

ЛЕКЦИЯ 8

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

8.1 Явление электромагнитной индукции

В 1831 г. Фарадей показал, что меняющееся во времени магнитное поле сопровождается меняющимся электрическим полем. Это явление названо электромагнитной индукцией.

Опытные факты:

1. При любом изменении магнитного потока через катушку неизменной формы, замкнутую на гальванометр, последний регистрирует ток (во время изменения потока). Направление возбуждаемого (индукционного) тока зависит от знака изменения потока.

2. Если электромагнитная индукция вызывается перемещением какой-либо части установки, то важно лишь относительное перемещение.

3. Эффект выражен тем сильнее, чем быстрее меняется поле и чем больше витков имеет катушка.

4. При заполнении части пространства ферромагнетиком эффект возрастает, из чего следует, что эффект связан с индукцией B , а не с напряженностью H .

5. Если менять сопротивление контура, то наблюдаемый эффект уменьшается при увеличении R . Это позволяет считать, что суть явления заключается в создании электрического индукционного поля.

6. Если подсоединить приёмную катушку к электроскопу (цепь оказывается разомкнутой) и менять магнитный поток через катушку, то наблюдается отклонение указателя электроскопа, что свидетельствует о существовании индукционного процесса и в “разомкнутой” цепи.

Вывод: Во всех случаях при изменении магнитного потока наблюдается возникновение электрического поля напряженностью E . Циркуляция напряженности этого поля, взятая по используемому контуру L , определяется скоростью изменения магнитного потока Φ , пронизывающего площадь контура:

$$\mathcal{E} = \oint E dl = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int B dS \quad (4.37)$$

Это соотношение называется законом Фарадея. Знак минус показывает, что увеличение потока ($d\Phi/dt > 0$) вызывает ЭДС \mathcal{E}_i меньше нуля, т.е. поле индукционного тока направлено навстречу потоку; уменьшение потока вызывает ЭДС индукции большую нуля, т.е. направление потока и поля индукционного тока совпадают.

Знак минус в формуле для ЭДС определяется правилом Ленца, выведенным в 1833 году.

Правило Ленца: Индукционный ток в контуре всегда имеет такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.

Значение индукционного тока совершенно не зависит от способа изменения потока магнитной индукции а определяется лишь скоростью его изменения. Если ЭДС индукции создается в замкнутом проводящем контуре с сопротивлением R , то в нем возникает сила тока, имеющая мгновенное значение $i = \mathcal{E} / R$ и полный заряд, протекающий по контуру за время изменения магнитного потока равен:

$$Q = \int_0^t i dt = -\frac{1}{R} \int_{\Phi_0}^{\Phi_K} d\Phi = \frac{1}{R} (\Phi_0 - \Phi_K) \quad (4.38)$$

8.2 Природа ЭДС электромагнитной индукции

1) Рассмотрим случай, когда провод движется в магнитном поле со скоростью v . Заряды, упорядоченно движущиеся в направлении вектора v , образуют конвекционный ток. Так как этот ток находится в магнитном поле, то на заряды действует сила Лоренца, направленная вдоль провода и порождающая в замкнутом проводящем контуре индукционный ток $I_{\text{инд}}$.

Следовательно, на участке контура длиной h , движущемся в магнитном поле (рис. 4.16), возникает индукционное электрическое поле напряженностью E , заставляющее заряды двигаться вдоль провода (в направлении стрелки, см. рис.4.16). Возникающая ЭДС индукции равна :

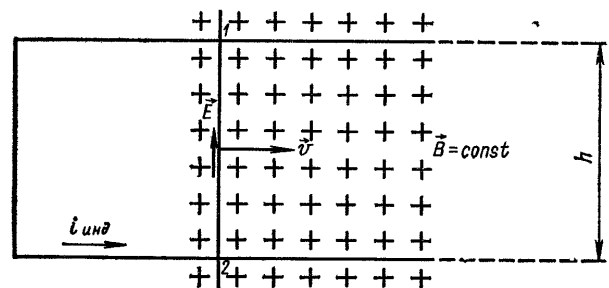


Рисунок 4.16

$$\mathcal{E}_i = Eh = -\frac{d\Phi}{dt} = -Bhv \quad (4.39)$$

2) Неподвижный контур в магнитном поле.

