

Отметим, наконец, что электроны проводимости обладают не только парамагнетизмом, но и диамагнетизмом. Согласно классической теории, диамагнетизм электронного газа должен быть равен нулю. Это вытекает, например, из энергетических соображений. Магнитное поле искривляет траектории движения электронов проводимости, не изменяя, однако, модуля их скорости. Поэтому при включении магнитного поля кинетическая энергия электронов не изменяется.

Учет квантовых свойств электрона позволил Л. Д. Ландау открыть *диамагнетизм электронного газа*. Он показал, что диамагнитная восприимчивость электронного газа

$$\chi_{\text{диа}}^{\text{el}} = -\frac{N \mu_0 \mu_B^2}{2 \kappa_B T}, \quad (10.34)$$

т. е. составляет одну треть от его парамагнитной восприимчивости.

Следовательно, полная магнитная восприимчивость электронного газа

$$\chi = \frac{N \mu_0 \mu_B^2}{\kappa_B T}. \quad (10.35)$$

В заключение отметим, что у многих твердых парамагнетиков температурная зависимость магнитной восприимчивости описывается не законом Кюри, а *законом Кюри—Вейсса*:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}. \quad (10.36)$$

Здесь θ — некоторая температура, положительная или отрицательная. Зависимость вида (10.36) связана с появлением в этих веществах при $T = \theta$ ферромагнетизма или антиферромагнетизма.

10.5. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОЛЕ ВЕЙССА

При классификации магнетиков мы отметили, что к ферромагнетикам относят вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т. е. имеющие отличную от нуля намагниченность даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Ферромагнетизм обнаруживают кристаллы только девяти химических элементов: это три $3d$ -металла (Fe, Co, Ni) и шесть $4f$ -металлов (Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm). Однако, имеется огромное число ферромагнитных сплавов и химических соединений. Все эти вещества имеют различную кристаллическую структуру, отличаются значениями намагниченности насыщения и другими свойствами. Единственным общим признаком для всех ферромагнетиков является наличие атомов с недостроенными d - или f -оболочками. Эти атомы, как отмечалось выше, имеют нескомпенсированный магнитный момент. Наличие спонтанной намаг-

ниченности свидетельствует о том, что магнитные моменты атомов ориентированы не случайным образом, как в парамагнетике, а упорядоченно-параллельно друг другу.

При обсуждении природы магнитных моментов в парамагнитных солях переходных элементов мы отмечали, что орбитальные моменты электронов 3d-оболочки «заморожены». Следует ожидать поэтому, что ферромагнетизм связан с упорядочением спиновых моментов. Эта гипотеза, высказанная впервые русским ученым Б. Розингом в 1892 г., была подтверждена в экспериментах Эйнштейна—де Гааза и Барнетта, выполненных в 1915 г. В опыте Эйнштейна—де Гааза, схема которого приведена на рис. 10.6, наблюдали вращение ферромагнитного образца (т. е. возникновение механического момента) при изменении магнитного момента, обусловленного внешним магнитным полем. Изменение магнитного момента цилиндрического образца 4 осуществлялось за счет пропускания тока в соленоиде 3. При этом образец поворачивался и закручивал нить 1. По углу α можно определить гиромагнитное отношение. Оказалось, что

$$\frac{M}{P} = - \frac{\mu_0 e}{m},$$

т. е. оно совпадает с гиромагнитным отношением для спинового механического и магнитного моментов электрона.

Барнетт, наоборот, наблюдал намагничивание железного стержня при быстром его вращении. Найденное из этого опыта

отношение $\frac{M}{P}$ также совпадало с гиромагнитным отношением

спиновых моментов. Таким образом, ясно, что в ферромагнетиках упорядочиваются нескомпенсированные спиновые магнитные моменты атомов с недостроенными внутренними оболочками. Какова природа этого магнитного упорядочения?

Для того, чтобы объяснить существование спонтанного магнитного момента, П. Вейсс высказал предположение о существо-

вании в ферромагнетике *внутреннего молекулярного поля* \vec{B}_i . Согласно Вейссу, это поле, подобно внешнему магнитному полю

\vec{B} в парамагнетике, создает в кристалле ферромагнетика па-

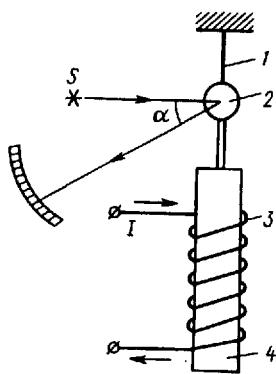


Рис. 10.6. Схема опыта Эйнштейна—де Гааза: 1 — упругая нить подвеса, 2 — зеркальце, 3 — соленоид, 4 — ферромагнитный образец, S — источник света

параллельную ориентацию магнитных моментов атомов при $\vec{B}=0$. Предполагается, что поле \vec{B}_i пропорционально намагниченности, т. е.

$$\vec{B}_i = \lambda \mu_0 \vec{J}. \quad (10.37)$$

Величина λ получила название *постоянной молекулярного поля*.

