

Рис. 10.8. Схема опыта Дорфмана:  
 1 — источник электронов, 2 — тонкая фольга никеля, 3 — фотопластинка, 4 — полюса электромагнита

параллельно внешнему полю  $\vec{B}$ , т. е. перпендикулярно скорости электронов в пучке (рис. 10.8, а). Если это внутреннее поле  $\vec{B}_i$  имеет магнитную природу, то пучок электронов при прохождении через фольгу должен отклоняться под действием суммарного поля  $\vec{B} + \vec{B}_i$ . Это должно привести к смещению следа электронов на фотоснимке. При выбранных Дорфманом условиях опыта ожидалось получить смещение  $b \approx 10$  мм (рис. 18.8, б). Однако оказалось, что отклонение пучка электронов значительно меньше ( $b \approx 0,3$  мм). Это отклонение соответствовало воздействию поля  $B \approx 1$  Тл, т. е. значению магнитной индукции в образце. Отсюда был сделан вывод о немагнитной природе молекулярного поля Вейсса. Выполненные впоследствии опыты по отклонению электронов и мезонов в образцах железа и железо-кобальтового сплава полностью подтвердили результат, полученный Дорфманом.

Таким образом, оставалось предположить, что поле  $\vec{B}$  имеет электрическую природу. Однако в рамках классической теории объяснить такое, казалось бы, чисто магнитное явление, как ферромагнетизм, какими-либо электрическими взаимодействиями не удалось. Только квантовая механика смогла решить эту задачу.

## 10.7. ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЕГО РОЛЬ В ВОЗНИКНОВЕНИИ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА

Гиромангнитные опыты Эйнштейна-де Гааза и Барнетта показали, что в ферромагнетиках самопроизвольная намагниченность обусловлена спиновым магнетизмом электронов, а из опыта Дорфмана следовало, что взаимодействие между электронами соседних атомов с недостроенными оболочками, при-

кую ( $d \approx 20$  мкм) фольгу никеля 2, помещенную между полюсами электромагнита 4. На фотопластинке 3 регистрировали след пучка. При постановке опыта предполагалось, что если фольга намагничена до насыщения параллельно ее поверхности, то молекулярное поле  $\vec{B}_i$  ориентировано во всем образце

водящее к ферромагнетизму, имеет немагнитную природу.

В 1928 г. Френкель и чуть позже Гейзенберг установили, что ферромагнетизм — это особое свойство системы электростатически взаимодействующих электронов. При обсуждении парамагнетизма электронного газа мы уже видели, что его энергия самым тесным образом связана с намагниченностью. Это является следствием принципа Паули. Минимум энергии свободного электронного газа наблюдается в том случае, когда спины электронов полностью скомпенсированы.

Френкель и Гейзенберг показали, что при наличии сильного электростатического взаимодействия между электронами энергетически выгодным может оказаться состояние с параллельной ориентацией спинов, т. е. намагниченное состояние. Детальные квантово-механические расчеты электрического взаимодействия двух электронов с учетом их спинового момента приводят к следующему выводу. Результирующая энергия взаимодействия наряду с чисто классическим кулоновским членом содержит еще добавочный специфический квантовый член, зависящий от взаимной ориентации спинов. Эта добавочная энергия получила название обменной. В простейшем случае взаимодействия двух электронов ее можно представить в виде

$$E_{ex} = -A (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2), \quad (10.44)$$

где  $A$  — параметр, имеющий размерность энергии и называемый обменным интегралом;  $\vec{\sigma}_1$  и  $\vec{\sigma}_2$  — единичные векторы спинов. Если  $A > 0$ , то минимуму энергии соответствует параллельная ориентация спинов:  $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) = 1$ . При  $A < 0$  минимум энергии наблюдается при антипараллельной ориентации  $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) = -1$ .

Обменную энергию в случае взаимодействия большого числа электронов (как это имеет место в твердом теле) можно выразить часто в виде, аналогичном (10.44):

$$E_{ex} = - \sum_{i,j} A_{i,j} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j). \quad (10.45)$$

Здесь  $\vec{S}_i$  и  $\vec{S}_j$  — результирующие спины взаимодействующих атомов.

Обменный интеграл в простейшем случае двухэлектронной системы представляет собой полуразность энергий синглетного и триплетного состояний:

$$A = \frac{1}{2} (E_s - E_t). \quad (10.46)$$

Напомним, что синглетное состояние — это состояние с нулевым результирующим спином  $S=0$ , а триплетное — со спином  $S=1$ . При  $A > 0$  имеем  $E_t < E_s$  и в основном триплетном состоя-

нии спины обоих электронов параллельны. Этот случай соответствует ферромагнитному упорядочению. При  $A < 0$ , наоборот,  $E_s < E_t$ , т. е. спины антипараллельны. В этом случае говорят об антиферромагнетизме.