На неподвижные заряды сила Лоренца не действует. Чтобы объяснить причину возникновения ЭДС индукции, Максвелл предположил, что при всяком изменении магнитного поля в окружающем пространстве возникает индукционное электрическое поле, не связанное с электрическими зарядами. Силовые линии этого поля, в отличие от поля созданного зарядами, являются замкнутыми кривыми. Это поле, подобно магнитному полю, окружающему проводник с током имеет вихревой характер.

8.3 Вращение рамки в магнитном поле

Рассмотрим принцип действия генераторов на примере плоской рамки, вращающейся в магнитном поле. Предположим, что рамка вращается в однородном магнитном поле ($B = const$) равномерно с угловой скоростью $\omega = const$. Магнитный поток, сцепленный с рамкой площадью S , в любой момент времени t , равен $\Phi = B_n S = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t$, где $\alpha = \omega t$ – угол поворота рамки в момент времени t (начало отсчета выбрано так, что при $t = 0$, $\alpha = 0$). При вращении рамки в ней будет возникать переменная ЭДС индукции:

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t \quad (4.40)$$

изменяющаяся со временем по гармоническому закону. ЭДС индукции максимальна при $\sin \omega t = 1$. $\mathcal{E}_{max} = BS\omega$ т.е. $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{max} \sin \omega t$.

Если число витков в рамке равно N , то:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = NBS\omega \sin \omega t \quad (4.41)$$

У нас принята стандартная частота тока $\nu = 50$ Гц, и увеличивать ЭДС можно лишь увеличивая B и S . Для увеличения B применяются мощные постоянные магниты или в электромагнитах пропускают значительные токи, а также внутри электромагнитов помещают материалы с большим μ . Увеличить S можно, если вращать несколько витков, соединенных последовательно. Процесс превращения механической энергии в электрическую обратим. Если по рамке, помещенной в магнитное поле пропускать электрический ток, то на нее будет действовать вращающий момент и рамка начнет вращаться. На этом принципе основана работа электродвигателей.

8.4 Вихревые токи (токи Фуко)

Индукционный ток возникает не только в линейных проводниках, но и в массивных сплошных проводниках, помещенных в магнитное поле. Эти токи оказываются замкнутыми в толще проводника и поэтому называются вихревыми. Их также называют токами Фуко – по имени первого исследователя. В высокочастотных полях вихревые токи приводят к сильному разогреву массивных проводников, что применяется в, так называемой, высокочастотной плавке руды.

8.5 Индуктивность контура. Самоиндукция

Магнитный поток через контур прямо пропорционален силе тока в контуре:

$$\Phi = LI. \quad (8.42)$$

Коэффициент пропорциональности L между силой тока I контуре и магнитным потоком Φ , создаваемым этим током, называется индуктивностью. Индуктивность зависит от размеров и формы проводника, от магнитных свойств среды, в которой находится проводник. За единицу индуктивности в Международной системе принимается генри (Гн):

$$L = \Phi/I; \quad 1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб/А} = 1 \text{ В}\cdot\text{с/А};$$

При изменении силы тока в катушке происходит изменение магнитного потока, создаваемого этим током, что вызывает появление ЭДС индукции. Явление возникновения ЭДС индукции в электрической цепи в результате изменения силы тока в этой цепи называется самоиндукцией. В соответствии с правилом Ленца ЭДС индукции препятствует нарастанию силы тока при включении и убыванию силы тока при выключении цепи.

Рассчитаем индуктивность бесконечно длинного соленоида. Магнитный поток сквозь один виток соленоида площадью S равен $\Phi_1 = BS$. Полный магнитный поток, сцепленный со всеми витками соленоида (потокосцепление)

$$\Psi = \Phi_1 N = NBS = \mu_0 \mu \frac{N^2 I}{l} S,$$

учитывая, что для катушки $\Psi = LI$, получаем:

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (4.43)$$

где n – число витков на единицу длины соленоида, $V = lS$ – объём соленоида.

Из закона Фарадея :

$$\mathcal{E}_S = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(LI)}{dt} = -(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}).$$

Если контур не деформируется и магнитная проницаемость среды не меняется, то $L = \text{const}$ и:

$$\mathcal{E}_S = - L \frac{dI}{dt}, \quad (4.44)$$

где знак минус, обусловленный правилом Ленца, показывает, что наличие индуктивности в контуре приводит к замедлению изменения силы тока в нём. Контур, обладающий индуктивностью, приобретает электрическую инерцию. Индуктивность – мера электромагнитной инерции контура: чем больше индуктивность контура, тем сильнее тормозятся в нём всякие изменения тока.

