепи, L - индуктивность катушки, t - время процесса.

Если два контура расположены один возле другого и в каждом из них изменяется сила тока, то они будут взаимно влиять друг на друга. Изменение в первом контуре вызовет появление индуцированной ЭДС во втором контуре и, наоборот, изменение тока и магнитного поля второго контура будет причиной появления индуцированной ЭДС в первом контуре. Это явление называется взаимной индукцией, а ЭДС, возникающая вследствие влияния контуров друг на друга, называется ЭДС взаимной индукции

$$\varepsilon_{i_{\text{вз}}} = -L_{\text{вз}} \frac{dI}{dt}, \quad (42)$$

где $L_{\text{вз}}$ - коэффициент взаимной индукции.

Явление электромагнитной индукции лежит в основе принципа действия многих инженерных устройств, таких как генератор переменного тока, трансформатор, поезд на магнитной подушке, детекторы металлов и так далее.

Генератор переменного тока - устройство, преобразующее механическую энергию в электрическую энергию. В настоящее время имеется много типов индукционных генераторов, но все они состоят из одних и тех же основных частей. Это, во-первых, электромагнит или постоянный магнит, создающий магнитное поле, и, во-вторых, обмотка или рамка, в которой индуцируется переменная ЭДС. В некоторых генераторах (рис. 23 а) обмотка вращается вокруг горизонтальной или вертикальной оси. Поэтому он называется ротором. Неподвижный электромагнит называют статором. При этом угол между вектором индукции магнитного поля, созданного электромагнитом или постоянным магнитом, изменяется по закону $\alpha = \omega t + \alpha_0$, где ω - циклическая частота, α_0 - начальная фаза вращения. Согласно закону Фарадея

ЭДС индукции равна скорости изменения полного магнитного потока $\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt}$.

$\Psi = N\Phi = NBS \cos \alpha$ - полный магнитный поток, пронизывающий обмотку, состоящую из N витков. Тогда

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(NBS \cos(\omega t + \alpha_0))}{dt} = NBS\omega \sin(\omega t + \alpha_0) = \varepsilon_{i_{max}} \sin(\omega t + \alpha_0).$$

В больших промышленных генераторах (рис. 23 б) вращается электромагнит, который является ротором, в то время как обмотки, в которых наводится ЭДС, уложены в пазах статора и остаются неподвижными. Дело в том, что подводить ток к ротору или отводить его из обмотки ротора во внешнюю цепь приходится при помощи скользящих контактов. Для этого ротор снабжается контактными кольцами, присоединенными к концам его обмотки. Неподвижные пластины - щетки - прижаты к кольцам и осуществляют связь обмотки ротора с внешней цепью.

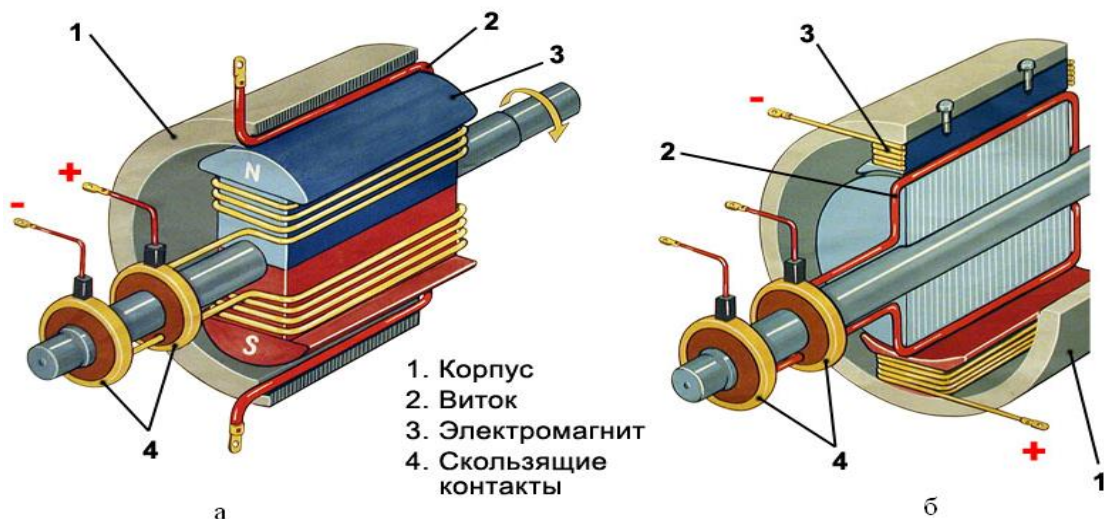


Рис. 23. Генераторы переменного тока.

