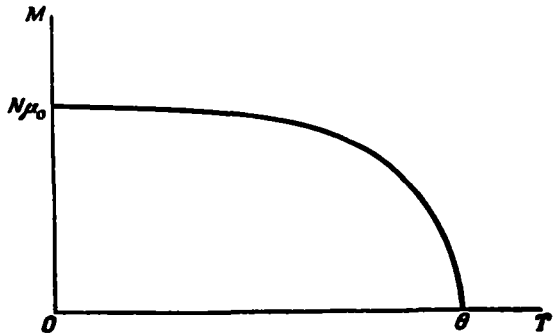


удобнее рассмотреть этот вопрос не здесь, а там. Особо интенсивно обсуждается вопрос о *критических показателях*, который, однако, мы не будем детально освещать ни здесь, ни там. Один из таких показателей можно определить с помощью фиг. 147. Мы видим, что при приближении к критической температуре снизу намагниченность



Ф и г. 147. Зависимость спонтанной намагниченности от температуры, следующая из приближения самосогласованного поля.

T_c — температура Кюри.

обращается в нуль как $(T_c - T)^\beta$. Разлагая гиперболический тангенс в уравнении (5.27) по M при $H = 0$, можно легко получить, что критический показатель β равен $1/2$. Экспериментально найдено, что он ближе всего к $1/3$. Вычисления, использующие модель Изинга, также приводят к значению, близкому к $1/3$. Это было получено путем чрезвычайно сложных числовых расчетов и, кажется, не пролило много света на проблему. Однако интенсивная деятельность, направленная на выяснение критических показателей, описывающих поведение системы вблизи магнитного и многих других фазовых переходов, упорно продолжается.

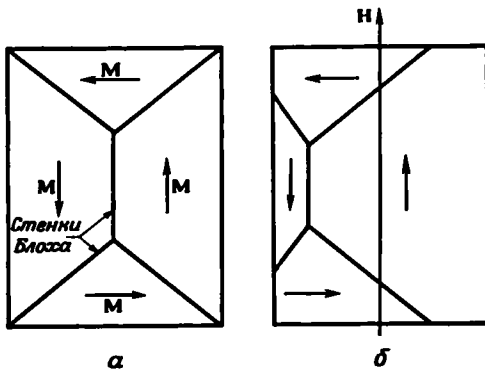
§ 6. НЕОДНОРОДНОСТИ

Учение о магнетизме включает и вопрос о свойствах неоднородных ферромагнетиков. Двумя такими неоднородностями, которые легко представлять себе классически, являются стенки Блоха и спиновые волны.

1. Стенки Блоха

Обычно ферромагнитный кристалл разбит *стенками Блоха* на *домены* с отличающимися ориентациями намагниченности. Это понятно с энергетической точки зрения, поскольку такое разбиение уничтожает внешнее магнитное поле, которое создалось бы при единой ориентации намагниченности. Такая конфигурация представлена на фиг. 148, а. Домены выстроены так, чтобы не было поля вне кристалла. Если приложить магнитное поле, то стенки Блоха

сдвинутся и, как показано на фиг. 148, б, возникает полное намагничивание. То, что представлено на фиг. 148, свойственно сильно



Ф и г. 148. Простая доменная структура ферромагнетика.

а — магнитный момент равен нулю; б — к кристаллу приложено магнитное поле, сдвигающее доменные стенки и вызывающее тем самым намагничивание всего образца.

анизотропным материалам, где намагниченность в пределах каждого домена стремится ориентироваться в каком-нибудь симметричном направлении.

Спины в стенке Блоха можно представлять себе повернутыми так, как это показано на фиг. 149. Такой конфигурации соответ-



Ф и г. 149. Стрелкам отвечают магнитные моменты отдельных атомов. Переходная область между двумя доменами с противоположными направлениями намагниченности называется стенкой Блоха.

ствует увеличение энергии, которое можно описать как поверхностную энергию стенки Блоха. В отсутствие приложенных полей, однако, это увеличение энергии с лихвой компенсируется уменьшением энергии магнитного поля.

2. Спиновые волны

Возбужденные состояния магнитной системы также соответствуют появлению пространственной неоднородности. Низколежащее возбужденное состояние в ферромагнетике можно было бы представлять себе как переворот отдельного спина, что требует энергии $2\mu H_1$. Однако сразу видно, что такое состояние не есть собственное состояние гейзенберговского обменного гамильтониана. Для системы с взаимодействием между ближайшими соседями действие гамильтониана на состояние с каким-либо одним перевернутым спином

приводит к состоянию с перевернутыми спинами в соседних узлах. Мы можем тем не менее получить возбужденные состояния, очень близкие к собственным состояниям гейзенберговского гамильтониана, взяв линейную комбинацию ферромагнитных состояний, в каждом из которых один из спинов перевернут и которые берутся с фазовыми множителями $e^{iq \cdot r_j}$, где r_j — координата перевернутого спина. Такое возбуждение называется *спиновой волной*, или, когда оно квантовано, *магноном*.