8.6 Энергия магнитного поля

При изменении тока в контуре на dI магнитный поток, сцепленный с контуром, меняется на величину $d\Phi$. Согласно формуле (42), имеем:

$$d\Phi = LdI.$$

При изменении магнитного потока совершается работа:

$$\delta A = I d\Phi = LI dI.$$

Если ток меняется от 0 до некоторого значения I , то работа по изменению магнитного потока будет равна:

$$A = \int \delta A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.45)$$

При $I = 0$ магнитное поле вокруг проводника отсутствует; при возрастании тока от 0 до I возрастает и магнитное поле вокруг проводника. Следовательно, можно предположить, что работа по изменению магнитного потока идёт на увеличение энергии магнитного поля и численно равна ей:

$$A = W = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.46)$$

Таким образом, энергия магнитного поля контура с током прямо пропорциональна квадрату тока в этом контуре.

Определим плотность энергии магнитного поля, т.е. энергию, сосредоточенную в единице объёма. Для этого рассмотрим частный случай – однородное поле бесконечно длинного соленоида (полем вне соленоида можно пренебречь). Подставим в формулу (4.46) выражение (4.43). Кроме того, выразим силу тока через напряжённость поля в соленоиде (см. формулу (4.28)), в результате получим:

$$W = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} V.$$

Из этой формулы:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (4.47)$$

Таким образом, плотность энергии магнитного поля прямо пропорциональна квадрату напряжённости поля и зависит от среды, в которой создаётся поле. Можно показать, что формула (4.47), выведенная для однородного поля соленоида, справедлива для любого магнитного поля.

Магнитные свойства вещества

8.7 Магнитные моменты электронов и атомов

Для качественного объяснения магнитных явлений с достаточным приближением можно считать, что электрон движется в атоме по круговым орбитам. Электрон, движущийся по одной из таких орбит, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает орбитальным магнитным моментом: $\vec{p}_m = IS\vec{n}$. $p_m = IS = e\nu S$, где $I = e\nu$ - сила тока, ν - частота вращения электрона по орбите, S - площадь орбиты (рис.4.17).

Движущийся по орбите электрон обладает механическим моментом импульса:

$$|\vec{L}_e| = L_e = mvr = m2\pi vr = 2m\nu\pi r^2 = 2m\nu S,$$

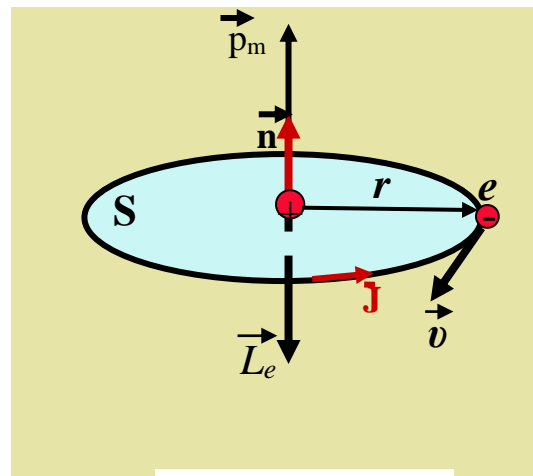


Рисунок 4.17

где $\nu = 2\pi v r$, $\pi r^2 = S$, \vec{L}_e - орбитальный механический момент электрона.

$$P_m = e\nu S;$$

$$L_e = 2m\nu S;$$

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m} \vec{L}_e = g \vec{L}_e .$$

Знак минус показывает, что направления \vec{p}_m и \vec{L}_e противоположны.

$g = -\frac{e}{2m}$ называется гиромангнитным отношением орбитальных моментов.

Опыты Эйнштейна и де Гааза, 1915 г показали, что гиромангнитное отношение оказалось в два раза больше $= -e/m$. Для объяснения этого результата было предположено, а затем доказано, что он обладает собственным механическим моментом импульса \vec{L}_{es} , называемым спином. Спину электрона \vec{L}_{es} соответствует собственный (спиновый) магнитный момент $\vec{p}_{mS} = g_s \vec{L}_{es}$. Величина g_s называется гиромангнитным отношением спиновых моментов.

