

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

Намагничивание вещества. Гипотеза Ампера

Все вещества, будучи внесенными в магнитное поле, намагничиваются – становятся источниками дополнительного магнитного поля. Магнитное поле \vec{B}_0 , вызывающее процесс намагничивания данного вещества, будем называть *первичным, внешним, намагничивающим*.

Вещества, способные намагничиваться, называются магнетиками. Так как намагничиваются все без исключения вещества, то все вещества – магнетики.

Внесем какой-либо магнетик во внешнее магнитное поле \vec{B}_0 . Под действием этого поля как внутри магнетика, так и вне его, возникает дополнительное, *вторичное собственное магнитное поле* вещества \vec{B}' . Результирующее поле в любой точке равно сумме полей \vec{B}_0 и \vec{B}' :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (1)$$

При намагничивании магнетика каждый его атом создает магнитное поле так, как если бы в атоме циркулировал некоторый замкнутый ток. Этот элементарный ток Ампер называл *молекулярным током*; мы его будем называть *микротоком*. Магнитное поле микротока можно охарактеризовать магнитным моменте $\vec{\rho}_m$

$$\vec{\rho}_m = i' \vec{S} \quad (2)$$

где i' – сила микротока; \vec{S} – вектор, численно равный площади, охватываемой микротоком, и связанный с направлением микротока правилом правого буравчика.

Магнитные поля микротоков, складываясь, дают результирующее собственное поле вещества \vec{B}' , магнитные моменты этих токов дают некоторый результирующий магнитный момент. Интенсивность намагничивания вещества характеризует вектор намагниченности \vec{J} .

Вектор намагниченности \vec{J} – физическая величина, равная магнитному моменту единицы объема вещества.

Если \vec{J} всюду одинаков, намагниченность называется однородной, если различен – неоднородной. В случае однородной намагниченности

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{\rho}_m}{\Delta V} \quad (3)$$

где $\vec{\rho}_m$ – магнитный момент отдельного атома; ΔV – объем, по которому производится суммирование всех $\vec{\rho}_m$. В случае неоднородной намагниченности

$$\vec{J} = \lim \frac{\sum \vec{\rho}_m}{\Delta V} \quad (4)$$

Магнетик называется однородным, если его магнитные свойства одинаковы во всех его точках. В противном случае магнетик называется неоднородным.

Магнетик называется изотропным, если его магнитные свойства одинаковы по всем направлениям. В противном случае магнетик называется анизотропным.

Теория и опыт показывают, что в изотропных неферромагнитных магнетиках в не очень сильных полях и при не очень высоких частотах внешнего поля \vec{B}_0 вектор намагниченности \vec{J} пропорционален \vec{B}_0 :

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (5)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; χ – безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый объемной магнитной восприимчивостью вещества.

Теория и опыт показывают, что

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0 \quad (6)$$

Тогда

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 \quad (7)$$

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (8)$$

называется относительной магнитной проницаемостью вещества. Используя обозначение (7) и соотношение (8) можно записать:

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (9)$$

Относительная магнитная проницаемость показывает, во сколько раз изменяется магнитное поле в веществе по сравнению с магнитным полем в вакууме:

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (10)$$

Напряженность магнитного поля

Одним из фундаментальных положений электромагнетизма является положение о том, что магнитное поле создается любыми токами – как макроскопическими, так и микроскопическими. Следовательно, циркуляция вектора \vec{B} в веществе пропорциональна сумме макро- ($\sum I_i$) и микротоков $\sum i'$, охватываемых контуром, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i + \mu_0 \sum i' \quad (11)$$

Для того чтобы найти циркуляцию вектора \vec{B} , нужно знать сумму микротоков, которая в свою очередь зависит от \vec{B} . Это затруднение можно обойти путем нахождения вспомогательной величины, циркуляция которой определяется лишь суммой микротоков.

Выберем внутри намагниченного вещества произвольный замкнутый контур L . При нахождении циркуляции \vec{B} по этому контуру в сумму микро-токов должны войти те микротоки, которые «нанизываются» на контур обхода (только эти токи пронизывают поверхность, ограниченную контуром L , один раз) и поэтому дают некоторый суммарный микроток. Все остальные микро-токи, пересекающиеся с этой поверхностью, пронизывают ее дважды – один раз в одном направлении, другой раз в другом – и поэтому не дают вклада в I' .

