

параллельной полю, с частотой

$$\Delta\omega = \frac{p_m}{L_{\text{мех}}} H. \quad (46.30)$$

Частота этой так называемой «прецессии» магнитного момента, например, в случае атомного ядра в поле напряженностью $\sim 1000 \text{ Гс}$ составляет примерно $10^7 \text{ сек}^{-1} = 10 \text{ мегагерц}^*$.

Если через парамагнитное тело, помещенное в постоянное магнитное поле H , пропускать радиоволны, то при совпадении частоты волн с собственной частотой (46.30) наступит явление резонанса и произойдет интенсивное поглощение энергии падающей волны. Пропуская радиоволны с различными частотами и определяя частоту, при которой поглощение максимально, можно определить $\Delta\omega$, а следовательно, и величину «гиромагнитного» отношения $p_m/L_{\text{мех}}$ для ядер.

§ 47. Вектор намагничения

Атомы и молекулы материальных тел представляют собой сложные системы стационарно движущихся электрических зарядов. Такие движущиеся заряды, как показано в предыдущем параграфе, можно рассматривать как микроскопические «молекулярные токи», каждый из которых обладает магнитным моментом p_m и создает вокруг себя магнитное поле. Поле одиночного молекулярного тока довольно быстро уменьшается с расстоянием ($\sim p_m/r^3$) и имеет заметную величину лишь на расстояниях порядка молекулярных размеров.

Геометрическая сумма магнитных моментов отдельных молекул p_m представляет собой магнитный момент всего тела:

$$\mathbf{P}_m, v = \sum_{(V)} \mathbf{p}_{m, i}. \quad (47.1)$$

Магнитный момент единицы объема

$$\mathbf{P}_m, v = \frac{\mathbf{P}_m, v}{V} = \mathbf{J} \quad (47.2)$$

носит название вектора намагничения.

В вакууме молекулярные токи отсутствуют и вектор намагничения тождественно равен нулю

$$\mathbf{J}_{\text{вак}} = 0. \quad (47.3)$$

В отличие от вакуума любое тело, имеющее молекулярное строение (твердое, жидкое или газообразное), может быть намагничноено так, что $\mathbf{J} \neq 0$. Магнитные свойства тел в этом отношении аналогичны электрическим свойствам диэлектриков, и любое тело может быть названо магнетиком.

*) 1 мегагерц = 10^6 герц.

В отсутствие внешнего магнитного поля магнетик обычно не намагничен:

$$\mathbf{J} = 0 \text{ при } \mathbf{H} = 0. \quad (47.4)$$

В диамагнитных телах это обусловлено взаимной компенсацией орбитальных и спиновых моментов внутри каждой отдельной молекулы, так что $\mathbf{p}_m = 0$. В парамагнитных телах $\mathbf{p}_m \neq 0$, но вследствие хаотичности теплового движения магнитные моменты отдельных молекул ориентированы в самых различных направлениях. Вектор намагничения \mathbf{J} оказывается при этом равным нулю лишь в среднем для не слишком малых объемов и интервалов времени.

Создаваемые отдельными молекулярными токами магнитные поля также будут непрерывно изменяться по величине и направлению и скомпенсируют друг друга. Их суммарное макроскопическое поле \mathbf{H}' в среднем будет равно нулю в любой точке пространства. При этом микроскопические магнитные поля внутри самих молекул тела могут быть, вообще говоря, отличными от нуля.

Поместим стержень из магнетика достаточно большой длины l с площадью поперечного сечения S в однородное поле $\mathbf{H} = \text{const}$, созданное внешними макроскопическими токами. Под действием этого поля стержень намагнится и приобретет магнитный момент в расчете на единицу объема \mathbf{J} . В не слишком сильных полях, как было показано в предыдущем параграфе, зависимость \mathbf{J} от \mathbf{H} можно считать практически линейной:

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H}. \quad (47.5)$$

Для парамагнитных тел $\chi_{\text{парамаг}} > 0$, а для диамагнитных тел $\chi_{\text{диамаг}} < 0$. Значение $|\chi| \ll 1$ и для разных веществ лежит в пределах от 10^{-4} до 10^{-6} .

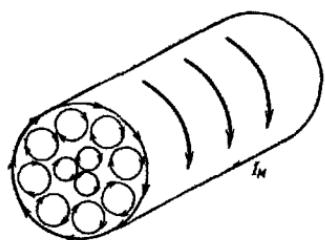


Рис. 3.82.

