

Предисловие

К магнитным материалам относятся материалы, магнитные свойства которых обуславливают их разнообразное техническое применение. Магнитные материалы имеют преимущественно ферромагнитную или ферримагнитную структуру и относительную магнитную проницаемость больше единицы. Магнитные материалы используют главным образом в качестве проводников магнитного потока (магнитопроводы) или источников постоянного магнитного поля (магниты). Магнитопроводы должны обладать малым сопротивлением магнитному потоку, поэтому они должны изготавливаться из магнитомягких материалов, обладающих высокой магнитной проницаемостью.

Материалом является вещество, предназначенное для использования или используемое человеком в своей деятельности. Таким образом, применение термина «материал» подразумевает использование вещества для практического применения. Магнитомягкие материалы используют там, где необходимо изменить или преобразовать электрические токи или электромагнитные поля. Круг таких применений очень широк, поскольку в современном мире электромагнитная энергия используется повсеместно. Это в первую очередь производство, распределение и преобразование электрической энергии и средства ее измерения. Важной областью применения является создание, измерение и ослабление (экранирование) магнитного поля, а также использование упругих и термических свойств магнитомягких материалов.

Книга «Физические свойства и применение магнитомягких материалов» состоит из трех разделов. В первом разделе вводятся электромагнитные величины, которые используются для характеристики магнитомягких материалов. Второй раздел посвящен описанию технологии производства и физическим свойствам электро-технической стали, прецизионных сплавов, ферритов, магнитодиэлектриков, аморфных и нанокристаллических материалов. В разделе рассматриваются массивные магнитные материалы толщиной не менее 10 мкм, структурные элементы которых имеют размер от 10 мм до 10 нм. В третьем разделе приведены сведения о применении магнитомягких материалов в качестве элементов электрических

цепей (катушки индуктивности, трансформаторы и магнитные модуляторы), а также в качестве датчиков и электромагнитных экранов.

В книге приводятся исторические и биографические сведения, связанные с производством и применением магнитомягких материалов. Нумерация ссылок на литературу, рисунков и таблиц сквозная для каждого раздела. Все физические величины приведены в Международной системе единиц измерения. В книге использовались массовые (%), атомные (ат %) и молярные (мол %) процентные содержания вещества. Цифры перед химическим элементом, например Fe-3Si, указывают на содержание этого элемента в массовых процентах, а подиндексы, например Fe₇₇Ni₁Si₉B₁₃, указывают на атомные проценты.

Автор благодарен всем сотрудникам Научно-производственного предприятия «Гаммамет» и в первую очередь директору Белозерову Владимиру Яковлевичу за совместную работу.

Автор будет признателен за пожелания и замечания, которые можно направить на e-mail: yunstar@mail.ru.

1 Электромагнитные величины

1.1. Электромагнитное поле

1.1.1. Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла¹ представляют математическую формулировку основных постулатов классической электродинамики [1.1]. Уравнения (1.1.1) и (1.1.2) связывают между собой величины, характеризующие электромагнитное поле:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (1.1.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.1.2)$$

где \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля, А/м; \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, Тл; \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, В/м; \mathbf{D} — вектор электрической индукции, Кл/м²; \mathbf{J} — вектор плотности электрического тока проводимости, А/м².

Уравнение (1.1.1) показывает, что при изменении магнитной индукции \mathbf{B} возбуждается вихревое электрическое поле \mathbf{E} . Знак минус обозначает, что вектор вихревого электрического поля образуют с направлением производной $\partial \mathbf{B} / \partial t$ левовинтовую систему.

Из уравнения (1.1.2) следует, что вихревое магнитное поле \mathbf{H} образуется не только за счет тока проводимости \mathbf{J} , который связан с движением электрических зарядов, но и за счет изменения во времени электрической индукции \mathbf{D} . По аналогии с плотностью тока проводимости величину

$$\mathbf{J}_{\text{см}} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.1.3)$$

называют плотностью тока смещения. В этом случае вместо (1.1.2) можно записать

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \mathbf{J}_{\text{см}}. \quad (1.1.4)$$

¹ Максвелл Джеймс Клерк (Maxwell James Clerk, 1831–1879) — английский физик.

Взяв дивергенцию от обеих частей уравнения (1.1.4), получаем

$$\operatorname{div}(\mathbf{J} + \mathbf{J}_{\text{см}}) = 0, \quad (1.1.5)$$

т. е. линии полного тока $\mathbf{J} + \mathbf{J}_{\text{см}}$ всегда замкнуты или уходят в бесконечность. Там, где обрываются линии тока проводимости, к ним должны примыкать продолжающие их линии тока смещения $\mathbf{J}_{\text{см}}$.