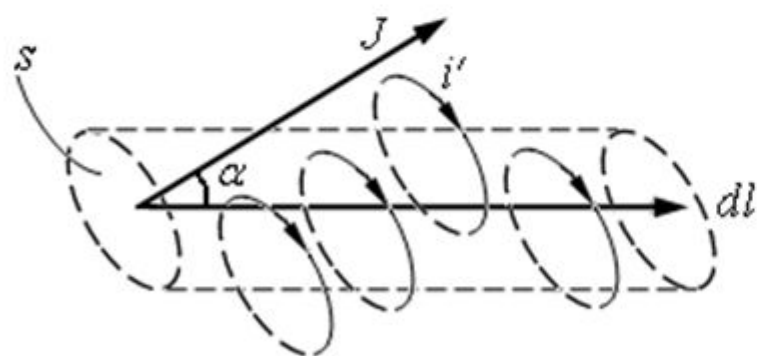


Рис. 1

Подсчитаем число микротоков, «нанизывающихся» на произвольный элемент dl контура L . Пусть i' – сила микротока, S – площадь, которую он охватывает, α – угол между dl и намагниченностью J .

Из рисунка 1 видно, что на вектор dl «нализываются» все микротоки, центры которых лежат внутри наклонного цилиндра объемом $dV = Sdl \cos \alpha$. Если n – число микротоков в единице объема магнетика, то число микротоков, попадающих в этот цилиндр, равно

$$ndV = nSdl \cos \alpha$$

а суммарный ток, связанный с dl , равен $i' Sndl \cos \alpha$. Произведение $i' S$ есть модуль магнитного момента, создаваемого микротоком i' ; произведение $i' Sn = J$ – модуль намагниченности J :

$$i' Sn = J$$

Следовательно, суммарный микроток, связанный с элементом dl контура обхода, равен

$$i' \sin \alpha \, dl \cos \alpha = J \, dl \cos \alpha = \vec{J} \cdot \vec{dl}$$

Полный микроток i' , охватываемый всем контуром L , равен

$$i' = \int_L \vec{J} \cdot \vec{dl} \quad (12)$$

Таким образом, суммарный микроток, охватываемый произвольным замкнутым контуром L , равен циркуляции вектора намагниченности, взятой по этому же контуру.

Подставим (12) в (11):

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I + \mu_0 \oint_L \vec{J} d\vec{l}$$

Разделим обе части этого равенства на μ_0 и перенесем слагаемое $\oint_L \vec{J} d\vec{l}$ в левую часть:

$$\oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = \sum I \quad (13)$$

Можно ввести еще одну характеристику магнитного поля

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (14)$$

Величина \vec{H} называется напряженностью магнитного поля.

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum I \quad (15)$$

Если макроскопические токи распределены в пространстве с переменной плотностью j , то сумма $\sum I$ заменяется интегралом $\oint_S \vec{j} d\vec{S}$, где S – произвольная поверхность, опирающаяся на контур, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_S \vec{j} d\vec{S} \quad (16)$$

Таким образом, циркуляция вектора напряженности магнитного поля, созданного электрическими токами, равна полному макроскопическому току, протекающему через любую поверхность S , опирающуюся на контур интегрирования. Это утверждение носит название теоремы о циркуляции вектора \vec{H} .

Поле \vec{H} можно изобразить графически – с помощью линий вектора \vec{H} . Линии \vec{H} строятся так же, как и линии вектора \vec{B} .

Итак, для описания магнитного поля вводятся индукция \vec{B} и напряженность \vec{H} . Из этих двух характеристик важнейшей характеристикой является \vec{B} . Введение \vec{H} связано с тем, что циркуляция \vec{H} зависит только от *макродтоков*, которые легко измерять. Однако из (16) не следует, что напряженность вообще не зависит от среды (напряженность в каждой точке поля при наличии среды такая же, как и в ее отсутствие). *От среды не зависит не сама напряженность, а ее интегральная функция – циркуляция \vec{H} .* Напряженность же в общем случае зависит от среды. Так, в неоднородной среде вектор \vec{H} зависит от распределения магнитной проницаемости; в ограниченных телах, напряженность зависит от формы и размеров тел.

Только в двух весьма особых случаях \vec{H} не зависит от среды:

– когда однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле;

– когда такая среда заполняет область, границы которой нигде не пересекаются с линиями внешнего поля.

В качестве примера рассмотрим бесконечно длинный соленоид. Магнитное поле такого соленоида сосредоточено только внутри соленоида. Если сердечник в соленоиде отсутствует, то $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$. Заполним весь объем соленоида

однородным изотропным магнетиком. Напряженность поля будет равна

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0 + \vec{B}'}{\mu_0} - \vec{J}. \quad (17)$$

Но $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$. Подставив это выражение в (17), получим

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0 \quad (18)$$

Если однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле, то напряженность магнитного поля в этой среде \vec{H} совпадает с напряженностью внешнего поля \vec{H}_0 , т. е. напряженность такова, как если бы вещества вообще не было.