Проекция собственного магнитного момента на направление вектора \vec{B} может принимать только одно из следующих двух значений:

$$p_{mS,B} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B \quad (4.48)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h - постоянная Планка), μ_B - магнетон Бора, являющийся единицей магнитного момента электрона.

Общий магнитный момент атома (молекулы) \vec{p}_a равен векторной сумме моментов (орбитальных и спиновых) входящих в атом (молекулу) электронов:

$$\vec{p}_a = \sum \vec{p}_m + \sum \vec{p}_{mS}.$$

Магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают.

8.8 Диа- и парамагнетизм

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

Диамагнетиками называются вещества, магнитные моменты атомов (молекул) которых в отсутствие внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома (молекулы) взаимно скомпенсированы. Таким свойством обладают, например, вещества, в атомах, молекулах или ионах которых имеются только целиком заполненные электронные слои.

Механизм: Включение внешнего магнитного поля приводит к нарастанию поля в объеме вещества., вследствие чего возникает индукционное электрическое поле. Оно воздействует на электроны, входящие в состав атомов, молекул или ионов вещества. В результате движение электронов изменяется. Это изменение приводит к возникновению дополнительных магнитных моментов, которые согласно правилу Ленца, направлены противоположно внешнему полю. Наведенные составляющие магнитных полей атомов складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название диамагнитного эффекта, а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются диамагнетиками). При диамагнитном намагничивании вещество выталкивается из внешнего магнитного поля.

Предположим, что электрон в атоме движется по круговой орбите. Поместим атом в однородное магнитное поле, перпендикулярное к плоскости орбиты электрона, и будем постепенно увеличивать напряженность этого поля. При изменении магнитного поля. пронизывающего плоскость орбиты, в контуре возникает ЭДС индукции, которая по правилу Ленца будет создавать дополнительный магнитные момент Δp_m , направленный против внешнего магнитного

поля. Это свойство атомных электронов - при внесении во внешнее магнитное поле создавать дополнительный магнитный момент, направленный против поля, носит название диамагнетизма.

В соответствии с правилом Ленца индукционные токи препятствуют изменению магнитного поля. При диамагнитном намагничивании это свойство проявляется в отталкивании диамагнетика от внешнего магнитного поля. Причиной диамагнитного намагничивания является возникновение индуцированных магнитных моментов ориентированных против внешнего магнитного поля.

У парамагнитных веществ при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга и атомы (молекулы) парамагнетиков всегда обладают магнитным моментом. Вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно, поэтому парамагнитные вещества магнитными свойствами не обладают. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается преимущественная ориентация магнитных моментов атомов по полю. Т.о. парамагнетики намагничиваются, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним магнитным полем и усиливающее его. Это эффект называется парамагнитным.

При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ориентация магнитных моментов атомов вследствие теплового движения нарушается и парамагнетик размагничивается. Диамагнитный эффект наблюдается и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

Если расположить кусок парамагнитного вещества между полюсами магнита, то он намагничивается по полю, и возникающий на одном его конце полюс окажется возле южного полюса магнита и наоборот. Поскольку разноименные полюса притягиваются, парамагнитные вещества будут втягиваться в магнитное поле.

8.9 Намагниченность. Магнитное поле в веществе

Намагниченность- магнитный момент единицы объема магнетика:

$$\vec{j} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V}, \quad (4.49)$$

где $\vec{P}_m = \sum \vec{p}_a$ - магнитный момент магнетика, представляющий собой векторную сумму магнитных моментов отдельных молекул.

Магнитное поле в веществе складывается из двух полей: внешнего поля, создаваемого током и поля, создаваемого намагниченным веществом.

Вектор магнитной индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен векторной сумме магнитных индукций внешнего поля \vec{B}_0 (поля, создаваемого намагничивающим током в вакууме) и поля микротоков \vec{B}' (поля, создаваемого молекулярными токами):

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (4.50)$$

Для описания поля, создаваемого молекулярными токами, рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения S и длины l , внесенного в однородное внешнее магнитное поле с индукцией \vec{B}_0 . Возникающее в магнетике магнитное поле молекулярных токов будет направлено противоположно внешнему полю для диамагнетиков и совпадет с ним по направлению для парамагнетиков. Плоскости всех молекулярных токов расположатся перпендикулярно вектору \vec{B}_0 , так как векторы их магнитных моментов \vec{p}_m антипараллельны вектору \vec{B}_0 (для диамагнетиков) и параллельны \vec{B}_0 (для парамагнетиков). Если рассмотреть любое сечение цилиндра, перпендикулярное его оси, то во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются (рис. 4.18).