5.4. Энергия магнитного поля.

Для увеличения тока в электрической цепи содержащей индуктивность L , необходима некоторая работа. Эту работу производит источник тока, включенный в

цепь. При уменьшении тока в цепи освобождается некоторая энергия, и источник тока совершает меньшую работу, чем при постоянном токе. Полная работа, необходимая для установления в цепи тока I , равна:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (43)$$

При выключении источника тока такая же работа выполняется токами самоиндукции. То есть выражение (48) описывает энергию, запасаемую контуром или катушкой с током.

Применим полученное выражение для энергии катушки к длинному соленоиду с магнитным сердечником. Используя формулы индуктивности соленоида:

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 V I^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V, \quad (44)$$

где H – напряженность магнитного поля, B – индукция магнитного поля, V – объем магнитного поля.

Физическая величина равная энергии магнитного поля в единице объема, называется объемной плотностью магнитной энергии. Выражение объемной плотности магнитной энергии справедливо для любых магнитных полей:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}. \quad (45)$$

Вопросы для самоконтроля

- 1) Магнитный поток.
- 2) Какая работа совершается магнитным полем по перемещению проводника с током?
- 3) Какая работа совершается магнитным полем по перемещению контура с током?
- 4) Явление и закон электромагнитной индукции. Правило Ленца.
- 5) Явление самоиндукции. Индуктивность.
- 6) Понятие о потокосцеплении. Индуктивность соленоида.
- 7) Взаимная индукция. Взаимная индуктивность.
- 8) Энергия и плотность энергии магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

Лекция 6

ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

6.1. Система уравнений Максвелла в дифференциальной и интегральной форме. Ток смещения.

В уравнениях Максвелла сгруппированы все основные сведения по теории электричества и магнетизма. Вспомним основные факты, полученные ранее.

Теорема Гаусса: интегральная и дифференциальная формы.

$$\oint_s \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum_{i=1}^N q}{\epsilon_0}$$
$$\oint_s \epsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = \sum_{i=1}^N q \oint_s \vec{D} d\vec{S} = \sum_{i=1}^N q$$
$$\oint_s \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho(x, y, z) dV$$
$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho$$

Линии магнитной индукции всегда замкнуты. Поэтому, поток вектора \vec{B} , через любую замкнутую поверхность S , обязательно равен нулю, т.к. число линий, входящих в поверхность, равно числу линий, выходящих из поверхности.

Интегральная и дифференциальная формы второго уравнения.

$$\oint_s \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

Равенство нулю второго уравнения дивергенции \vec{B} является следствиями отсутствия в природе магнитных зарядов.

На самом деле, отсутствие в природе магнитных зарядов не является окончательно доказанным. Английский физик Дирак ввел в рассмотрение гипотетические частицы, называемые монополями, являются носителями не магнитного заряда.

Предпринимались попытки обнаружения монополий на самых мощных ускорителях элементарных частиц.

Однако монополи до настоящего времени так и не обнаружены.

Теорема о циркуляции магнитного поля.

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_s \vec{j} d\vec{S}$$
$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

Данное соотношение указывает на то, что магнитное поле создается электрическими токами. Максвелл ввел дополнительное слагаемое.

