

Здесь  $m_j$  — магнитное квантовое число;  $g$  — фактор расщепления Ланде, называемый также  $g$ -фактором. Для чисто спинового магнетизма  $g=2$ , для чисто орбитального  $g=1$ . У всех атомов и ионов, имеющих полностью заполненные электронные оболочки, результирующие спиновые и орбитальные магнитные моменты равны нулю. Вследствие этого равен нулю и полный магнитный момент. Атомы и ионы, обладающие недостоверными внутренними оболочками (переходные и редкоземельные элементы), а также содержащие нечетное число электронов в валентной оболочке, имеют отличный от нуля результирующий магнитный момент. Не равным нулю моментом обладает также атом кислорода, у которого имеется четное число электронов, но спиновые моменты двух из них не скомпенсированы.

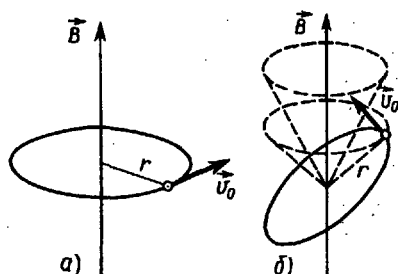
## 10.2. ПРИРОДА ДИАМАГНЕТИЗМА

При классификации магнетиков мы отнесли к диамагнетикам вещества, в которых намагниченность  $\vec{J}$  направлена против магнитного поля  $\vec{H}$  и связана с  $\vec{H}$  линейной зависимостью, а величина  $\chi$  — постоянная, не зависящая от поля. Поскольку  $\chi$  отрицательна, индукция  $\vec{B}$  в диамагнитном материале меньше, чем в вакууме. Всем перечисленным условиям удовлетворяют вещества, атомы и молекулы которых не имеют собственных магнитных моментов. Намагниченность в них индуцируется внешним магнитным полем.

Физическая природа диамагнетизма может быть понята на основе классической модели атома, в которой считается, что электроны движутся вокруг ядра по замкнутым орбитам. Каждая электронная орбита аналогична витку с током. Поведение витка с током в магнитном поле хорошо известно из теории электромагнетизма. Согласно закону Ленца, при изменении магнитного потока, пронизывающего контур с током, в контуре возникает э. д. с. индукции, в результате чего изменяется ток. Это приводит к появлению дополнительного магнитного момента, направленного так, чтобы противодействовать внешнему магнитному полю. Другими словами, индуцированный магнитный момент направлен против поля. В контуре, образуемом движущимся по орбите электроном, в отличие от обычного витка с током, сопротивление равно нулю. Вследствие этого индуцированный магнитным полем ток сохраняется до тех пор, пока существует поле. Магнитный момент, связанный с этим током, и есть диамагнитный момент.

Для вычисления диамагнитной восприимчивости рассмотрим круговую электронную орбиту радиуса  $r$  (рис. 10.3, а).

Рис. 10.3. Круговая электронная орбита в магнитном поле



Обозначим  $\omega_0$  угловую скорость движения электрона. Орбитальный магнитный момент (по аналогии с витком с током  $i$ )

$$M = i S = - \frac{e \omega_0}{2 \pi} S. \quad (10.7)$$

Здесь  $i$  — ток в контуре;  $S$  — площадь орбиты. Из вышеизложенного следует, что при наложении магнитного поля угловая скорость изменится на  $\Delta \omega$ , что и приведет к появлению диамагнитного момента:

$$\Delta M = - \frac{e S}{2 \pi} \Delta \omega. \quad (10.8)$$

Если мы определим  $\Delta \omega$ , то тем самым найдем индуцированный магнитный момент.

В отсутствие магнитного поля на электрон действует направленная по радиусу сила  $F_0 = m \omega_0^2 r$ , где  $m$  — масса электрона. Внесем электронную орбиту в магнитное поле так, чтобы вектор  $\vec{B}$  был перпендикулярен плоскости орбиты. При этом на электрон начинает действовать добавочная сила Лоренца —  $F_L = e v_0 B$ , также направленная по радиусу. (Здесь  $v_0$  — линейная скорость движения электрона;  $B$  — индукция поля). Результирующая центростремительная сила  $F = m \omega_1^2 r$  представляет собой сумму  $F_0 + F_L$ , или  $m \omega_1^2 r = m \omega_0^2 r + e v_0 B$ . Перепишем это соотношение в виде

$$m (\omega_1^2 - \omega_0^2) r = m r (\omega_1 - \omega_0) (\omega_1 + \omega_0) = e v_0 B.$$

Ясно, что угловая скорость  $\omega_1$  не может сильно отличаться от  $\omega_0$ . Таким образом,

$$m r (\omega_1 - \omega_0) (\omega_1 + \omega_0) \approx m r \Delta \omega 2 \omega_0 = e v_0 B = e \omega_0 r B.$$

Отсюда

$$\Delta \omega = \frac{e B}{2 m}. \quad (10.9)$$

Видно, что магнитное поле приводит к изменению угловой скорости движения электрона по орбите, пропорциональному индукции поля. Поскольку в выражение (10.9) не входят радиус орбиты и скорость вращения электрона,  $\Delta \omega$  для любой

орбиты одинаковы. Если орбита наклонена к полю (рис. 10.3, б), т. е. угол между вектором  $\vec{B}$  и плоскостью орбиты не равен  $90^\circ$ , то под действием поля орбита прецессирует. Нормаль к плоскости орбиты описывает конус относительно направления  $\vec{B}$  с частотой  $\Delta\omega$ . Величина  $\Delta\omega$  получила название *частоты Лармора*.