В случае безграничной изотропной неферромагнитной среды связь между индукцией и напряженностью выражается более простой формулой. В такой среде справедливо соотношение

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (19)$$

Следовательно

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

Граничные условия для магнитной индукции и напряженности

При наличии ограниченных магнетиков важное значение приобретают граничные условия, определяющие поведение векторов \vec{B} и \vec{H} на границах раздела магнетиков. Можно показать, что при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора \vec{B} и тангенциальная составляющая вектора \vec{H} не изменяются; тангенциальная же составляющая вектора \vec{B} и нормальная составляющая вектора \vec{H} скачкообразно изменяются — испытывают разрыв. Так как одна из составляющих вектора \vec{B} и вектора \vec{H} изменяется, то оба вектора при переходе через границы скачкообразно изменяются и по модулю и по направлению, т. е. и \vec{H} и \vec{B} зависят от среды.

Из граничных условий для \vec{B} и \vec{H} следует, что на границах магнетиков линии \vec{B} преломляются, но остаются непрерывными. Линии \vec{H} – и преломляются и испытывают разрыв (рисунок 2).

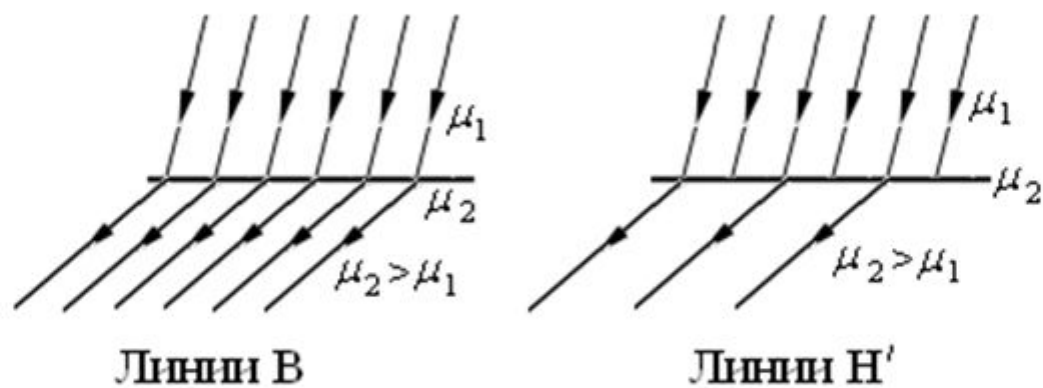


Рисунок 2

Часть линий \vec{H} либо заканчивается, либо начинается на границах магнетиков.

Классификация магнитных материалов

Все вещества по их магнетизму можно разделить на два больших класса: *магнитно–неупорядоченные* и *магнитно–упорядоченные*. К первому классу относятся *диамагнетики* и *парамагнетики*. Ко второму – *ферромагнетики*, *антиферромагнетики* и *ферримагнетики*.

Элементарные магнитные моменты магнетиков первого класса хаотично расположены в пространстве, в магнетиках второго класса моменты расположены упорядоченно.

В магнитно–упорядоченных твердых телах локализованные в узлах решетки элементарные магнитные моменты располагаются упорядоченно за счет обменного взаимодействия между электронами, носящего электростатический характер.

Классификация магнитных материалов

Если локальные моменты имеют одинаковую величину и одно и то же направление, то мы имеем дело с явлением *ферромагнетизма*. В *антиферромагнетиках* равные по величине моменты направлены противоположно и компенсируют друг друга. В *ферримагнетиках* параллельные противоположно направленные моменты имеют разную величину. Поскольку в них соседние магнитные моменты не компенсируют друг друга, то ферримагнетики так же, как и ферромагнетики, являются спонтанно намагниченными, то есть обладают макроскопической объемной намагниченностью даже в отсутствии внешнего магнитного поля.

Диамagnetики

С точки зрения макроскопической теории, диамagnetики – это вещества, имеющие отрицательную магнитную восприимчивость и меньшую единицы магнитную проницаемость:

$$\chi < 0, \quad \mu < 1$$

Диамagnetиками являются инертные газы, многие органические соединения, некоторые металлы (*Bi*, *Zn*, *Au*, *Cu*, *Ag*, *Hg*) смолы, молекулярный водород, стекло, мрамор и др.

