

ГЛАВА X

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

§ 46. Природа магнитных свойств тел. Диамagnetизм и парамагнетизм

В предыдущих главах мы чисто формально описывали магнитные свойства различных тел введением магнитной проницаемости μ , поскольку до рассмотрения законов электромагнитной индукции нельзя было детальнее разобраться в механизме этих явлений.

Магнитные свойства тел обусловлены магнитными свойствами составляющих их частиц и в конечном счете движением электрических зарядов в атомах и молекулах. Разберем простейший случай

одного электрона с массой m и зарядом e , движущегося с постоянной скоростью v по круговой орбите радиуса r вокруг неподвижного положительного ядра (рис. 3.78).

Вследствие огромной скорости вращения электрона по орбите, $\sim 10^{15}$ об/сек *), можно считать, что весь его заряд и масса равномерно распределены по орбите, т. е. можно заменить электрон «кольцом» радиуса r с моментом инерции $J = mr^2$, равномерно вращающимся вокруг своей оси с постоянной угловой скоростью $\omega = v/r$.

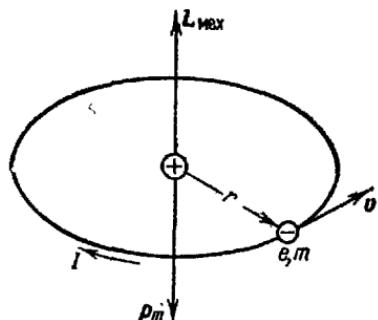


Рис. 3.78.

Такое вращающееся «кольцо» обладает механическим моментом количества движения (см. т. I, гл. III)

$$L_{\text{мех}} = J\omega = mr^2 \frac{v}{r} = mv r. \quad (46.1)$$

*) Эта, допустимая в нашем случае классическая картина не точна. В действительности движение электрона в атоме отнюдь не похоже на вращение твердого шарика (см. т. III, ч. II). Рассматриваемая далее картина — заряд и масса электрона «размазанные» по орбите — по существу ближе к истинной картине движения электрона.

Вектор $L_{\text{мех}}$ направлен по оси вращения по правилу правого винта (рис. 3.78).

Поскольку вращающееся «кольцо» заряжено, оно представляет собой замкнутый круговой ток. Один оборот «кольца» совершает за время

$$\tau = \frac{2\pi r}{v}. \quad (46.2)$$

За это время через любое сечение «кольца» проходит весь заряд e . Следовательно, ток

$$I_{\text{СГС}} = \frac{e}{\tau} = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (46.3)$$

Так как электрон обладает отрицательным зарядом ($e < 0$), этот ток направлен против вращения электрона. Магнитный момент контура с током, выраженный в гауссовых единицах ($\text{гс} \cdot \text{см}^3$), равен

$$p_m = \frac{1}{c} IS = \frac{e}{c} \frac{v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2c} = \frac{er^2}{2c} \omega \quad (46.4)$$

и перпендикулярен к плоскости орбиты. Из рис. 3.78 видно, что p_m для электрона ($e < 0$) направлен противоположно вектору $L_{\text{мех}}$.

Для разных орбит в атоме v и r различны; различны, следовательно, p_m и $L_{\text{мех}}$. Однако отношение магнитного и механического орбитальных моментов электрона оказывается строго постоянным и равным

$$\frac{p_m}{L_{\text{мех}}} = \frac{evr}{2cmvr} = \frac{e}{2mc}. \quad (46.5)$$

Отношение (46.5) является отрицательным ($e < 0$). Это связано с противоположным направлением $L_{\text{мех}}$ и p_m для электрона.

