равен нулю. Во внешнем магнитном поле энергетическая эквивалентность обоих направлений спиновых магнитных моментов электронов нарушается. Электрон, спиновый магнитный момент которого параллелен внешнему магнитному полю, обладает меньшей энергией, чем электрон с противоположно направленным спиновым магнитным моментом. Таким образом, первый электрон находится в энергетически более выгодном (устойчивом) состоянии, чем второй. Здесь имеется известная аналогия с двумя ориентациями плоского контура тока в магнитном поле, соответствующими параллельности векторов $\mathbf{p}_m$ и **B** и их антипараллельности (см. § 17.1).

В зоне проводимости не все энергетические уровни заполнены электронами. Поэтому в результате действия на металл внешнего магнитного поля должен происходить «поворот» антипараллельных полю спиновых магнитных моментов у тех электронов, которые оказались на энергетических уровнях, более высоких, чем свободные уровни, соответствующие электронам, спиновые магнитные моменты которых параллельны полю. Это явление называется **парамагнетизмом электронного газа в металлах.** Таким образом, минимуму свободной энергии металла во внешнем магнитном поле соответствует намагниченное состояние. Интенсивность намагничивания пропорциональна разности концентраций электронов, спиновые магнитные моменты которых ориентированы параллельно и антипараллельно полю.

§ 20.5. Магнитное поле в веществе

1. При изучении магнитного поля в веществе (магнетике) различают два типа токов — макротоки и микротоки. Под **макротоками** понимают электрические токи проводимости, а также конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел. **Микротоками** или **молекулярными токами** называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, ионах и молекулах.

В веществе на магнитное поле макротоков (его часто называют внешним) накладывается дополнительное магнитное поле микротоков (его соответственно называют внутренним). Вектор магнитной индукции **B** характеризует результирующее магнитное поле в веществе, т. е. он равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего ($\mathbf{B}_0$) и внутреннего ($\mathbf{B}_{внутр}$) полей:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{внутр}. \qquad (20.23)$$

Из сказанного ясно, что вектор **B** должен зависеть от магнитных свойств магнетика. Магнитное поле микротоков возникает в результате намагничивания магнетика при его помещении во внешнее магнитное поле. Поэтому первичным источником магнитного поля в веществе являются макротоки.

2. Закон полного тока (16.8) для магнитного поля в вакууме легко обобщить на магнитное поле в веществе. В вакууме поле создают только макротоки, а в веществе — макротоки и микротоки. Следовательно, для поля в веществе

$$\oint_L \mathbf{B}d\mathbf{l} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}), \qquad (20.24)$$

где $I_{\text{макро}}$ и $I_{\text{микро}}$ — алгебраические суммы соответственно макро- и микротоков, охватываемых замкнутым контуром L, т. е. результирующие макро- и микротоки сквозь поверхность, натянутую на контур L.

Величину $I_{\text{микро}}$ можно подсчитать, основываясь на предположении, что молекула с магнитным моментом $\mathbf{P}_m$ эквивалентна замкнутому «витку» молекулярного тока

$$I_{\text{мол}} = P_m / S_{\text{мол}},$$

где $S_{\text{мол}}$ — площадь «витка» (рис. 20.9). В случае парамагнитной среды $\mathbf{P}_m$ — собственный магнитный момент молекулы, а в случае диа-

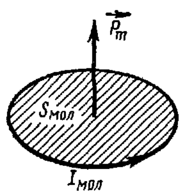

Рис. 20.9

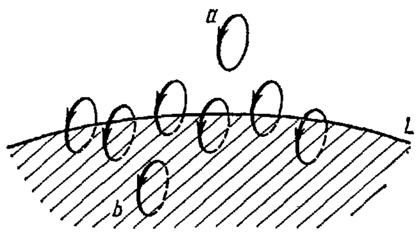

Рис. 20.10

магнитной среды — наведенный магнитный момент $\Delta\mathbf{P}_m$. Вклад в $I_{\text{микро}}$ дают только те молекулярные токи, «витки» которых «нанизаны» на рассматриваемый контур L, как бусы на нитку (рис. 20.10). В самом деле, молекулярные токи, не удовлетворяющие этому условию, либо вообще не пересекают поверхность, натянутую на контур L и заштрихованную на рис. 20.10 («виток» a), либо пересекают ее дважды («виток» b) во взаимно противоположных направлениях.