Из рис. 10.3, б видно, что в результате прецессии орбиты электрон совершает дополнительное круговое движение вокруг направления поля. Это и приводит к возникновению магнитного момента, который легко вычислить, комбинируя (10.8) и (10.9):

$$\Delta M = -\frac{e^2 S}{4\pi m} B. \quad (10.10)$$

Магнитный момент  $\Delta M_a$  многоэлектронного атома складывается из моментов отдельных электронных орбит. Если в атоме имеется  $Z$  электронов, то

$$\Delta M_a = -\frac{Z e^2 \pi \langle a^2 \rangle}{4\pi m} B = -\frac{Z e^2 \langle a^2 \rangle}{4m} B. \quad (10.11)$$

Здесь  $\langle a^2 \rangle$  — средний квадрат расстояния электронов от оси, проходящей через ядро параллельно полю. Для сферически

симметричного атома  $\langle a^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$ . Поэтому

$$M_a = -\frac{Z e^2 \langle r^2 \rangle}{6m} B.$$

Если в единичном объеме вещества содержится  $N$  атомов, то намагниченность

$$J = N \Delta M_a = -\frac{N Z e^2 \langle r^2 \rangle}{6m} B. \quad (10.12)$$

Отсюда получаем выражение для диамагнитной восприимчивости (для единичного объема)

$$\chi = \frac{\mu_0 J}{B} = -\frac{N \mu_0 Z e^2 \langle r^2 \rangle}{6m}. \quad (10.13)$$

Из (10.13) следует, что диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры и возрастает пропорционально порядковому номеру элемента. Это хорошо согласуется с экспериментом. Полагая  $N = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $r = 10^{-8} \text{ см}$ , получим  $\chi \approx -Z \cdot 10^{-6}$ .

Поскольку диамагнетизм связан с орбитальным движением электронов в атомах, он присущ всем телам без исключения, т. е. является универсальным магнитным свойством. В любых веществах независимо от их агрегатного состояния или струк-

туры, диамагнетизм присутствует. Однако часто он перекрывается более сильными магнитными эффектами — парамагнетизмом или ферромагнетизмом.

При вычислении диамагнитной восприимчивости (10.13) предполагалось, что в твердом теле все электроны связаны со своими атомами. Это, очевидно, справедливо для диэлектриков. Однако в металлах, а также в полупроводниках при высоких температурах имеются электроны проводимости. Электронный газ также проявляет магнитную активность. Поэтому при вычислении магнитной восприимчивости твердых тел, имеющих электроны проводимости, наряду с восприимчивостью атомных остовов, следует учесть магнитную восприимчивость электронного газа. Вопрос о поведении электронов проводимости в магнитном поле мы обсудим позже, а сейчас перейдем к обсуждению природы парамагнетизма.

### 10.3. ПРИРОДА ПАРАМАГНЕТИЗМА

В отличие от диамагнетиков в парамагнетиках намагниченность направлена по полю, т. е.  $\kappa > 0$ . Парамагнитная восприимчивость зависит от температуры:

$$\kappa = \frac{C}{T}. \quad (10.14)$$

Эта зависимость впервые была установлена П. Кюри и носит название *закона Кюри*. Величина  $C$  представляет собой некоторую константу, получившую название *постоянной Кюри*.

Парамагнетизмом обладают:

1) атомы и молекулы, имеющие нечетное число электронов (например, свободные атомы щелочных элементов, молекула окиси азота NO, некоторые свободные органические радикалы). У этих атомов и молекул имеется нескомпенсированный спиновый магнитный момент;

2) свободные атомы и ионы, имеющие нестроенные внутренние оболочки (например, переходные элементы Fe, Co, Ni и т. д., а также редкоземельные элементы). В этом случае с каждым атомом или ионом связан магнитный момент, обусловленный нескомпенсированностью спинов одного или нескольких электронов нестроеной  $d$ - или  $f$ -оболочки. В ряде случаев парамагнетизм обнаруживается и в твердых телах, состоящих из указанных атомов;

3) некоторые молекулы с четным числом электронов (например,  $O_2$  и  $S_2$ ). В них тоже имеется магнитный момент, связанный с нескомпенсированностью спинов двух электронов;

4) дефекты кристаллической решетки с нечетным числом электронов. Примером могут служить  $F$ -центры в щелочно-га-