Не скомпенсированными будут лишь молекулярные токи, выходящие на боковую поверхность цилиндра. Ток, текущий по боковой поверхности цилиндра, подобен току в соленоиде и создает внутри него поле, магнитную индукцию \vec{B}' которого можно вычислить, учитывая по формуле для соленоида, для $N=1$ (соленоид из одного витка):

$$B' = \mu_0 I' / l \quad (4.51)$$

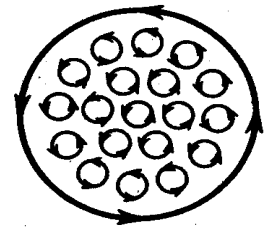


Рисунок 4.18

где I' — сила молекулярного тока, l — длина рассматриваемого цилиндра, а магнитная проницаемость μ принята равной единице.

С другой стороны, I'/l — ток, приходящийся на единицу длины цилиндра, или его линейная плотность, поэтому магнитный момент этого тока

$$p = I' l S / l = I' V / l,$$

где V — объем магнетика. Если P — магнитный момент магнетика объемом V , то намагниченность магнетика

$$J = P/V = I'/l. \quad (4.52)$$

Сопоставляя (4.51) и (4.52), получим, что

$$B' = \mu_0 J,$$

или в векторной форме

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J} \quad (4.53)$$

Подставив выражения для \vec{B}_0 и \vec{B}' в (4.50), получим:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}), \quad (4.54)$$

или

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}.$$

Как показывает опыт, в несильных полях намагничённость прямо пропорциональна напряжённости поля, вызывающего намагничение, т. е.

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (4.55)$$

где χ - безразмерная величина, называемая магнитной восприимчивостью вещества. Для диамагнетиков χ отрицательна (поле молекулярных токов противоположно внешнему), для парамагнетиков — положительна (поле молекулярных токов совпадает с внешним).

Используя формулу (4.55), выражение (4.54) можно записать в виде:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (4.56)$$

откуда

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \frac{\vec{B}}{\mu_0 (1 + \chi)}; \\ \mu &= 1 + \chi. \end{aligned} \quad (4.57)$$

Безразмерная величина μ представляет собой магнитную проницаемость вещества. Подставив (4.57) в (4.56), придем к соотношению $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$, которое ранее постулировалось.

Так как абсолютное значение магнитной восприимчивости для диа- и парамагнетиков очень мало (порядка $10^{-4} - 10^{-6}$), то для них μ незначительно отличается от единицы. Это просто понять, так как магнитное поле молекулярных токов значительно слабее намагничивающего поля. Таким образом, для диамагнетиков $\chi < 1$ и $\mu < 1$, для парамагнетиков $\chi > 0$ и $\mu > 1$.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе (теорема о циркуляции вектора \vec{B}) имеет вид:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint B_l dl = \mu_0 (I + I'), \quad (4.58)$$

где I и I' - соответственно алгебраические суммы макротоков (токов проводимости) и микротоков (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L . Таким образом, циркуляция вектора магнитной индукции \vec{B} по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости и молекулярных токов, охватываемых этим контуром, умноженной на магнитную постоянную. Вектор \vec{B} , таким образом, характеризует результирующее поле, созданное как макроскопическими токами в проводниках (токами проводимости), так и микроскопическими токами в магнетиках, поэто-

му линии вектора магнитной индукции \vec{B} не имеют источников и являются замкнутыми.

8.10 Ферромагнетики и их свойства

Кроме диа- и парамагнетиков, называемых слабомагнитными веществами, существуют сильномагнитные вещества – ферромагнетики, которые обладают спонтанной намагничённостью, т.е. они намагничены даже при отсутствии внешнего поля. (Железо, кобальт, никель, гадолиний). Если для слабомагнитных веществ зависимость намагничённости \vec{J} от напряжённости магнитного поля \vec{H} линейна, (см. рис. 4.19), то для ферромагнетиков эта зависимость является довольно сложной. По мере увеличения намагничивающего поля увеличивается степень ориентации молекулярных магнитных моментов по полю, но когда все моменты ориентированы по полю, дальнейшее увеличение j прекращается и наступает магнитное насыщение.