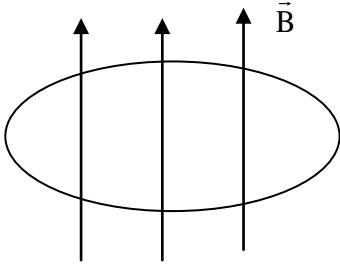
$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right)$$

$\frac{d\bar{D}}{dt}$ - плотность электрического тока.

$$\text{rot}\bar{H} = \vec{j} + \frac{d\bar{D}}{dt}$$

$$\oint \bar{H}d\vec{l} = \int_S \vec{j}d\vec{S} + \frac{d}{dt} \int_S \bar{D}d\vec{S}$$

Закон Фарадея:



$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$$

$$\varepsilon_i = -\frac{d}{dt} \int_S \bar{B}d\vec{S}$$

$$\varepsilon = \frac{A}{q}$$

$$\oint_L \bar{E}_{or}d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \bar{B}d\vec{S}$$

Если Фарадей предполагал, что для возникновения стороннего электрического поля обязательно необходимо присутствие проводящего контура, то Максвелл первый предположил, что электрическое поле создается переменным магнитным полем, даже в отсутствие всякого контура.

$$\oint_L \bar{E}d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \bar{B}d\vec{S}$$

$$\oint_S \text{rot}\bar{E}d\vec{S} = -\int_S \left(\frac{d}{dt} \bar{B}\right)d\vec{S}$$

$$\text{rot}\bar{E} = -\frac{d\bar{B}}{dt}$$

Из данного уравнения следует, что переменное во времени магнитное поле, создает в пространстве вихревое электрическое поле. Вихревым электрическим полем называется такое поле, линии направленности которого представляют собой замкнутые линии, в отличие от электростатического поля, линии направленности которого начинаются на положительных и заканчиваются на отрицательных зарядах.

Система уравнений Максвелла.

$$\text{div}\bar{B} = 0$$

$$\bar{B} = \mu_0\mu\bar{H}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{D} &= \rho & \bar{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E} \\ \operatorname{rot} \bar{H} &= \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} & \bar{j} &= \sigma \bar{E} \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \end{aligned}$$

6.2. Электромагнитные волны. Волновое уравнение. Плоская электромагнитная волна. Скорость распространения электромагнитных волн. Энергия и импульс волны.

Решение системы уравнений Максвелла. Электромагнитные волны.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{B} &= 0 & \bar{B} &= \mu_0 \mu \bar{H} \\ \operatorname{div} \bar{D} &= \rho & \bar{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E} \\ \operatorname{rot} \bar{H} &= \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} & \bar{j} &= \sigma \bar{E} \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \end{aligned}$$

Рассмотрим случай, когда нет зарядов и токов.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{E} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \bar{H} &= \varepsilon_0 \varepsilon \frac{d \bar{E}}{dt} \\ \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \bar{E}) &= -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{d \bar{E}}{dt} \mu_0 \mu \frac{d \bar{H}}{dt} \\ \nabla \times [\nabla \times \bar{E}] &= \nabla(\nabla \bar{E}) - \Delta \bar{E} = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \bar{E}) - \Delta \bar{E} \\ \Delta \bar{E} &= \mu_0 \varepsilon_0 \mu \varepsilon \frac{d^2 \bar{E}}{dt^2} \\ \mu_0 \varepsilon_0 &= \frac{1}{C^2} \text{ в системе СИ.} \\ \Delta \bar{E} - \frac{\mu \varepsilon}{C^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} &= 0 \quad \text{- волновое уравнение.} \\ \frac{\mu \varepsilon}{C^2} &= \frac{1}{v^2} \text{ обозначим.} \end{aligned}$$

Пусть $\bar{E}(x; t)$

$$\frac{d^2 \bar{E}}{dx^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0 \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

Запишем общее решение данного уравнения.

$$f(x - vt), f(x + vt)$$

$$\frac{df}{dx} = \frac{df}{d\xi}$$

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = \frac{d^2 f}{d\xi^2}$$

$$\frac{df}{dt} = -v \frac{df}{d\xi}$$

$$\frac{d^2 f}{dt^2} = v^2 \frac{d^2 f}{d\xi^2}$$

$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} - \frac{v^2}{v^2} \frac{d^2 f}{d\xi^2} = 0$$

⇒ Любая функция вида $f(x \pm vt)$ - является решением волновой функции.

$$f(x - vt) = A \cos(kx - \omega t) = A \cos \left[k \left(x - \frac{\omega}{k} t \right) \right]$$