Как мы увидим далее, в томе III, электроны в атомах могут двигаться лишь по определенным стационарным орбитам, на которых момент их количества движения равен

$$L_{\text{мех}, n} = n \frac{\hbar}{2\pi}, \quad (46.6)$$

где n — целое число, а $\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34}$ эрг·сек (постоянная Планка). Следовательно, магнитный момент электрона в атоме может быть лишь целым кратным элементарного магнитного момента, равного

$$p_m = \frac{e}{2mc} \frac{\hbar}{2\pi} = \frac{4,82 \cdot 10^{-10} \cdot 6,62 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 9,10 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 2\pi} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ гс} \cdot \text{см}^3. \quad (46.7)$$

В соответствии с (30.18) напряженность магнитного поля на оси орбиты равна

$$H_{\text{осн}} = \frac{2p_m}{r^3} \quad (46.8)$$

и при радиусе орбиты порядка $0,5 \cdot 10^{-8}$ см (атом водорода) в центре орбиты достигает примерно 160 000 гс, но очень быстро убывает с расстоянием.

Чтобы выяснить, как изменяется вращение электрона по орбите и его магнитный момент во внешнем магнитном поле, произведем следующий элементарный расчет. Представим себе, что заряженное вращающееся «кольцо» помещено в однородное магнитное поле, перпендикулярное к его плоскости, и будем постепенно увеличивать напряженность этого поля с некоторой

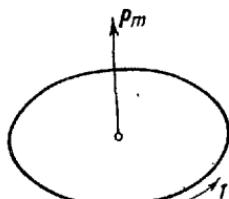


Рис. 3.79.

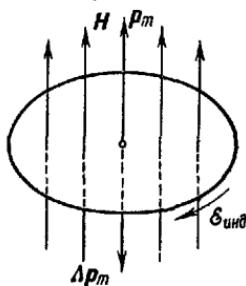


Рис. 3.80.

скоростью dH/dt от $H=0$ до окончательного значения H . Первичное направление вращения и знак заряда для дальнейшего вывода несущественны.

При изменении магнитного поля, пронизывающего «кольцо», как показано на рис. 3.79 и 3.80, в контуре возникает э. д. с. индукции $\delta_{инд}$, которая будет ускорять положительные заряды в направлении, показанном стрелкой, и, по правилу Ленца, будет создавать дополнительный магнитный момент Δp_m , направленный против внешнего магнитного поля H независимо от величины и направления собственного магнитного момента электрона на орбите.

Если обозначить напряженность индуцированного электрического поля через E и выразить ее в единицах СГС, то

$$\delta_{инд} = E \cdot 2\pi r = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\pi r^2}{c} \frac{dH}{dt} \quad (46.9)$$

Разобьем мысленно «кольцо» на элементы de . На каждый из этих элементов будет действовать сила $E de$ и вращающий момент $E r de$, а на весь заряд e — суммарный вращающий момент

$M_{вр} = eEr = -\frac{e}{c} \frac{r^2}{2} \frac{dH}{dt}.$

(46.10)

По второму закону Ньютона для вращательного движения этот момент внешних сил равен произведению момента инерции обруча

$J = mr^2$ на угловое ускорение $d\omega/dt$, т. е.

$$-\frac{e}{c} \frac{r^2}{2} \frac{dH}{dt} = mr^2 \frac{d\omega}{dt}. \quad (46.11)$$

Отсюда

$$d\omega = -\frac{e}{2mc} dH, \quad (46.12)$$

и после интегрирования мы найдем изменение частоты вращения заряда на орбите при внесении его во внешнее магнитное поле H :

$$\Delta\omega = -\frac{e}{2mc} H. \quad (46.13)$$

Знак минус показывает, что дополнительный магнитный момент Δp_m во внешнем магнитном поле H направлен против этого поля. Его величина Δp_m определяется из (46.4):

$$\Delta p_m = \frac{er^2}{2c} \Delta\omega = -\frac{e^2 r^2}{4mc^2} H \quad (46.14)$$

и в векторной форме

$$\Delta \mathbf{p}_m = -\frac{e^2 r^2}{4mc^2} \mathbf{H}. \quad (46.15)$$

В соотношение (46.15) входит величина e^2 , которая всегда положительна. Поэтому антипараллельность $\Delta \mathbf{p}_m$ и \mathbf{H} не зависит от знака e вращающегося заряда. Это свойство атомных электронов при внесении во внешнее магнитное поле создавать дополнительный магнитный момент, направленный против поля, носит название дiamагнетизма.