Из уравнений (1.1.1) и (1.1.2) при дополнительных предположениях [1.2] следуют два других уравнения:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (1.1.6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_{\text{э}}, \quad (1.1.7)$$

где величина $\rho_{\text{э}}$, Кл/м³, является объемной плотностью электрического заряда, которая равна отношению количества электричества, находящегося в элементе объема, к объему этого элемента.

Уравнение (1.1.6) показывает, что в векторном поле магнитной индукции нет точек, где начинаются и заканчиваются векторные (силовые) линии. Поэтому векторные линии такого поля либо замкнуты, либо уходят в бесконечность. Из этого можно сделать вывод, что векторное поле \mathbf{B} не имеет источников и стоков, а это эквивалентно отсутствию магнитных зарядов.

Из уравнения (1.1.7) следует, что силовые линии векторного поля \mathbf{D} начинаются в точках пространства, где дивергенция больше нуля и находится положительный электрический заряд, и заканчиваются в точках, где дивергенция меньше нуля и находится отрицательный электрический заряд.

Напряженность электрического поля \mathbf{E} и магнитная индукция \mathbf{B} являются основными макроскопическими величинами, которые характеризуют электромагнитное поле. Эти величины называют силовыми [1.3], поскольку их определяют через силу \mathbf{F} , действующую на электрический заряд e :

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E}; \quad (1.1.8)$$

$$\mathbf{F} = e[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (1.1.9)$$

где \mathbf{F} — вектор силы, Н; e — количество электричества, Кл; \mathbf{v} — вектор скорости движения заряда, м/с. Из (1.1.8) следует, что напряженность электрического поля \mathbf{E} равна силе \mathbf{F} , действующей на неподвижный единичный электрический заряд. После перехода от одиночных движущихся зарядов к электрическому току в уравнении (1.1.9) получаем

$$\mathbf{F} = i[\Delta l\mathbf{B}] = \Delta V[\mathbf{J}\mathbf{B}], \quad (1.1.10)$$

где Δl — вектор физически бесконечно малого элемента длины линейного проводника, m , по которому протекает ток i ; ΔV — физически бесконечно малый элемент объема, m^3 , с плотностью тока \mathbf{J} . В соответствии с соотношением (1.1.10) магнитную индукцию определяют как силу \mathbf{F} , действующую на физически бесконечно малый элемент длины линейного проводника, по которому протекает единичный ток и который ориентирован перпендикулярно направлению \mathbf{B} .

1.1.2. Электромагнитные параметры вещества

В веществе необходимо учитывать микроскопические электрические и магнитные поля, создаваемые атомами или молекулами. Микроскопическое поле зависит от степени упорядоченности электрических и магнитных моментов атомов или молекул [1.3]. Характеристикой упорядоченности электрических моментов служит вектор электрической поляризации \mathbf{P} , Кл/м², равный отношению электрического момента физически бесконечно малого объема вещества к этому объему ΔV :

$$\mathbf{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum \mathbf{p}_э, \quad (1.1.11)$$

Электрический момент равен сумме электрических моментов диполей всех атомов и молекул в данном объеме, а электрический момент диполя $\mathbf{p}_э$, Кл·м, равен произведению заряда диполя e на его плечо l :

$$\mathbf{p}_э = e\mathbf{l}, \quad (1.1.12)$$

где вектор \mathbf{l} направлен от отрицательного заряда к положительному заряду.

Аналогично вводится характеристика упорядоченности магнитных моментов — намагниченность \mathbf{M} , А/м,

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum \mathbf{p}_м. \quad (1.1.13)$$

В соотношении (1.1.13) величина $\mathbf{p}_м$, А·м², представляет магнитный момент атома или молекулы, создаваемый микроскопическим молекулярным током:

$$\mathbf{p}_м = i\mathbf{S}, \quad (1.1.14)$$

где i — электрический ток, А; \mathbf{S} — вектор площади поверхности, направленный нормально поверхности контура тока, образующий с направлением тока правовинтовую систему и численно равный площади поверхности S , м².