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \cos(kx - \omega t)$$

$$\frac{d\bar{E}}{dx} = -\bar{E}_0 k \sin(kx - \omega t)$$

$$\frac{d^2 \bar{E}}{dx^2} = -\bar{E}_0 k^2 \cos(kx - \omega t)$$

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = \omega \bar{E}_0 \sin(kx - \omega t)$$

$$\frac{d^2 \bar{E}}{dt^2} = -\omega_0^2 \bar{E}_0 \cos(kx - \omega t)$$

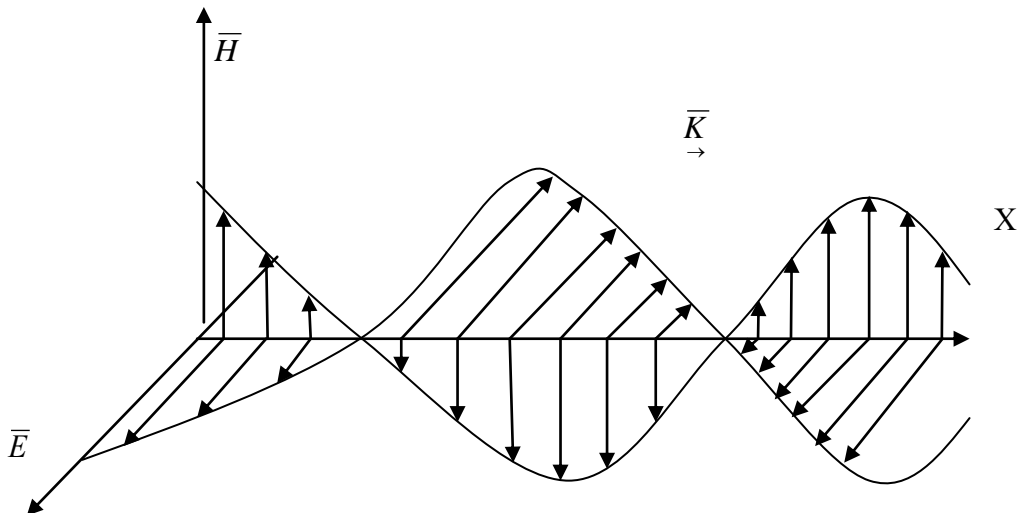
$$-\bar{E}_0 k^2 \cos(kx - \omega t) + \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \bar{E}_0 \cos(kx - \omega t) = 0$$

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{c^2}{\varepsilon \mu}$$

$$\frac{\omega}{k} = v_{op} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} - \text{фазовая скорость электромагнитной волны.}$$

Аналогично для \bar{H} запишем:

$$\Delta \bar{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{d^2 \bar{H}}{dt^2} = 0$$



Энергия и поток энергии. Теорема Пойнтинга.

Существует не только плотность энергии \bar{w} в какой-либо области, но и некоторый вектор \bar{S} , характеризующий плотность потока энергии.

Полная энергия электромагнитного поля в данном объеме будет изменяться как за счет вытекания ее из объема, так и за счет того, что поле передает свою энергию веществу (заряженным частицам) т.е. совершает работу над веществами.

$$-\frac{dW}{dt} = -\oint \bar{P} d\bar{S} + P \quad \text{- теорема Пойнтинга.}$$

$d\bar{S}$ - элемент поверхности.

Убыль энергии за единицу времени в данном объеме равна потоку энергии сквозь поверхность, ограниченную этим объемом, плюс работа в единицу времени (т.е. мощность P) которую поле производит над зарядами вещества внутри данного объема.

$$W(S) = \int \omega dV \quad \omega \text{ - плотность потока энергии}$$

$$P = \int \bar{j} \bar{E} dV \quad \bar{j} \text{ - плотность тока.}$$

Пойнтинг получил для \bar{P} из уравнений Максвелла

$$\bar{P} = [\bar{E}; \bar{H}] \text{ - плотность потока энергии электромагнитного поля.}$$

Вычислить вектор Пойнтинга для плоской электромагнитной волны.

$$\bar{P} = \bar{E} \bar{H} = \frac{EH}{2} + \frac{EH}{2} = \frac{\sqrt{\epsilon_0} E^2}{\sqrt{\mu_0} 2} + \frac{\sqrt{\epsilon_0} H^2}{\sqrt{\mu_0} 2} =$$

$$\frac{\epsilon_0 E^2}{2\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} + \frac{\mu_0 H^2}{2\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \left(\frac{\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2}{2} \right) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \left(\frac{DE}{2} + \frac{BH}{2} \right) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} (\omega_E + \omega_D)$$