В атоме обычно имеется несколько электронов, движущихся по разным орбитам с различными магнитными моментами $p_{m,i}$. Как уже упоминалось, электрон обладает, кроме орбитального, механического и магнитного моментов, еще собственными (спиновыми) магнитным и механическим моментами, словно электрон представляет собой шарик с распределенным по объему зарядом и массой, вращающийся вокруг собственной оси («spin» по-английски значит «веретено»). Теоретический анализ и экспериментальные измерения показали, что спиновый механический момент электрона вдвое меньше его минимального ($n=1$) орбитального момента и равен $\frac{1}{2} \frac{\hbar}{2\pi}$, а спиновый магнитный момент равен минимальному орбитальному $\frac{e\hbar}{4\pi mc}$. Поэтому их отношение

$$\frac{p_{m,\text{спин}}}{L_{\text{мех, спин}}} = \frac{e}{mc} \quad (46.16)$$

вдвое больше, чем отношение (46.5) для орбитальных моментов

Полный магнитный момент атома или молекулы равен геометрической сумме орбитальных и спиновых моментов всех электронов:

$$\mathbf{P}_m, \text{ат} = \sum_i \mathbf{p}_{m,i} \quad (46.17)$$

и также может быть в отсутствие поля H лишь кратным элементарного магнитного момента $e\hbar/4\pi mc$ или нулем.

Если полный магнитный момент каждого атома в отсутствие поля равен нулю:

$$\mathbf{p}_{m, \text{ат}} = 0, \quad (46.18)$$

то вещество, состоящее из таких атомов, называется диамагнитным.

При внесении диамагнитного атома в магнитное поле H произойдет следующее. Орбитальный магнитный момент каждого электрона, как бы этот электрон ни двигался, приобретет согласно (46.15) отрицательную по величине добавку. Следовательно, суммарный магнитный момент атома станет отрицательным. Все вещество в целом приобретает в поле магнитный момент, всегда направленный против поля. Диамагнитными веществами являются, например, висмут, ртуть, фосфор, сера, золото, серебро, медь, гелий, вода и подавляющее большинство органических соединений.

Согласно (46.15) и (46.17) дополнительный магнитный момент атома диамагнетика в магнитном поле H равен

$$\Delta \mathbf{p}_{m, \text{ат}} = - \sum_i \frac{e^2 r_i^2}{4mc^2} \mathbf{H}. \quad (46.19)$$

Обозначая через N число атомов (или молекул) в единице объема вещества, мы находим, что суммарный магнитный момент единицы объема вещества

$$\mathbf{P}_m = N \Delta \mathbf{p}_{m, \text{ат}} = - \frac{Ne^2}{4mc^2} \sum_i r_i^2 \mathbf{H} = \chi \mathbf{H} \quad (46.20)$$

прямо пропорционален напряженности магнитного поля. Коэффициент пропорциональности χ , который в данном случае отрицателен, равен

$$\chi_{\text{днамагн}} = - \frac{Ne^2}{4mc^2} \sum_i r_i^2 \quad x < 0 \quad (46.21)$$

и носит название магнитной восприимчивости. Если известно строение атома и радиусы r_i всех его электронных орбит, то величина χ для данного вещества может быть рассчитана теоретически. В случае газов концентрация частиц N , а следовательно,

и магнитная восприимчивость χ прямо пропорциональны давлению газа. В вакууме $N=0$ и

$$\chi_{\text{вак}} = 0. \quad (46.22)$$

У парамагнитных тел (щелочные, щелочноземельные металлы, кислород и другие) магнитный момент каждого отдельного атома отличен от нуля:

$$p_{m, \text{ат}} \neq 0. \quad (46.23)$$

В отсутствие внешнего поля магнитные моменты отдельных атомов расположены хаотически, так что магнитный момент единицы объема в среднем равен нулю и тело в целом не намагничено. При включении внешнего магнитного поля H на магнитные моменты отдельных атомов p_m будет действовать крутящий момент (29.6), стремящийся повернуть их и установить по направлению магнитного поля. В противоположность этому хаотическое тепловое движение будет стремиться дезориентировать моменты p_m . В результате установится динамическое равновесие, при котором в теле окажется в среднем больше атомарных магнитиков, направленных по полю, чем против поля.

