

учитывать и, следовательно, магныоны можно считать идеальным газом. Газ магныонов, так же как и газ фононов, подчиняется статистике Бозе—Эйнштейна. Если известны статистические свойства магныонов, то можно найти зависимость числа возбуждаемых магныонов от температуры. Оказалось, что число магныонов растет с температурой пропорционально $T^{3/2}$. Соответственно пропорционально $T^{3/2}$ убывает намагниченность ферромагнетика:

$$J(T) = J_s \left[1 - \beta \left(\frac{T}{\theta} \right)^{3/2} \right] \quad (10.49)$$

при $T \ll \theta$. Здесь J_s — намагниченность насыщения; $\beta \approx 1$ — коэффициент.

Соотношение (10.49) называют *законом $T^{3/2}$ Блоха*. Измерения температурных зависимостей намагниченности ферромагнетиков подтверждают справедливость (10.49).

Магныоны, как и другие квазичастицы, вносят вклад в теплоемкость, в рассеяние электронов и т. п.

Подробное изложение теории спиновых волн приводится в кн.: Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.

10.9. АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ И ФЕРРИМАГНЕТИЗМ

Кроме ферромагнетиков существует большая группа магнитоупорядоченных веществ, в которых спиновые магнитные моменты атомов с недостроенными оболочками ориентированы антипараллельно. Антипараллельная ориентация спиновых магнитных моментов, как мы видели, возникает при отрицательном обменном взаимодействии ($A < 0$). Так же, как и в ферромагнетиках, магнитное упорядочение имеет место здесь в интервале температур от 0 К до некоторой критической θ_N , называемой *температурой Нееля*. Если при антипараллельной ориентации локализованных магнитных моментов результирующая намагниченность кристалла равна нулю, то имеет место *антиферромагнетизм*. Если при этом полной компенсации магнитного момента нет, то говорят о *ферримагнетизме*. Различные типы магнитного упорядочения иллюстрируются рис. 10.13. Наиболее типичными ферримагнетиками являются *ферриты* — двойные окислы металлов состава $MO \cdot Fe_2O_3$, где M — двухвалентный металл (Mg^{2+} , Zn^{2+} , Cu^{2+} , Ni^{2+} , F^{2+} , Mn^{2+}).

Ферриты имеют кубическую структуру типа шпинели $MgAl_2O_4$. В элементарной ячейке содержатся 8 формульных единиц, т. е. 32 атома кислорода, 8 атомов двухвалентного металла M и 16 атомов трехвалентного железа. Атомы кислорода образуют плотную упаковку. Рассмотрим, например, железный феррит, или магнетит ($FeO \cdot Fe_2O_3$). Восемь октаэдрических пустот в элементарной ячейке магнетита заняты трехвалентными

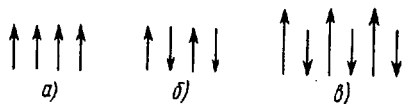


Рис. 10.13. Упорядоченные спиновых моментов: *а* — ферромагнитное, *б* — антиферромагнитное, *в* — ферромагнитное

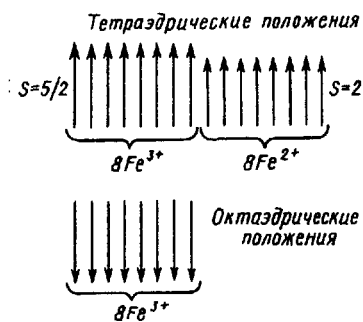


Рис. 10.14. Схематическое расположение спиновых магнитных моментов в магнетите $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$

ионами Fe^{3+} , а в 16 тетраэдрических пустотах располагаются восемь Fe^{2+} и восемь Fe^{3+} . Магнитные моменты трехвалентных ионов, расположенных в октаэдрических и тетраэдрических пустотах, попарно антипараллельны друг другу, так что наблюдаемый магнитный момент обусловлен лишь ионами Fe^{2+} (рис. 10.14).

Большинство ферримангнетиков относятся к ионным кристаллам и поэтому обладают низкой электропроводностью. В сочетании с хорошими магнитными свойствами (высокая магнитная проницаемость, большая намагниченность насыщения и т. д.) — это важное преимущество по сравнению с обычными ферромагнетиками. Именно это качество позволило использовать ферриты в технике сверхвысоких частот, где они произвели целый переворот. Обычные ферромагнитные материалы, обладающие высокой проводимостью, здесь применяться не могут из-за очень высоких потерь на образование вихревых токов.

Вещества, в которых имеет место скомпенсированный ферримангнетизм, представляют собой антиферромагнетики. На рис. 10.15 в качестве примера показано упорядоченное расположение спинов ионов Mn^{2+} в наиболее характерном антиферромагнетике MnO . Магнитная структура окиси марганца была определена методом дифракции нейтронов. При низких температурах ($T < \theta_N$) наблюдается антипараллельная ориентация спиновых магнитных моментов в соседних плоскостях (111).

С повышением температуры намагниченность каждой из подрешеток антиферромагнетика уменьшается так, что при всех температурах имеет место взаимная компенсация магнитных моментов подрешеток. В точке Нееля намагниченность каждой

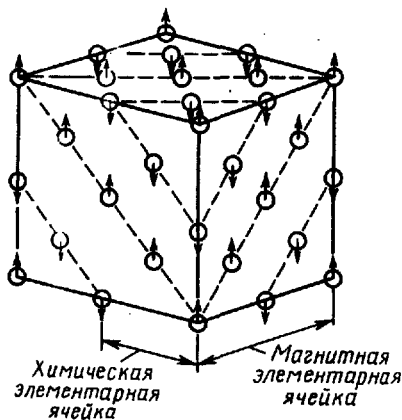


Рис. 10.15. Магнитная структура антиферромагнетика MnO . Показаны только ионы Mn^{2+} . Ионы кислорода O^{2-} здесь не изображены

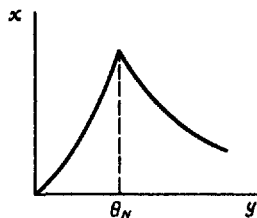


Рис. 10.16. Зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры

подрешетки становится равной нулю и антиферромагнетик переходит в парамагнитное состояние.

Зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры имеет вид, изображенный на рис. 10.16. При $T > \theta_N$ восприимчивость описывается законом Кюри—Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T + \theta_N} \quad (10.50)$$

В заключение отметим, что обменное взаимодействие в антиферро- и ферромагнетиках является косвенным. В обменном взаимодействии принимают участие электроны магнитно нейтральных ионов кислорода, серы и т. п., расположенных между «магнитными» ионами.

10.10. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМНЫ

Выше нами было установлено, что в ферромагнетике при $T < \theta$ все спиновые моменты атомов с недостроенными d - или f -оболочками ориентируются параллельно друг другу. В результате этого намагниченность макроскопического образца должна быть близка к намагниченности насыщения. Опыт показывает, однако, что намагниченность случайно взятого куска ферромагнетика часто оказывается равной нулю. При помещении этого образца в магнитное поле результирующий магнитный момент возрастает и в достаточно слабых полях достигает насыщения.

Первое качественное объяснение такого поведения ферро-