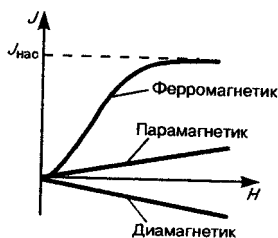


Рисунок 4.19

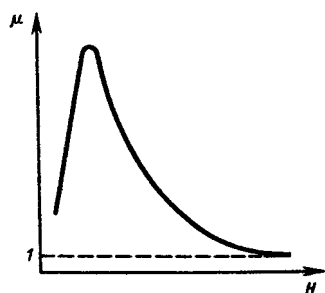


Рисунок 4.20

Существенная особенность ферромагнетиков не только большое значение μ (для железа 5000, супермаллой -800 000, (79%Ni+5%Mo+16%Fe) но и зависимость μ от \vec{H} .

Магнитная индукция $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{j})$ в слабых полях растёт быстро при увеличении \vec{H} вследствие возрастания \vec{J} , а в сильных полях \vec{B} растёт с увеличением \vec{H} по линейному закону:

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{j}{H},$$

поэтому при $j = j_{нас} = const$ с ростом H отношение $j/H \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$.

Характерная особенность ферромагнетиков состоит в том, что для них зависимость \vec{J} от \vec{H} (а следовательно, в \vec{B} от \vec{H}) определяется предысторией намагничения ферромагнетика. Это явление получало название **магнитного гистерезиса**. Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (точка 7, рис.4.21), а затем начать уменьшать напряжённость \vec{H} намагничивающего поля, то, как показывает опыт, уменьшение \vec{J} описывается кривой 1—2, лежащей выше кривой 1-0. При $\vec{H} = 0$ \vec{J} отличается от нуля, т. е. в ферромагнетике наблюдается **остаточная намагничённость** $J_{ос}$. С наличием остаточной намагничённости связано существование постоянных магнитов.

Намагничение обращается в нуль под действием поля напряжённостью H_c , имеющего

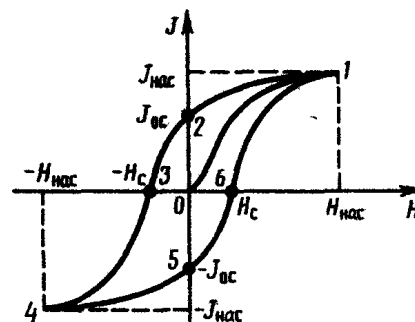


Рисунок 4.21

направление, противоположное полю, вызвавшему намагничение. H_c называется коэрцитивной силой.

При дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении ферромагнетик перемагничивается (кривая 3—4), и при $H=-H_{нас}$ достигается насыщение (точка 4). Затем ферромагнетик можно опять размагнитить (кривая 4—5—6) и вновь перемагничить до насыщения (кривая 6—7).

Таким образом, при действии на ферромагнетик переменного магнитного поля намагниченность \vec{J} изменяется в соответствии с кривой 1-2-3-4-5-6-1, которая называется петлей гистерезиса (от греч. «запаздывание»). Гистерезис приводит к тому, что намагничивание ферромагнетика не является однозначной функцией H , т. е. одному и тому же значению H соответствует несколько значений J . Если намагнитить ферромагнетик до насыщения

При $H = 0$, $J = J_{ост}$ – остаточная намагниченность. С наличием остаточной намагниченности связано существование постоянных магнитов. Т.о. намагничение ферромагнетика не является однозначной функцией H , т.е. одному и тому же значению H соответствует несколько значений J . Ферромагнетики с малой (~ 100 А/м) коэрцитивной силой H_c (с узкой петлей гистерезиса) называются мягкими. С большой (от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч А/м) коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) – жесткими. Жесткие ферромагнетики (углеродистые и вольфрамовые стали) применяются для изготовления постоянных магнитов, а мягкие для изготовления сердечников трансформаторов.

Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая точкой Кюри, при которой он теряет свои свойства. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, происходящий в точке Кюри, не сопровождается поглощением или выделением теплоты, т.е. в точке Кюри происходит фазовый переход второго рода. (Для железа $T_K = 770^\circ\text{C}$, 78% пермаллой (22%Fe+78%Ni) $T_K = 550^\circ\text{C}$, никель - 360°C , 30% пермаллой - 70°C).

Процесс намагничения ферромагнетиков сопровождается изменением их линейных размеров и объема. Это явление получило название магнитоstriction.