В однородном магнитном поле $\mathbf{H} = \text{const}$, направленном вдоль оси стержня, намагничение также будет однородным ($\mathbf{J} = \text{const}$). Магнитные моменты молекулярных токов (\mathbf{p}_m или $\Delta \mathbf{p}_m$) будут ориентированы вдоль оси стержня, а сами токи повернутся своими плоскостями перпендикулярно к этой оси, как это показано на рис. 3.82. В результате сложения магнитных полей молекулярных токов намагниченный магнетик создает дополнительное макроскопическое магнитное поле \mathbf{H} , отличное от нуля.

Для вычислений \mathbf{H} рассмотрим поперечное сечение магнетика. Поскольку $\mathbf{J} = \text{const}$, то можно считать все круговые молекулярные токи в этом сечении одинаковыми и имеющими одно и то же направление. Как видно из рис. 3.82, в местах соприкосновения отдельных молекулярных токов направления их соседних элементов

тока противоположны. Поэтому магнитные поля, создаваемые всеми элементами токов, расположенными внутри магнетика, компенсируют друг друга. В результате остается лишь магнитное поле, созданное элементами токов, расположенными на внешней поверхности стержня (отмеченными на рис. 3.82 жирными стрелками) и образуемыми некоторый результатирующий поверхностный ток I_m .

Суммарный магнитный момент всего стержня можно тогда рассматривать как момент макроскопического тока I_m площадью по перечного сечения S . Следовательно,

$$P_{mV} = \sum_V p_m = k' I_m S. \quad (47.6)$$

Разделив обе части этого равенства на объем стержня $V = Sl$, получим

$$J = \frac{P_{mV}}{V} = k' \frac{I_m S}{Sl} = k' \frac{I_m}{l} = k' I_{\text{ед}}, \quad (47.7)$$

т. е. вектор намагничения пропорционален току $I_{\text{ед}}$, обтекающему единицу длины стержня.

Такой стержень, обтекаемый сплошным током I_m , можно рассматривать как своеобразный соленоид, на единицу длины которого приходится один виток с током, равным

$$I_{\text{ед}} = \frac{I_m}{l}. \quad (47.8)$$

Магнитное поле подобного тока можно рассчитать по формуле (33.15) для соленоида, учитывая (47.7); тогда имеем

$$H' = k \cdot 4\pi I_{\text{ед}} = \frac{k}{k'} 4\pi J. \quad (47.9)$$

Линии вектора H' направлены вдоль оси стержня параллельно вектору J . Следовательно, в векторной форме

$$H' = \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J. \quad (47.10)$$

При наличии внешнего поля макроскопических токов полная напряженность среднего макроскопического поля в магнетике будет равна

$$H_{\text{полн}} = H + H'. \quad (47.11)$$

В гауссовой системе единиц, как указывалось в § 29, это полное поле представляет собой вектор магнитной индукции, т. е. $H_{\text{полн}} = B$. В системе СИ вектор B отличается от $H_{\text{полн}}$ постоянным размерным множителем μ_0 , отличным от единицы, так что

$$B = \mu_0 (H + H') = \mu_0 \left(H + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J \right). \quad (47.12)$$

Непосредственно наблюдаемой макроскопической величиной является не \mathbf{H} , а \mathbf{B} .

Поскольку \mathbf{B} характеризует полное поле, созданное всеми токами, как макроскопическими в проводниках, так и микроскопическими в магнетиках, то линии вектора магнитной индукции \mathbf{B} не имеют источников и являются замкнутыми.

Если попытаться определить \mathbf{B} , используя, например, закон Био—Савара—Лапласа, то для расчета необходимо полностью знать распределение и направление всех макроскопических и микроскопических токов. Однако величина и ориентация микроскопических токов, создающих поле \mathbf{H}' , в свою очередь зависят от поля внешних токов и свойств среды и не могут быть заданы заранее. Поэтому при расчете магнитных полей в среде, содержащей магнетики, нельзя ограничиться одним вектором \mathbf{B} , а приходится вводить и вектор \mathbf{H} . Используя (47.12), мы определим вектор напряженности магнитного поля как

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \frac{k}{k'} \cdot 4\pi \mathbf{J}. \quad (47.13)$$

Определенный таким образом вектор \mathbf{H} в пустоте (где $\mathbf{J}_{\text{вак}} = 0$), с точностью до множителя μ_0 , зависящего от выбора системы единиц, совпадает с \mathbf{B} . В магнетиках для установления зависимости между \mathbf{B} и \mathbf{H} надо знать связь между \mathbf{J} и \mathbf{H} , определяемую свойствами среды, например, по соотношению (47.5) для пара- и диамагнитных тел.