Проекция магнитного момента атома на направление поля

$$p_{mH} = p_m \cos \theta \quad (46.24)$$

у разных атомов в данный момент будет различной, а у каждого отдельного атома непрерывно меняться. При наличии магнитного поля среднее значение $\cos \theta$ вследствие частичной ориентации уже не будет равно нулю. Как показал П. Ланжевен, величина $\cos \theta$ зависит от отношения потенциальной энергии атомарных магнитиков $p_m H$ в поле к кинетической энергии хаотического теплового движения kT и в не слишком сильных полях равна

$$\cos \theta = \frac{1}{3} \frac{p_m H}{kT}. \quad (46.25)$$

Таким образом, магнитный момент единицы объема парамагнитного тела

$$P_m = N p_m \cos \theta = \frac{N p_m^2}{3kT} H \quad (46.26)$$

оказывается прямо пропорциональным напряженности поля H и обратно пропорциональным абсолютной температуре T . Этот момент направлен по полю; в векторной форме

$$\mathbf{P}_m = \chi \mathbf{H}. \quad (46.27)$$

Магнитная восприимчивость χ в данном случае положительна:

$$\chi_{\text{парамаг}} = \frac{Np_m^2}{3kT}. \quad (46.28)$$

Конечно, и в парамагнитных телах тоже происходит деформация электронных орбит и появляется диамагнетизм. Однако он перекрывается эффектом ориентации магнитных моментов атомов по полю, и суммарная магнитная восприимчивость оказывается положительной.

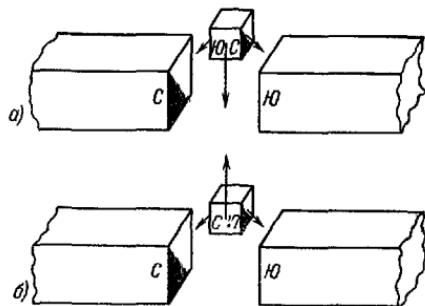


Рис. 3.81.

Если расположить кусок парамагнитного вещества между полюсами магнита, то он намагнитится по полю, и возникший на одном его конце северный полюс окажется возле южного полюса магнита и наоборот, как показано на рис. 3.81, а. Поскольку разноименные полюсы магнитов притягиваются, то парамагнитные

тела будут втягиваться в магнитное поле. Из аналогичного рис. 3.81, б видно, что диамагнитные тела, намагничиваясь против поля, будут выталкиваться из магнитного поля.

Коротко о магнитных моментах атомных ядер. Эти моменты по порядку величины равны

$$p_{m, \text{яд}} \approx \frac{e}{2M_p c} \frac{\hbar}{2\pi} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эс} \cdot \text{см}^3. \quad (46.29)$$

Это выражение отличается от $p_{m, \text{вл}}$ тем, что в знаменателе его вместо массы электрона m стоит масса протона M_p , которая в 1836 раз больше. Поэтому собственный магнитный момент протона примерно в 2000 раз меньше собственного магнитного момента электрона. В ядрах магнитные моменты отдельных ядерных частиц могут взаимно компенсироваться, частично или даже полностью, как это имеет место для симметричных ядер, таких, как основные изотопы гелия, кислорода и др. Вследствие своей очень малой абсолютной величины магнитные моменты ядер практически не сказываются на магнитных свойствах тел, но их измерение представляет большой интерес для изучения строения атомного ядра.

Для тонких измерений магнитных моментов используют открытое в 1944 г. Е. К. Завойским явление «парамагнитного резонанса». Из (46.5) и (46.13) следует, что вращающийся электрический заряд при внесении в постоянное магнитное поле напряженностью H получает добавочное вращательное движение вокруг оси,

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 ~ 1000 Гс составляет примерно 10^7 сек $^{-1}$ = 10 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 намагнечено 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.