

пенсированными два спина электрона. В определенных группах элементов, например в элементах, расположенных в периодической таблице рядом с гадолинием, а также рядом с железом, атомы содержат непарные электронные спины, относительно свободные для ориентации в магнитном поле. (Движение по орбите часто вносит некоторый вклад в магнитный момент такого атома.) «Свободные» электроны, движущиеся в металлических проводниках, обладают собственными слабыми парамагнитными свойствами. Все это относится в основном к области квантовой физики.

Даже для объяснения диамагнетизма необходима квантовая механика. Рассмотрим два электрона, вращающихся в атоме в противоположных направлениях. Мы объясняли, что диамагнетизм возникает благодаря тому, что приложенное поле \mathbf{B} заставляет один электрон несколько увеличивать свою скорость, а другой — замедлять. Но почему обе орбиты не могут повернуться таким образом, чтобы их орбитальные магнитные моменты были направлены одинаково и параллельно полю? Ответ в следующем: в большинстве случаев два электрона, как того требуют законы квантовой механики, сохраняют противоположные направления орбитального вращения, подобно спидам спаренных электронов.

10.7. Магнитная восприимчивость

Мы видели, что магнитные моменты в диамагнитных и парамагнитных веществах пропорциональны приложенному полю. Это справедливо для обычных условий. Однако при очень низких температурах и в довольно сильных полях можно наблюдать, что индуцированный парамагнитный момент по мере увеличения поля приближается к предельной величине. Вдали от этого эффекта «насыщения» соотношение между моментом и приложенным полем является почти линейным, так что магнитные свойства вещества можно характеризовать отношением индуцированного момента к приложенному полю. Это отношение называется магнитной восприимчивостью. В зависимости от того, какой образец мы выберем — 1 г вещества, 1 см³ вещества или 1 моль, — мы получим соответственно удельную восприимчивость, объемную восприимчивость или молярную восприимчивость. В разделе 10.5 мы показали, что для большинства диамагнитных веществ удельная восприимчивость, связанная с моментом, индуцированным в грамме вещества, должна быть примерно одинаковой. Для дальнейшего рассмотрения оказывается, однако, более удобной объемная восприимчивость, связанная с моментом кубического сантиметра вещества.

Назовем магнитный момент единицы объема магнитной поляризации, или намагниченностью, обозначив ее буквой \mathbf{M} . Намагниченность \mathbf{M} и магнитное поле \mathbf{B} имеют одинаковую размерность *).

*) Несмотря на то, что размерность \mathbf{M} и \mathbf{B} одинакова, было бы неправильно выражать их в одних единицах из-за коэффициента 4π . В качестве единиц для \mathbf{M} мы будем пользоваться $\text{эрг/гс} \cdot \text{см}^3$.

Действительно поле \mathbf{B} магнитного диполя определяется отношением: магнитный дипольный момент / (расстояние)³, в то время как \mathbf{M} по определению имеет размерность [магнитный дипольный момент/объем]. И если мы теперь определим объемную магнитную восприимчивость, обозначенную через χ_m , соотношением

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{B} \text{ (предостережение: смотри сноску на стр. 373), (39)}$$

то восприимчивость будет безразмерной величиной, отрицательной для диамагнитных веществ и положительной для парамагнитных. Это в точности аналогично определению электрической восприимчивости χ_e отношением электрической поляризации P к электрическому полю E (уравнение (9.38)). Мы вскоре убедимся, что аналогия является еще более глубокой, так как макроскопическое поле \mathbf{B} внутри вещества оказывается равным среднему микроскопическому полю \mathbf{B} , так же как макроскопическое поле \mathbf{E} оказывается равным среднему микроскопическому полю \mathbf{E} .

К сожалению, уравнение (39) не является обычным определением объемной магнитной восприимчивости. В обычном определении вместо поля \mathbf{B} (см. уравнение (55)) появляется другое поле \mathbf{H} , с которым мы еще встретимся. Не будучи логичным, определение магнитной восприимчивости через \mathbf{H} имеет практическое оправдание, и по установившейся традиции мы иногда вынуждены им пользоваться. Но в этой главе мы будем придерживаться, насколько возможно, такого изложения, которое полностью соответствует описанию электрических полей в веществе.

Различие в определении \mathbf{M} практически не имеет значения, пока число χ_m очень мало по сравнению с единицей. Значения χ_m для чисто диамагнитных веществ, твердых или жидких, лежат обычно в пределах от $-0,5 \cdot 10^{-6}$ до $-1,0 \cdot 10^{-6}$. Даже для кислорода при условиях, приведенных в таблице, парамагнитная восприимчивость меньше 10^{-3} . Это означает, что магнитное поле, созданное дипольными моментами в веществе, по крайней мере как среднее макроскопическое, гораздо слабее приложенного поля \mathbf{B} . Это дает нам некоторую уверенность в том, что в таких системах поле, ориентирующее атомные диполи, ничем не отличается от поля, которое имелось бы там в отсутствие образца. Однако нас интересуют и другие системы, в которых поле магнитных моментов не мало. Следовательно, мы должны изучить, так же как в случае электрической поляризации, внутренние и внешние магнитные поля, создаваемые самим намагниченным веществом.

10.8. Магнитное поле, созданное намагниченным веществом

Вещество, в котором содержится равномерно распределенное во всем объеме большое количество одинаково направленных атомных магнитных диполей, называется *равномерно намагниченным*. Вектор намагниченности \mathbf{M} является просто произведением числа ориентированных диполей в единице объема и магнитного момента \mathbf{m}