Вектор намагниченности в диамагнетиках антипараллелен намагничивающему полю B_0 , поэтому результирующее поле в диамагнетиках B всегда слабее внешнего поля B_0 . Восприимчивость диамагнетиков не зависит от температуры и намагничивающего поля (в не очень сильных полях) и весьма мала по абсолютной величине. Так, у меди $\chi = -8,4 \cdot 10^{-7}$, у висмута $\chi = -1,7 \cdot 10^{-4}$

Вектор намагниченности диамагнетиков пропорционален намагничивающему внешнему полю \vec{B}_0 . С точки зрения микроскопической теории, диамагнетики – это вещества, молекулы которых в отсутствие внешнего магнитного поля не обладают магнитными моментами.

Основным механизмом намагничивания диамагнетиков – является *атомный диамагнетизм* (диамагнетизм связанных электронов).

Приобретение атомами магнитных моментов во внешнем магнитном поле за счет прецессии электронных орбит называется атомным диамагнетизмом, или диамагнетизмом связанных электронов. Этот эффект имеет место во всех без исключения веществах.

В металлах, полупроводниках, ионизированных газах и т.д. имеет место диамагнетизм свободных электронов. В таких веществах диамагнетизм обусловлен движением свободных электронов по винтовой траектории. За счет такого движения создается магнитный момент, направленный против поля.

Парамагнетики

Если собственный магнитный момент атомов отличен от нуля, вещество оказывается парамагнитным. Магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль \vec{B}_0 , а тепловое движение стремится разориентировать их равномерно по всем направлениям. В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация моментов вдоль поля, тем большая, чем больше \vec{B}_0 , и тем меньшая, чем выше температура.

С точки зрения макроскопической теории, парамагнетики – это вещества, для которых χ , как и у диамагнетиков, невелика, но положительна, а μ несколько больше единицы:

$$\chi > 0, \mu > 1$$

Парамагнетиками являются Na, K, Rb, Cs, Mg, Al, Mn, Pt, O, растворы солей железа и др. Восприимчивость парамагнетиков при обычных температурах лежит в пределах от 10^{-3} до 10^{-6} . Так у алюминия $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$, у платины $\chi = 3 \cdot 10^{-4}$

Ферромагнетики

Ферромагнетики – вещества, способные намагничиваться очень сильно, внутреннее поле в таких веществах может в $10^2 - 10^6$ раз превышать внешнее магнитное поле:

$$\chi > 0, \quad \mu \gg 1$$

Ферромагнетиками являются Fe, Co, Ni, Gd, сплавы и соединения этих элементов, некоторые сплавы и соединения Mn и Cr с ферромагнитными элементами и др.

Ферромагнетики, кроме способности сильно намагничиваться, обладают рядом свойств, существенно отличающих их от других магнетиков.

1. Зависимость намагниченности \vec{J} , а, следовательно, и индукции результирующего поля \vec{B} от намагничивающего внешнего поля \vec{B}_0 в ферромагнетиках *нелинейная*.

2. Намагниченность ферромагнетика определяется не только существующим внешним магнитным полем, но и предысторией намагничивания. Зависимость намагниченности ферромагнетика при данной напряженности намагничивающего поля от предшествующих состояний называется *магнитным гистерезисом*.

Магнитные характеристики ферромагнитных материалов

При насыщении все магнитные моменты атомов ориентированы вдоль поля, то величина *намагниченности насыщения* $J_{нас}$ определяется только числом электронов, находящихся на незаполненных оболочках. Если после получения основной кривой намагничивания предварительно размагниченого образца уменьшать значение магнитного поля, то значения намагниченности не будут совпадать с основной кривой (рисунок 3).

Это явление называется *магнитным гистерезисом*. Значение намагниченности (магнитной индукции), получаемое при равной нулю напряженности внешнего магнитного поля называется *остаточной намагниченностью* $J_{ост}$ (остаточной индукцией $B_{ост}$).

Классификация магнитных материалов

Значение магнитного поля, при которой индукция станет равной нулю, называется *коэрцитивной силой H_k* . При полном цикле перемагничивания кривая намагничивания приобретает вид симметричной замкнутой петли, называемой *петлей гистерезиса*. При уменьшении амплитуды изменения внешнего магнитного поля петля гистерезиса сужается, и при малой амплитуде, когда намагничивание происходит только за счет обратимого перемещения доменных стенок (стадия 1 намагничивания), петля вырождается практически в прямую линию. Площадь, ограниченная петлей гистерезиса, пропорциональна работе, затрачиваемой на перемагничивание образца за один цикл.