3. Для нахождения величины $I_{\text{микро}}$ рассмотрим магнитное поле в диамагнитном веществе. Во внешнем магнитном поле молекулы этого вещества имеют наведенные магнитные моменты $\Delta\mathbf{P}_m$, направленные строго упорядоченно — в сторону, противоположную вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$. Обозначим через α угол между вектором $d\mathbf{l}$ малого элемента dl замкнутого контура L и вектором $\Delta\mathbf{P}_m$. На элемент dl контура «нанизаны» молекулярные токи всех dn молекул, находящихся в объеме косого цилиндра (рис. 20.11) с образующей dl и основанием, равным $S_{\text{мол}}$, нормаль к которому составляет угол α с образующей цилиндра:

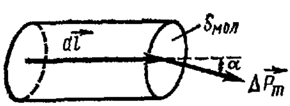

Рис. 20.11

$$dn = n_0 S_{\text{мол}}\, dl \cos\alpha,$$

где n_0 — концентрация молекул

Таким образом, малому элементу dl контура L соответствует охватываемый этим контуром микроток, равный

$$dI_{\text{микро}} = I_{\text{мол}}\, n_0\, S_{\text{мол}}\, dl \cos\alpha = n_0\, \Delta P_m\, dl \cos\alpha,$$

или на основании (20.14)

$$dI_{\text{микро}} = J\, dl \cos\alpha = \mathbf{J}\, d\mathbf{l},$$

где $\mathbf{J}$ — вектор намагниченности. Интегрируя это выражение по всему замкнутому контуру L, находим

$$I_{\text{микро}} = \oint_L \mathbf{J}\, d\mathbf{l}. \tag{20.25}$$

Для парамагнитной среды расчет $I_{\text{микро}}$ более сложен, так как из-за теплового движения магнитные моменты молекул ориентированы по-разному. Однако можно доказать, что и в этом случае для $I_{\text{микро}}$ справедливо выражение (20.25).

Итак, *сумма микротоков, охватываемых замкнутым контуром, равна циркуляции вдоль этого контура вектора намагниченности.*

4. Разделим обе части уравнения (20.24) на μ_0 и подставим в него значение $I_{\text{микро}}$ в форме (20.25):

$$\oint_L \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}\, d\mathbf{l} = I_{\text{макро}} + \oint_L \mathbf{J}\, d\mathbf{l}.$$

После несложных преобразований получим

$$\oint_L \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J}\right) d\mathbf{l} = I_{\text{макро}}. \tag{20.26}$$

Вектор

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \tag{20.27}$$

называют **напряженностью магнитного поля.** Поэтому (20.26) можно переписать в виде

$$\oint_L \mathbf{H}\, d\mathbf{l} = I_{\text{макро}}. \tag{20.28}$$

Это уравнение является обобщением на магнитное поле в веществе соотношения (16.9), полученного выше для магнитного поля в вакууме. Оно выражает **закон полного тока** для магнитного поля в любой среде: *циркуляция вектора напряженности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура равна результирующему макротоку сквозь поверхность, натянутую на этот контур.*

5. В случае изотропной среды связь между векторами магнитной индукции и намагниченности имеет вид [см. (20.16) и (20.18)]

$$\mathbf{J} = \chi' \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}.$$

Поэтому из (20.27) следует, что напряженность и магнитная индукция поля в изотропной среде связаны соотношением

$$\mathbf{H} = (1 - \chi')\frac{\mathbf{B}}{\mu_0},$$

или на основании (20.15′)

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu\mu_0}, \qquad (20.27')$$

где

$$\mu = 1 + \chi \qquad (20\ 29)$$

— **относительная магнитная проницаемость среды,** а χ — магнитная восприимчивость среды.

Для диамагнитных веществ $\chi < 0$ и $\mu < 1$. Для парамагинтных веществ $\chi > 0$ и $\mu > 1$. Относительная магнитная проницаемость этих веществ не зависит от напряженности магнитного поля, в котором они находятся.

Из данных для χ, которые были приведены ранее, следует, что μ пара- и диамагнитных веществ незначительно отличается от единицы ($\mu \approx 1$). Это связано с тем, что внутренние магнитные поля в таких веществах намного слабее тех внешних полей, которые вызывают намагиичивание вещества.

Объемная плотность энергии магнитного поля в н е ф е р р о м а г н и т н о й среде с относительной магнитной проницаемостью μ по формуле (19.54′) равна

$$w_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{BH}{2}.$$

В § 7.2 было показано, что энергия электрического поля в диэлектрике равна сумме энергии электрического поля в вакууме и энергии поляризованного диэлектрика. Аналогично этому. энергия магнитного поля слагается из энергии поля в вакууме ($\mu = 1$) и энергии намагниченной среды (магнетика). Поэтому

$$w_m = w_{m\,(\text{вак})} + w_{m\,(\text{магн})}.$$

Объемная плотность энергии поля в вакууме

$$w_{m\,(\text{вак})} = \mu_0 H^2/2.$$

Объемная плотность энергии намагниченной среды

$$w_{m\,(\text{магн})} = w_m - w_{m\,(\text{вак})} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} - \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{(\mu - 1)\mu_0 H^2}{2}. \qquad (20\ 30)$$

Формула (20.30) по своему виду аналогична соответствующей формуле (7.9) для энергии поляризованного диэлектрика.