Для объяснения явления ферромагнетизма в квантовой теории используются два основных подхода. Один из них основан на предположенной Френкелем модели коллективизированных электронов, подчиняющихся статистике Ферми—Дирака. Эта модель учитывает обменное взаимодействие. В теории показано, что при некоторой плотности электронного газа возможно появление самопроизвольного намагниченного состояния вне зависимости от того, что кинетическая энергия электронов при этом увеличивается. Напомним еще раз, что увеличение кинетической энергии связано с тем, что, в силу принципа Паули, электроны с параллельной ориентацией спина не могут занимать один энергетический уровень. Поэтому при перевороте спина электрон вынужден занять состояние с большей энергией. В настоящее время, однако, существует мнение, что газ электронов проводимости, по-видимому, не является ферромагнитным ни при каких условиях. Строгое доказательство этого пока отсутствует. В то же время ни в одном эксперименте не было обнаружено ферромагнетизма металлов, не содержащих атомов или ионов с недостроенными  $d$ - или  $f$ -оболочками. Появление ферромагнетизма в системе  $d$ - или  $f$ -электронов связано с аномально высокой (по сравнению с  $s$ -электронами) плотностью состояний в  $d$ - и  $f$ -зонах.

Во втором подходе, разработанном Гейзенбергом, предполагается, что магнитные моменты, образующие упорядоченную ферромагнитную (или антиферромагнитную) структуру, локализованы около узлов кристаллической решетки. В этой модели ферромагнетизм связан с упорядочением магнитных моментов соседних ионов с недостроенными  $d$ - или  $f$ -оболочками. Обменное взаимодействие электронов соседних ионов получило название *прямого обмена*. Оно связано с перекрытием распределений заряда различных «магнитных» ионов (т. е. ионов с недостроенными  $d$ - или  $f$ -оболочками). Однако во многих сплавах и химических соединениях «магнитные» ионы отделены друг от друга немагнитным ионом (т. е. ионом, у которого все электронные оболочки заполнены полностью). В этом случае обменное взаимодействие между «магнитными» ионами может осуществляться через электроны общего для них немагнитного иона. Такой вид обмена получил название *сверхобмена*.

С. П. Шубин и С. В. Вонсовский установили, что кроме прямого обмена и сверхобмена к ферромагнетизму может привести *косвенный обмен* локализованных электронов через электроны проводимости. Косвенный обмен наиболее характерен для редкоземельных металлов и сплавов. Различные виды обменного взаимодействия схематически показаны на рис. 10.9.

Значение и знак обменного интеграла зависят от расстояния между атомами. Это хорошо видно из выражения для  $A$ , полученного при решении задачи о взаимодействии двух атомов в молекуле водорода:

$$A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} \right) \psi_a^*(1)\psi_b(1)\psi_b^*(2)\psi_a(2) dV_1 dV_2. \quad (10.47)$$

Здесь  $\psi_a(1)$  — волновая функция электрона 1 в поле ядра атома  $a$ ;  $\psi_b(2)$  — волновая функция электрона 2 в поле ядра атома  $b$  и т. п.;  $r$  — расстояние между электронами в молекуле;  $r_{a2}$  и  $r_{b1}$  — расстояния от ядра атома  $a$  до электрона 2 и от ядра атома  $b$  до электрона 1, соответственно (рис. 10.10). Поскольку в выражение для  $A$  входят как положительные, так и отрицательные члены, знак обменного интеграла может быть как положительным, так и отрицательным (в зависимости от межатомного расстояния).

На рис. 10.11 показана зависимость обменного интеграла от отношения межатомного расстояния  $R$  к радиусу  $a$  недостроенной электронной оболочки. Из рисунка следует, что из переходных металлов группы железа ферромагнетизм может существовать лишь в железе (в  $\alpha$ -модификации), кобальте и никеле.  $\gamma$ -Fe, Mn и другие элементы этой группы не должны обладать ферромагнетизмом. Это подтверждается и опытом. В то же время имеется и ряд сплавов марганца, а также химических соединений, например MnSb, MnBi и др., которые проявляют ферромагнитные свойства. В этих веществах атомы Mn находятся на больших расстояниях друг от друга, чем в кристалле чистого марганца, и поэтому обменный интеграл становится положительным.

Вычисление обменной энергии для системы, содержащей  $N$  атомов, представляет собой достаточно сложную задачу. В первом приближении предполагают, что обменный интеграл отличен от нуля только для атомов  $i$  и  $j$  — ближайших соседей в кристаллической решетке, а для более далеких атомов  $A_{ij} \rightarrow 0$ . Обозначим  $A_{ij} = A$  (здесь  $i$  и  $j$  — соседние узлы). Вычисление среднего значения обменной энергии в соответствии с (10.45) при-