При наличии макроскопических токов I_m в однородной среде \mathbf{H} может быть вычислено по закону Био—Савара—Лапласа, а затем подставлено в выражение (47.13). Для поля \mathbf{H} справедливы теорема о циркуляции или закон полного тока (33.11).

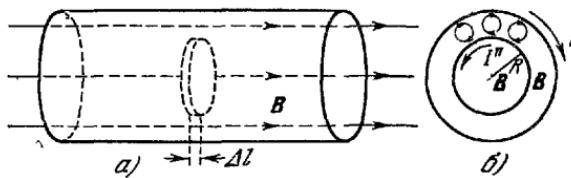


Рис. 3.83.

Для раздельного экспериментального наблюдения \mathbf{B} и \mathbf{H} (а следовательно, для определения \mathbf{J}) в магнетике, следует поступать следующим образом. Вырежем в магнетике узкую плоскую щель перпендикулярно к линиям \mathbf{B} , как это показано на рис. 3.83. Проводя те же рассуждения, как и в случае рис. 3.82, можно показать, что при таком вырезе на ободе щели как бы появится

некомпенсированный круговой ток. Обратим внимание читателя на то, что в соответствии с направлением молекулярных токов поверхностные токи снаружи магнетика и в щели имеют различное направление. Этот ток будет создавать внутри щели дополнительное поле H'' , искажающее поле B . Поскольку этот ток $I_m'' = -I_{ed}\Delta l = -\frac{J}{k'}\Delta l$ (см. рис. 3.83, а) очень мал, то в центре щели радиуса R создаваемое им поле

$$H'' = -\frac{k}{k'} \frac{2\pi J \Delta l}{R}, \quad (47.14)$$

расчитанное по (30.16), при $\Delta l \ll R$ будет пренебрежимо мало. Следовательно, на пробную рамку с током, помещенную в такую щель, будет действовать результирующее поле $B_{ш}$, практически равное B в толще магнетика.

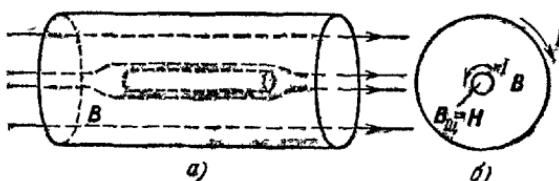


Рис. 3.84.

Вырежем теперь в магнетике длинную тонкую цилиндрическую щель параллельно линиям поля, как показано на рис. 3.84, а. Тогда в этой щели на единицу ее длины появится нескомпенсированный ток $I_m''/l = I_{ed}$, и результирующее поле в этой щели будет отличаться от полного поля в магнетике на $H'' = -\frac{k}{k'} \cdot 4\pi J$. Следовательно,

$$B_{ш} = B - \mu_0 \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J. \quad (47.15)$$

Подставляя сюда вместо B его значение из (47.12), получим

$$B_{ш} = \mu_0 \left(H + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J \right) - \mu_0 \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J = \mu_0 H. \quad (47.16)$$

В гауссовой системе в этом случае $B_{ш} = H$.

Физически этот результат совершенно прозрачен. В длинном цилиндрическом соленоиде напряженность магнитного поля определяется только плотностью тока, обтекающего соленоид, и не зависит от радиуса соленоида. В рассматриваемом случае поверхности токи на внешней поверхности магнетика и на поверхности щели в нем имеют одинаковую плотность, но разное направление. Эти поверхности токи эквивалентны токам двух соленоидов,

вложенных один в другой. Плотность токов одна и та же, значит, и напряженность поля, порождаемого ими, одна и та же по величине. Но направления токов, а значит, и полей противоположны (см. направления токов на рис. 3.84, б). Поэтому внутри меньшего «соленоида» эти поля (большего и меньшего «соленоидов») в точности компенсируют друг друга. В этом случае внутри щели может наблюдаться только поле, вызванное внешними по отношению к магнетику источниками.

Следовательно, на пробную рамку с током, помещенную в такую длинную цилиндрическую щель, будет действовать лишь поле H , созданное внешними источниками магнитного поля (макроскопическими токами, другими магнитами и т. д.).