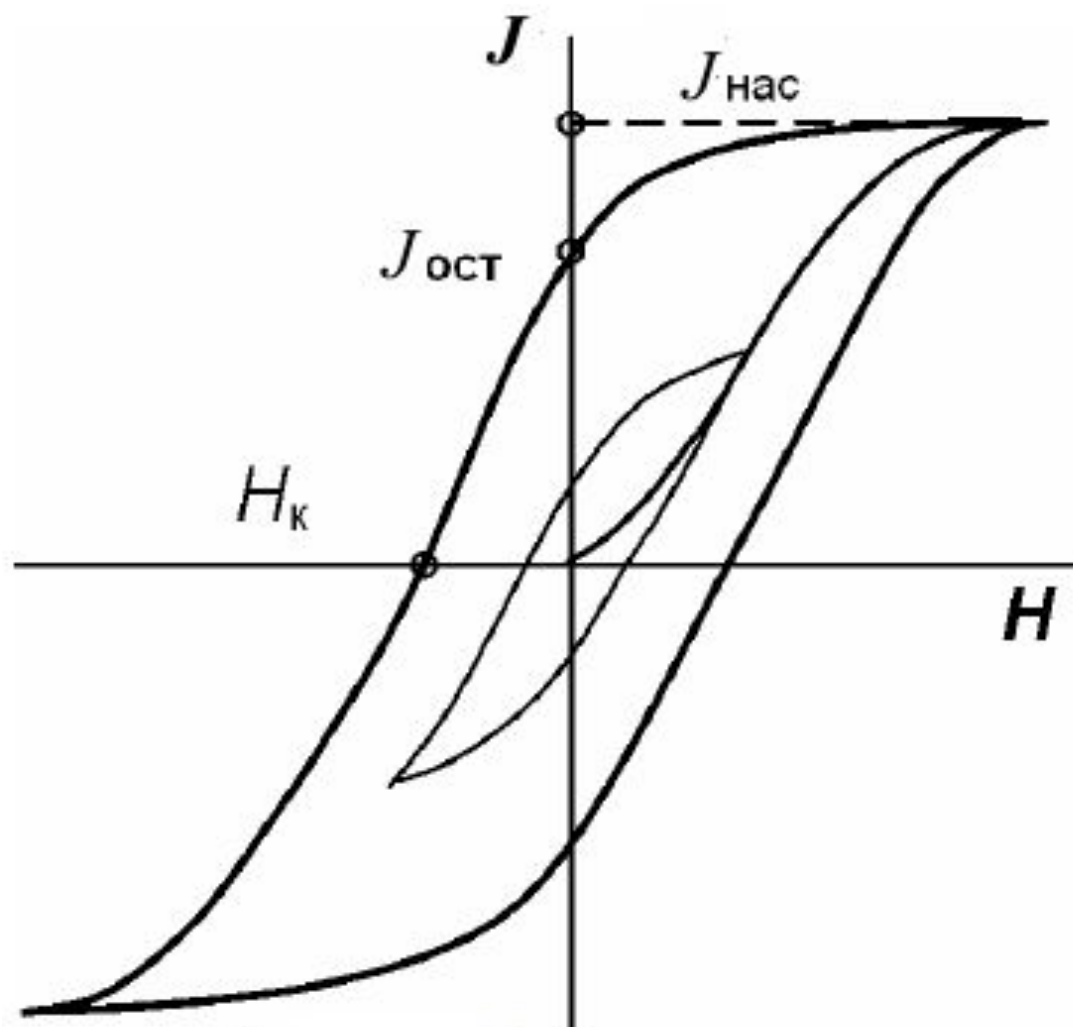


Рисунок 3 Гистерезис
намагничивания ферромагнетика

3. При некоторой температуре, называемой *точкой Кюри*, ферромагнетик утрачивает свои особые свойства. Точка Кюри для чистого железа составляет 1043 К (770 °С), для никеля 663 К (360 °С), кобальта 1422 К (1149 °С).

При температуре выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик.

Свойства ферромагнетиков можно объяснить действием между атомами так называемого *обменного взаимодействия*, благодаря которому энергетически выгодным оказывается состояние с параллельной ориентацией электронных спинов и, следовательно, спиновых магнитных моментов. Силы, ориентирующие спины электронов параллельно друг другу, немагнитные. Области ферромагнетика, в которых спины параллельны, называются *доменами*. В пределах каждого домена ферромагнетик самопроизвольно (спонтанно) намагничен до насыщения.