С учетом электрического и магнитного поля, создаваемого частицами среды, вводят следующие соотношения между электромагнитными величинами:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.1.15)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} - \mathbf{M}, \quad (1.1.16)$$

где величины $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м и $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м являются диэлектрической и магнитной постоянными, которые связаны между собой и скоростью распространения электромагнитной волны в вакууме c соотношением

$$\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2. \quad (1.1.17)$$

К уравнениям Максвелла необходимо добавить соотношения, связывающие между собой основные величины электромагнитного поля через материальные параметры ε , μ и λ [1.2]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}; \quad (1.1.18)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}; \quad (1.1.19)$$

$$\mathbf{J} = \lambda \mathbf{E}. \quad (1.1.20)$$

Параметры относительной диэлектрической проницаемости ε , относительной магнитной проницаемости μ и удельной электрической проводимости λ , А/В·м, характеризуют свойства среды и считаются величинами, не зависящими от времени. Величину, обратную удельной электрической проводимости,

$$\rho = 1/\lambda \quad (1.1.21)$$

называют удельным электрическим сопротивлением ρ , Ом·м.

Из уравнений (1.1.15) и (1.1.18) выразим электрическую поляризацию \mathbf{P} через напряженность электрического поля:

$$\mathbf{P} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 \mathbf{E} = \kappa \varepsilon_0 \mathbf{E}; \quad (1.1.22)$$

$$\kappa = \varepsilon - 1, \quad (1.1.23)$$

где κ — диэлектрическая восприимчивость среды.

Аналогичным образом из (1.1.16) и (1.1.19) находим намагниченность:

$$\mathbf{M} = (\mu - 1)\mathbf{H} = \chi \mathbf{H}; \quad (1.1.24)$$

$$\chi = \mu - 1, \quad (1.1.25)$$

где χ — магнитная восприимчивость среды.

В соответствии с численными значениями материальных параметров ε , μ и λ вещества можно разделить на несколько наиболее распространенных типов [1.4].

Проводники — это вещества, основным свойством которых является электропроводность. Типичные проводники имеют удельную электрическую проводимость $\lambda > 10^6$, Ом·м⁻¹.

Диэлектрики — это вещества, основным свойством которых является способность поляризовываться в электрическом поле. Удельная электрическая проводимость диэлектриков составляет $10^{-16} \dots 10^{-6}$ Ом·м⁻¹. Обычно к диэлектрикам относят все плохо проводящие электрический ток вещества в отличие от проводников и полупроводников.

Полупроводники — это вещества, основным свойством которых является сильная зависимость их электропроводности от внешних факторов, таких как температура, электрическое поле, свет и т. д. По численному значению удельной электрической проводимости полупроводники занимают промежуточное положение между проводником и хорошими диэлектриками.

Диамагнетики — это вещества, атомы, ионы или молекулы которых не имеют результирующего магнитного момента при отсутствии внешнего магнитного поля. Во внешнем постоянном магнитном поле магнитная восприимчивость χ такого вещества отрицательна и значительно меньше единицы.

Парамагнетики — это вещества, атомы, ионы или молекулы которых имеют результирующий магнитный момент при отсутствии внешнего магнитного поля. Во внешнем постоянном магнитном поле магнитная восприимчивость χ такого вещества положительна и значительно меньше единицы.

Ферромагнетики — это вещества, атомы или ионы которых находятся в состоянии самопроизвольного магнитного упорядочения, причем результирующие магнитные моменты каждого из доменов отличны от нуля. Магнитная восприимчивость χ ферромагнетиков может достигать значений $10^5 \dots 10^6$.

1.1.3. Энергия электромагнитного поля

После преобразования уравнений (1.1.1) и (1.1.2) получаем соотношение [1.2]

$$\mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{E} \mathbf{J} = \operatorname{div}[\mathbf{E} \mathbf{H}], \quad (1.1.26)$$

которое выражает закон сохранения энергии. Вектор $[\mathbf{E} \mathbf{H}]$ имеет размерность энергии на единицу площади в единицу времени

(Дж/м²·с) и характеризует поток энергии через поверхность, которая ограничивает данный объем.

Два первых члена в уравнении (1.1.26) являются частными производными по времени от плотности магнитной энергии w_m , Дж/м³,

$$w_m = \frac{1}{2} \mathbf{H} \mathbf{B} \quad (1.1.27)$$

и плотности электрической энергии w_ε , Дж/м³,

$$w_\varepsilon = \frac{1}{2} \mathbf{E} \mathbf{D}. \quad (1.1.28)$$

Величина q , Вт/м³,

$$q = \mathbf{E} \mathbf{J} \quad (1.1.29)$$

представляет работу в единице объема за единицу времени, совершаемую электрическим полем над движущимися электрическими зарядами. Эта работа в проводнике сопровождается выделением теплоты. После подстановки (1.1.20) и (1.1.21) в выражение (1.1.29) получаем закон Джоуля¹–Ленца² в виде

$$q = \rho J^2. \quad (1.1.30)$$

1.2. Электрические и магнитные цепи

1.2.1. Электрическая цепь

В большинстве случаев электрический ток протекает вдоль определенных путей в проводниках с высокой проводимостью окруженных изолирующей средой. При этом электрическая проводимость проводника и изолятора может различаться в 10²⁰ раз. Это позволяет описывать электромагнитные процессы в электротехнических устройствах при использовании только некоторых интегральных характеристик. Совокупность устройств и объектов, образующих пути для электрического тока, электромагнитные процессы в которых могут быть описаны с помощью понятий об электродвижущей силе, электрическом напряжении и электрическом токе, называют электрической цепью [1.5].