Таким образом, полное поле, действующее на атом в ферромагнетике:

$$\vec{B}_{\text{эф}} = \vec{B} + \lambda \mu_0 \vec{J}. \quad (10.38)$$

Найти магнитную восприимчивость теперь не сложно. Нужно рассмотреть поведение магнитных моментов атомов \vec{M} в магнитном поле $\vec{B}_{\text{эф}}$. Результат нам уже известен, если учесть полученную ранее формулу (10.26) и произвести в ней замену \vec{B} на $\vec{B}_{\text{эф}}$. Для слабых полей и не очень низких температур получим приближенно:

$$J = \frac{N M^2}{3 \kappa_B T} (B + \lambda \mu_0 J), \quad (10.39)$$

где $M^2 = \mu_B^2 g^2 j(j+1)$. Отсюда

$$J = \frac{N M^2 B}{3 \kappa_B T \left(1 - \lambda \mu_0 \frac{N M^2}{3 \kappa_B T} \right)} = \frac{N M^2 B}{3 \kappa_B \left(T - \frac{N \lambda \mu_0 M^2}{3 \kappa_B} \right)} \quad (10.40)$$

или

$$\chi = \frac{N M^2 \mu_0}{3 \kappa_B \left(T - \frac{N \lambda \mu_0 M^2}{3 \kappa_B} \right)} = \frac{C}{T - \theta}. \quad (10.41)$$

Здесь, как и ранее, $C = \frac{N \mu_0 M^2}{3 \kappa_B}$ а параметр $\theta = \frac{N \lambda \mu_0 M^2}{3 \kappa_B}$, имеющий размерность температуры, называется температурой Кюри. Выражение (10.41) представляет собой закон Кюри—Вейсса.

Проанализируем, что произойдет, если в формуле (10.41) положить $T \leq \theta$. Казалось бы, что магнитная восприимчивость χ становится бесконечной (при $T = \theta$), а затем отрицательной. Для ответа на вопрос, что фактически происходит в этом случае, необходимо вернуться к соотношению (10.26) и решить уравнение

$$J = N \langle M \rangle = \frac{1}{2} N g \mu_B \text{th} \left[\frac{g \mu_B}{2 \kappa_B T} (B + \lambda \mu_0 N \langle M \rangle) \right]. \quad (10.42)$$

Здесь, как и при записи выражения (10.26), предположено, что

магнитный момент атома обусловлен только спином электрона.

Пусть $B=0$. Для $T > \theta$ уравнение (10.42) имеет решение $\langle M \rangle = 0$. Таким образом, при $T > \theta$ ферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик. При $T < \theta$ появляется еще одно решение $\langle M \rangle \neq 0$. Этот второй корень уравнения (10.42) можно найти графически (рис. 10.7). Результирующий магнитный момент единичного объема, т. е. намагниченность, стремится при $T \rightarrow 0$ К к значению

$$J_s = \frac{N g \mu_B}{2}. \quad (10.43)$$

Это означает, что все спины ориентированы параллельно, т. е. имеет место ферромагнитное упорядочение (в отсутствие внешнего магнитного поля). С повышением температуры самопроизвольная намагниченность уменьшается, а затем исчезает при температуре Кюри. Такое поведение хорошо согласуется с опытом. Введение Вейссом внутреннего молекулярного поля позволило объяснить многие свойства ферромагнетиков. Однако природа самого поля долгое время оставалась неизвестной. Предположение о том, что силы, ориентирующие спиновые магнитные моменты в ферромагнетике, имеют чисто магнитное происхождение, было экспериментально опровергнуто в 1927 г. Я. Г. Дорфманом.

10.6. ОПЫТ ДОРФМАНА

Если поле Вейсса действительно имеет магнитную природу, то оно должно быть очень большим. Энергия взаимодействия этого поля с магнитным моментом атома примерно равна средней тепловой энергии, приходящейся на один атом в точке Кюри (поскольку при $T = \theta$ магнитный порядок разрушается). Для многих ферромагнетиков температура Кюри составляет несколько сотен или даже превышает тысячи кельвин. Таким образом,

$$E_{вз} \approx k_B \theta \approx 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot 10^3 \text{ К} = 1,38 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}.$$

Поскольку $E_{вз} \approx \mu_B V_i$,

$$V_i = \frac{1,38 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}}{0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл}} \approx 10^3 \text{ Тл}.$$

Я. Г. Дорфман предпринял попытку измерить V_i . Схема опыта Дорфмана представлена в двух проекциях на рис. 10.8. От источника 1 узкий пучок электронов пропускали через тон-

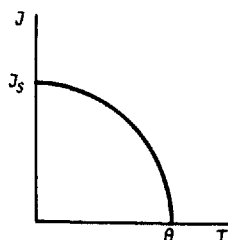


Рис. 10.7. Зависимость самопроизвольной намагниченности ферромагнетика от температуры