Из данной формулы следует что, плоскостная электромагнитная волна переносит электронную и магнитную энергию со скоростью:

$$v_{cp} = v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

И электронная и магнитная энергии, переносимые волной одинаковы.

$$\omega_E = \frac{\bar{D} \bar{E}}{2} = \frac{\bar{D}^2}{2\epsilon_0} \text{ - плотность энергии электрического поля.}$$

$$\omega_H = \frac{\bar{B} \bar{H}}{2} = \frac{\bar{B}^2}{2\mu_0} .$$

Вопросы для самоконтроля

1. Как, зная ротор векторного поля \bar{E} в каждой точке некоторой поверхности, определить циркуляцию вектора \bar{E} по контуру, ограничивающему эту поверхность.
2. Чему равен поток ротора векторного поля через замкнутую поверхность?
3. Что такое ток смещения.

4. Напишите уравнения Максвелла в дифференциальной форме и объясните смысл каждого из них.
5. Запишите уравнения Максвелла в интегральной форме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.

Дополнительная

1. Грабовский, Р.И. Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
2. Фриш, С.Э. Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Савельев, И. В.** Курс общей физики : в 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. - 6-е изд., стер. - СПб. : Лань, 2006. - 496 с. : ил. - (Учебники для вузов. Специальная литература). -
2. **Трофимова, Т. И.** Курс физики : учеб. пособие / Т. И. Трофимова. - 17-е изд., стер. - М. : Академия, 2008. - 560 с. - ISBN 978-5-7695-5782-8.
3. **Грабовский, Р.И.** Курс физики / Грабовский Р.И. – 6 изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2002.-608с.
4. **Фриш, С.Э.** Курс общей физики: в 3 т.: Т.2: Электрические и электромагнитные явления: учебник. учеб. / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева.- СПб.: М.; Краснодар: Лань.-2009, 518 с.
5. **Иродов, И. Е.** Электромагнетизм. Основные законы : учебное пособие / И. Е. Иродов. - 3-е изд.,испр. - СПб. : Невский диалект ; М. : Лаб. базовых знаний ; М. : Физматлит, 2000. - 352 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Лекция 1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ	4
1.1. Магнитное поле	4
1.2. Закон Био-Савара-Лапласа в вакууме	5
1.3. Индукция магнитного поля прямого проводника с током	7
1.4. Индукция магнитного поля кругового проводника с током	8
Вопросы для самоконтроля	10
Список литературы	10
Лекция 2. ПРОВОДНИК С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. СИЛА АМПЕРА.	11
2.1. Сила, действующая на проводник с током в магнитном поле.	11
2.2. Взаимодействие параллельных проводников с током.	12
2.3. Магнитный момент контура с током. Вращающий момент.	12
Вопросы для самоконтроля	14
Список литературы	14
Лекция 3. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.	15
Вопросы для самоконтроля	18
Список литературы	18
Лекция 4. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА	19
4.1. Циркуляция вектора индукции магнитного поля в вакууме.	19
4.2. Теорема о циркуляции вектора напряженности магнитного поля.	20
4.3. Магнитные свойства вещества.	21
Вопросы для самоконтроля	23
Список литературы	23
Лекция 5. МАГНИТНЫЙ ПОТОК. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ.	24
5.1. Магнитный поток.	24
5.2. Работа магнитного поля по перемещению проводника и контура с током.	25
5.3. Электромагнитная индукция.	25
5.4. Энергия магнитного поля.	28
Вопросы для самоконтроля	29
Список литературы	29
Лекция 6. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ	30
6.1. Система уравнений Максвелла в дифференциальной и интегральной форме. Ток смещения.	30
6.2. Электромагнитные волны. Волновое уравнение. Плоская электромагнитная волна. Скорость распространения электромагнитных волн. Энергия и импульс волны.	32
Вопросы для самоконтроля	34
Список литературы	35
Библиографический список	36
Содержание	37