8.11 Природа ферромагнетизма

Французский физик Вейсс ввел гипотезу, согласно которой ферромагнетик при температуре ниже точки Кюри разбивается на большое число макроскопических областей - доменов, самопроизвольно намагниченных до насыщения. Размер доменов от 10^{-6} до 10^{-8} см³, они содержат до 10^{15} ионов. При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга. Поэтому поликристалл в целом не намагничен. Возможное расположение доменов в не намагниченном образце схематически показано на рисунке 4.22, а. При наложении на образец внешнего магнитного поля (рис. 4.22, б) часть доменов оказывается в энергетически выгодном состоянии: их магнитные моменты параллельны индукции поля. Взаимодействие с теми соседними доменами, намагничение кото-

рых также близко по направлению к направлению индукции внешнего поля, приводит к частичной перестройке спинов у границ доменов, и «благоприятно намагниченный» домен растет за счет соседа (смещение границ). Этот процесс носит микроскопически скачкообразный характер. При увеличении индукции внешнего поля намагничение возрастает.

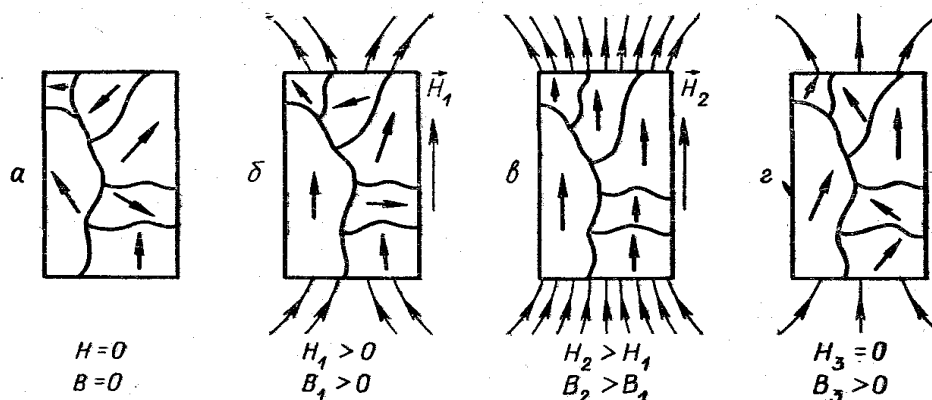


Рисунок 4.22

Возникающее в окружающем пространстве магнитное поле, порожденное намагниченным образцом, обладает энергией. Эта энергия сообщается намагничивающим полем в процессе первоначального намагничения (рис. 4.22,б).

В верхней части кривой намагничения при приближении к насыщению образца возникает новый механизм намагничения — часть доменов сразу перемагничивается целиком (поворот намагничения).

В атомах ферромагнитных элементов магнитные моменты атомов по порядку величины такие же, как у атомов парамагнитных элементов. Поэтому объяснить ферромагнетизм так же, как мы объясняли парамагнетизм нельзя. Магнитные свойства ферромагнетиков определяются спиновыми магнитными моментами электронов. Обычно в атоме спиновые моменты электронов попарно компенсируют друг друга, следовательно, ферромагнитными могут быть лишь те элементы, атомы которых имеют не скомпенсированные спины. При определенных условиях в кристаллах могут возникать силы (обменные) которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу, при этом потенциальная энергия кристалла становится минимальной и он находится в устойчивом равновесии.

8.12 Ток смещения

При изучении электростатического поля, создаваемого неподвижными зарядами, было показано, что для них циркуляция вектора напряженности электростатического поля:

$$\oint_L (\vec{E} d\vec{l}) = \oint_L E_t dl = 0$$

Из обращения в нуль циркуляции вектора \vec{E} следует, что линии напряженности электростатического поля не могут быть замкнутыми, они начинаются на положительных и кончаются на отрицательных зарядах.

По Максвеллу, изменяющееся во времени магнитное поле порождает электрическое поле \vec{E}_B циркуляция которого

$$\oint_L (\vec{E}_B d\vec{l}) = \oint_L E_{Bt} dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где E_{Bt} - проекция вектора \vec{E}_B на направление $d\vec{l}$. Т.е. циркуляция вектора \vec{E}_B не равна нулю. Следовательно, электрическое поле \vec{E}_B , возбуждаемое магнитным полем, как и само магнитное поле, является вихревым.