Уравнение (1.1.20) в виде

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J} \quad (1.2.1)$$

¹ Джоуль Джеймс Прескотт (Joule James Prescott, 1818–1889) — английский физик.

² Ленц Эмилий Христианович (Lenz Heinrich Friedrich Emil, 1804–1865) — русский физик.

представляет закон Ома¹ в дифференциальной форме. Из него после интегрирования получаем закон Ома для участка проводника между точками 1 и 2

$$U_{12} = IR_{12}. \quad (1.2.2)$$

В соотношении (1.2.2) введены следующие величины: I — электрический ток в проводнике, А,

$$I = JS; \quad (1.2.3)$$

R_{12} — электрическое сопротивление проводника, Ом, на участке интегрирования между точками 1 и 2,

$$R_{12} = \frac{\rho l_{12}}{S}, \quad (1.2.4)$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление, Ом·м; l_{12} — длина проводника между точками 1 и 2, м; S — площадь поперечного сечения проводника, м², и U_{12} — электрическое напряжение, В, между точками 1 и 2,

$$U_{12} = \int_1^2 \mathbf{E} dl. \quad (1.2.5)$$

При стационарном распределении электрического заряда $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$ и линии постоянного электрического тока всегда замкнуты или уходят в бесконечность. В противном случае в местах начала и окончания токов происходило бы накопление электрических зарядов. По этой же причине через различные сечения проводника должен протекать ток одинаковой силы, а в каждой точке разветвления электрической цепи, в которой соприкасаются между собой n проводников, несущих токи I_i , должен выполняться первый закон Кирхгофа²

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0, \quad (1.2.6)$$

т. е. алгебраическая сумма токов, притекающих к точке разветвления, должна равняться нулю. При этом предполагается, что для всех проводников положительное направление выбрано одинаковым образом.

Из уравнения (1.1.30) можно найти общее количество теплоты Q , Вт, которое выделяется в проводнике на участке между точками

¹ Ом Георг Симон (Ohm Georg Simon, 1789–1854) — немецкий физик.

² Кирхгоф Густав Роберт (Kirchhoff Gustav Robert, 1824–1887) — немецкий физик.

1 и 2 в единицу времени:

$$Q = qSl_{12} = I^2 R_{12}. \quad (1.2.7)$$

Таким образом, для поддержания постоянного тока в электрической цепи вся энергия, выделившаяся в виде теплоты, должна непрерывно возмещаться за счет других источников неэлектрического происхождения, поскольку под действием лишь одного электростатического поля происходило бы выравнивание электрических потенциалов цепи. Электродвижущую силу неэлектрического происхождения называют сторонней электродвижущей силой, а напряженность электрического поля сторонних сил можно обозначить $\mathbf{E}_{\text{стр}}$. Добавляя эту величину в уравнение (1.2.1), получаем обобщенный закон Ома

$$\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{стр}} = \rho \mathbf{J} \quad (1.2.8)$$

и закон Ома для участка цепи

$$U_{12} + E_{12} = IR_{12}, \quad (1.2.9)$$

где

$$E_{12} = \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{стр}} dl \quad (1.2.10)$$

представляет электродвижущую силу \mathbf{E}_{12} , В, на участке между точками 1 и 2.

Умножая (1.2.9) на ток I , получаем уравнение

$$IU_{12} + IE_{12} = I^2 R_{12}, \quad (1.2.11)$$

которое связывает теплоту $I^2 R_{12}$, выделяемую на участке проводника в единицу времени при прохождении в нем тока I , с работой электрического поля IU_{12} и сторонних сил IE_{12} в единицу времени.

Для замкнутой цепи закон Ома принимает вид

$$E = IR, \quad (1.2.12)$$

из которого следует, что при отсутствии электродвижущей силы в замкнутой цепи сила электрического тока равна нулю. Умножая (1.2.12) на I , получаем

$$IE = I^2 R, \quad (1.2.13)$$

т. е. общее количество теплоты, выделившейся в замкнутой электрической цепи, равно работе сторонней электродвижущей силы.

Применим закон Ома в форме (1.2.12) к каждому участку i -го замкнутого контура электрической цепи с произвольным числом