Для пара- и диамагнитных тел в не слишком сильных полях $H' \ll H$, и связь между J и H практически описывается линейным соотношением (47.5). Из (47.12) и (47.5) тогда следует, что

$$B = \mu_0 \left(H + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi J \right) = \mu_0 \left(H + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi \chi H \right) = \mu_0 \left(1 + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi \chi \right) H. \quad (47.17)$$

Сопоставляя (47.17) с (29.10), мы видим, что величина

$$1 + \frac{k}{k'} \cdot 4\pi \chi = \mu \quad (47.18)$$

является магнитной проницаемостью данного вещества. Она показывает, во сколько раз магнитная индукция в среде возрастает,

а для диамагнитных тел — уменьшается по сравнению с магнитной индукцией, создаваемой теми же макроскопическими точками в пустоте.

Для парамагнитных тел

$$\chi > 0 \text{ и } \underline{\mu_{\text{парамагн}}} > 1, \quad (47.19)$$

для диамагнитных тел

$$\underline{\chi} < 0 \text{ и } \underline{\mu_{\text{диамагн}}} < 1. \quad (47.20)$$

В гауссовой системе единиц

$$k' = k = \frac{1}{c} \text{ и } \mu = 1 + \frac{4\pi}{c} \chi; \quad (47.18a)$$

в системе СИ

$$k' = 1, \quad k = \frac{1}{4\pi} \text{ и } \mu = 1 + \chi. \quad (47.18b)$$

Отсюда видно, что значение магнитной восприимчивости в системе СИ благодаря

«рационализации» записи, вводимое в формулы для определения магнитного поля токов H , оказывается в 4π раз больше, чем в системе СГС:

$$\underline{\chi_{\text{СИ}}} = 4\pi \underline{\chi_{\text{СГС}}}. \quad (47.21)$$

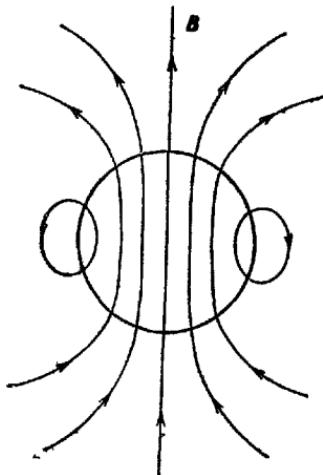


Рис. 3.85.

Из (47.17) и (47.18) вытекает связь между напряженностью магнитного поля \mathbf{H} и вектором магнитной индукции \mathbf{B} в среде:

$$\underline{\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} = \mu_a \mathbf{H}}, \quad (47.22)$$

которую мы обосновали в § 29.

В заключение следует отметить, что соотношение (47.10), которое определяет поле \mathbf{H}' , создаваемое самим магнетиком, строго справедливо лишь в случае бесконечно длинного стержня. Если намагниченное тело имеет конечные размеры, то зависимость \mathbf{H}' от \mathbf{J} имеет более сложный характер и линии \mathbf{H}' выходят из магнетика наружу в вакуум, как это примерно изображено на рис. 3.85 для однородного намагниченного шара. В этом случае определение вспомогательного расчетного вектора \mathbf{H} по формуле (47.13) является чисто формальной операцией, \mathbf{H} уже будет зависеть не только от внешних макроскопических токов, но и от намагничения магнетиков.

§ 48. Ферромагнетизм

Особняком от рассмотренных случаев стоит очень важная для техники группа ферромагнитных тел. Свое название они получили от латинского наименования основного представителя этих тел — железа (*ferrum*). К ферромагнитным веществам, кроме железа, относятся кобальт, никель, гадолиний, некоторые сплавы и химические соединения.

Ферромагнитные тела сильно намагничиваются уже в сравнительно слабых полях. Как показали опыты Э. Х. Ленца и Б. С. Якоби, произведенные еще в 1839 г., в таких полях $H' \gg H$, но можно, как и для парамагнетиков, считать, что $J \sim H$ и $B \sim H$. Однако коэффициенты пропорциональности χ и μ у ферромагнетиков имеют очень большие значения и достигают десятков тысяч.

Бурное развитие электротехники во второй половине XIX века позволило получать большие токи и создавать сильные магнитные поля. Широкое применение железных сердечников для концентрации магнитных полей поставило перед физиками задачу детального исследования намагничения железа в зависимости от внешнего магнитного поля. Эта задача была решена в 1872 г. А. Г. Столетовым.

Для измерения H и B он использовал замкнутое железное кольцо прямоугольного поперечного сечения S с длиной по осевой линии l . Первичная обмотка этого сердечника, состоявшая из w_1 витков, замыкалась на батарею, и через нее проходил постоянный ток I . При этом внутри сердечника, на который был намотан этот соленоид, возникало магнитное поле, напряженность которого согласно (33.15) равнялась

$$H = k \frac{4\pi l w_1}{l}. \quad (48.1)$$