Если всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве вихревое электрическое поле, то должно существовать и обратное явление: всякое изменение электрического поля должно вызывать появление в окружающем пространстве вихревого магнитного поля.

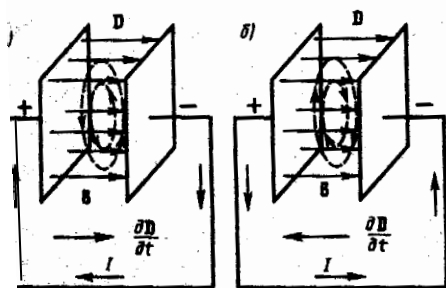


Рисунок 4.23

Рассмотрим цепь электрического тока, содержащую конденсатор (рис. 4.23). По Максвеллу, переменное электрическое поле в конденсаторе в каждый момент времени создает такое магнитное поле, как если бы между обкладками конденсатора существовал ток, равный току в подводящих проводах, этот ток был назван током смещения.

Т.е. $I_{см} = I$.

Ток проводимости вблизи обкладок конденсатора

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S \sigma dS = \frac{d}{dt} \int_S D_n dS = \frac{d}{dt} \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (4.59)$$

т.к. поверхностная плотность заряда σ на обкладках равна электрическому смещению D в конденсаторе. Учитывая что $I = \int_S \vec{j} d\vec{S}$, а $I_{см} = \int_S \vec{j}_{см} d\vec{S}$ имеем:

$$j_{см} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (4.60)$$

Рассмотрим, каково же направление векторов плотностей токов проводимости и смещения \vec{j} и $\vec{j}_{см}$.

При зарядке конденсатора (рис. 4.23, а) через проводник, соединяющий

обкладки, ток течет от правой обкладки к левой; поле в конденсаторе усиливается; следовательно, вектор \vec{D} растет со временем $\frac{\partial D}{\partial t} > 0$ и $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ направлен в ту же сторону, что и \vec{D} и направления \vec{j} и $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ совпадают.

При разрядке конденсатора (рис. 4.23, б) через проводник, соединяющий обкладки, ток течет от левой обкладки к правой; поле в конденсаторе ослабляется; следовательно, $\frac{\partial D}{\partial t} < 0$, т. е. вектор $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ - направлен противоположно вектору \vec{D} . Однако вектор $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ направлен опять так же, как и вектор \vec{D} . Из разобранных примеров следует, что направление вектора \vec{j} , а следовательно, и вектора $\vec{j}_{см}$ совпадает с направлением вектора $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, как это и следует из формулы (4.60).

Подчеркнем, что из всех физических свойств, присущих току проводимости, Максвелл приписал току смещения лишь одно — способность создавать в окружающем пространстве магнитное поле. Таким образом, ток смещения (в вакууме или веществе) создает в окружающем пространстве магнитное поле В диэлектриках ток смещения состоит из двух слагаемых. Так как

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P},$$

где \vec{E} — напряженность электростатического поля, а \vec{P} — поляризованность. Плотность тока смещения

$$j_{см} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (4.61)$$

где $\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ - плотность тока смещения в вакууме. $\frac{\partial P}{\partial t}$ - плотность тока поляризации - тока, обусловленного упорядоченным движением электрических зарядов в диэлектрике (смещение зарядов в неполярных молекулах или поворот диполей в полярных молекулах). Возбуждение магнитного поля токами поляризации правомерно, так токи поляризации по своей природе не отличаются от токов проводимости. Однако, то что и другая часть плотности тока смещения - $\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$, не связанная с движением зарядов, а обусловленная *только* изменением электрического поля во времени, также возбуждает магнитное поле, является *принципиально новым утверждением* Максвелла. Даже в вакууме всякое изменение во времени электрического поля приводит к возникновению в окружающем пространстве магнитного поля. Следует отметить, что название «ток смещения» является условным, а точнее исторически сложившимся, так как ток смещения по своей сути - это изменяющееся со временем электрическое поле. По-

этому ток смещения существует не только в вакууме или диэлектриках, но и внутри проводников, по которым проходит переменный ток.

Максвелл ввел понятие полного тока, равного сумме токов проводимости и смещения:

$$j_{\text{полн}} = j + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Максвелл обобщил также теорему о циркуляции вектора H :

$$\int_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) d\vec{S} \quad (4.62)$$

Согласно выражению (4.62), вихревое магнитное поле создаётся не только токами проводимости, но и переменным электрическим полем.