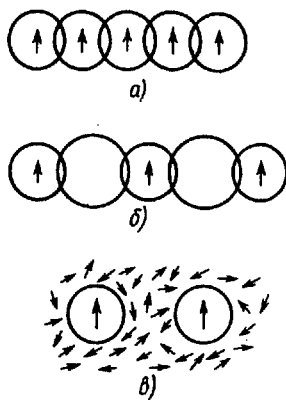


Рис. 10.9. Схематическое изображение прямого обмена (а), сверхобмена (б), косвенного обмена (в)

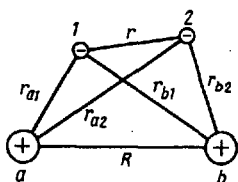


Рис. 10.10. Схематическое изображение молекулы водорода

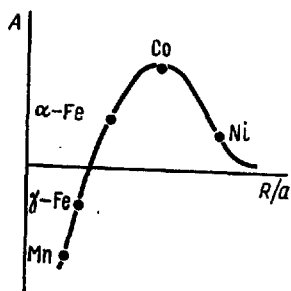


Рис. 10.11. Зависимость обменного интеграла  $A$  от отношения межатомного расстояния  $R$  к радиусу  $a$  недоростроенной внутренней оболочки

водит к следующему результату:

$$E_{ex} = -N z A y^2, \quad (10.48)$$

где  $z$  — координационное число,  $y = \frac{J}{N \mu_B}$  — относительная намагниченность. Из (10.48) следует, что минимуму энергии отвечает состояние  $y = \pm 1$ , т. е. состояние с намагниченностью насыщения.

Итак, условиями, благоприятными для возникновения ферромагнетизма, являются:

- 1) наличие локализованных магнитных моментов, например, в атомах с недоростроенными  $d$ - или  $f$ -оболочками;
- 2) обменный интеграл должен быть положительным;
- 3) плотность состояний в  $d$ - или  $f$ -зонах должна быть велика, для того чтобы возрастание кинетической энергии, связанное с заполнением электронами более высоких свободных уровней (принцип Паули), не превысило уменьшения энергии за счет обменного взаимодействия.

Отметим, что локализованные магнитные моменты могут быть связаны не только с «магнитными» атомами. Так, А. Ф. Хохлов и П. В. Павлов наблюдали возникновение ферромагнитного упорядочения в аморфном кремнии. Здесь нет атомов с недоростроенными внутренними оболочками, однако имеются оборванные ковалентные связи. На каждой такой связи локализован неспаренный электрон. В обычных условиях концентрация оборванных связей в аморфном кремнии невелика ( $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), поэтому взаимодействия между локализованными на связях магнитными моментами нет. Такое вещество представляет собой парамагнетик. Однако при высокой плотности оборванных связей, которую можно создать, облу-

чая аморфный кремний ускоренными ионами инертных газов, возникает обменное взаимодействие, приводящее к ферромагнетизму.

## 10.8. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Строго параллельная ориентация спинов в ферромагнетике наблюдается лишь при 0 К. Такое расположение спинов соответствует минимуму энергии. Результирующая намагниченность при этом равна намагниченности насыщения  $\vec{J}_s$ . С повышением температуры ферромагнетика его энергия возрастает за счет появления «перевернутых» спинов. В отличие от *основного состояния* (при  $T=0$  К) состояние с «перевернутым» спином является *возбужденным*. Если соседние спины связаны взаимодействием вида (10.45), то поворот в обратную сторону одного спина требует затрат дополнительной энергии  $\Delta E \approx \approx 4 A S^2$ . Другими словами, из-за обменного взаимодействия состояние с перевернутым магнитным моментом в одном из узлов решетки является энергетически невыгодным. Соседние спины стремятся возратить «перевернутый» спин в исходное положение. Обменное взаимодействие приводит при этом к тому, что соседний спин переворачивается сам. По кристаллу пробегает волна переворотов спинов. Существование таких волн было установлено в 1930 г. Ф. Блохом. Сами волны получили название *спиновых*.

Возбуждения значительно меньшей энергии образуются в том случае, когда все спины поворачиваются лишь частично. Такая спиновая волна схематически изображена на рис. 10.12. Из рисунка видно, что спиновые волны представляют собой колебания относительной ориентации спинов в кристалле. Они сходны с упругими волнами в кристалле (фононами). Спиновые волны также квантованы. Квант энергии спиновой волны получил название *магнон*. При повышении температуры число магнонов возрастает, а результирующий магнитный момент ферромагнетика соответственно уменьшается. При малой плотности магнонов взаимодействие их друг с другом можно не

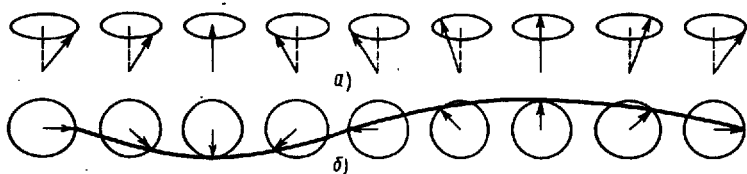


Рис. 10.12. Спиновая волна: а — вид цепочки спинов сбоку, б — вид сверху