Более последовательно и очень просто можно описывать спиновые волны для линейной цепочки с взаимодействием ближайших соседей. Эта модель, подобно модели решеточных колебаний с постоянными силовыми константами, содержит основную физическую суть системы. (Более общее рассмотрение содержится в книге [2].) В этом случае гейзенберговский обменный гамильтониан (5.19) принимает следующую форму:

$$\begin{aligned} H &= -J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} = \\ &= -J \sum_i \left[S_i^z S_{i+1}^z + \frac{1}{2} (S_i^+ S_{i+1}^- + S_i^- S_{i+1}^+) \right]. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Найдем сначала основное состояние для взаимодействия, отвечающего ферромагнетизму, т. е. при $J > 0$. Ему соответствует такое состояние каждого иона, в котором $S_z = S$:

$$\Psi_0 = \prod_i |S\rangle_i.$$

Чтобы проверить, что это собственное состояние системы, подействуем на него гамильтонианом (5.28) и учтем при этом, что действие S_i^+ на Ψ_0 дает нуль, а действие S_i^z на Ψ_0 приводит к $S\Psi_0$. Тогда немедленно получаем

$$H\Psi_0 = -NJS^2\Psi_0,$$

где N — полное число ионов в цепочке. Энергия основного состояния

$$E_0 = -NJS^2.$$

Можно было бы искать возбужденные состояния как такие состояния, в которых z -компонента отдельного спина уменьшилась на 1. (Для спина $1/2$ это означало бы его «переворот».) Уменьшив компоненту n -го спина на единицу, мы приходим к состоянию

$$\Psi_n = S_n^- \Psi_0 = S_n^- \prod_i |S\rangle_i,$$

выписанному с точностью до нормировочного множителя. Это состояние, однако, не есть собственное состояние гамильтониана H ,

как на это уже указывалось ранее и в чем сейчас можно убедиться непосредственно:

$$H\Psi_n = -J(NS^2 - 2S)\Psi_n - JS(S_{n+1}^-\Psi_0 + S_{n-1}^-\Psi_0). \quad (5.29)$$

При выводе мы использовали правило коммутации (5.16):

$$S_{n+1}^- S_n^+ (S_n^- \Psi_0) = S_{n+1}^- S_n^- S_n^+ \Psi_0 + S_{n+1}^- 2S_n^2 \Psi_0 = 0 + 2S(S_{n+1}^- \Psi_0).$$

Таким образом, из соотношения (5.29) видно, что результат действия H на Ψ_n сводится не только к умножению Ψ_n на константу, но и содержит дополнительные слагаемые, соответствующие уменьшению спина ближайших соседей.

Как это следует из трансляционной симметрии системы, возбужденные состояния можно представлять в форме

$$\Psi = \sum_n \Psi_n e^{iqan} = \sum_n S_n^- \Psi_0 e^{iqan}, \quad (5.30)$$

где a — расстояние между ионами. Нормировочный множитель здесь опущен. Можно проверить, что это собственное состояние гамильтониана H . Используя соотношение (5.29) и выражение (5.30), немедленно получаем

$$\begin{aligned} H\Psi &= -J(NS^2 - 2S)\Psi - JS \sum_n (S_{n+1}^- \Psi_0 e^{iqan} + S_{n-1}^- \Psi_0 e^{iqan}) = \\ &= -J(NS^2 - 2S)\Psi - JS(e^{-iqa} + e^{+iqa})\Psi. \end{aligned}$$

При вычислении двух сумм мы заменили индексы суммирования $n+1$ на n' и $n-1$ на n' соответственно. Таким образом, Ψ есть собственное состояние с зависящей от q энергией

$$E_q = E_0 + 2JS(1 - \cos qa) = E_0 + 4JS \sin^2 \frac{qa}{2}.$$

При малых q энергия возбуждений стремится к нулю как $JSq^2 a^2$ в отличие от энергии, необходимой для переворота отдельного спина и равной $2JS$. При приближении q к границе зоны Бриллюэна она стремится к константе. Существование возбуждений со сколь угодно низкой энергией столь же важно для многих свойств ферромагнетика, как и различия между эйнштейновским и дебаевским приближениями для фононных спектров.

Поскольку энергия возбуждения квадратична по q при малых q , мы можем представлять себе такие возбуждения, как частицы, *магноны*, с эффективной массой m^* , определяемой равенством

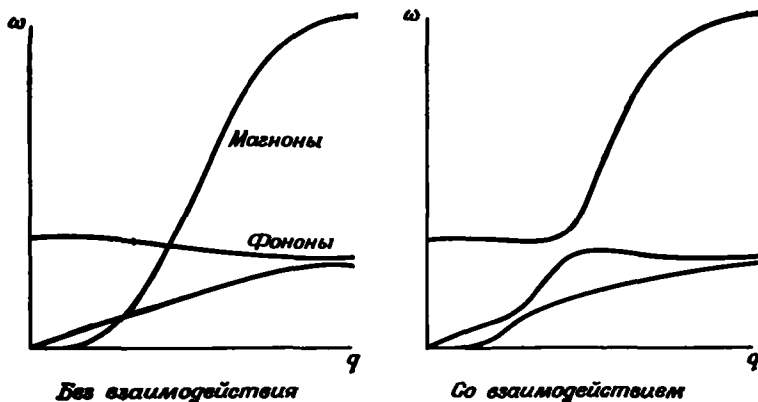
$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} = JSa^2 q^2.$$

Величина этой массы составляет примерно 10 масс электрона.

Интересно развить концепцию магнонов несколько дальше. Из соотношения (5.30) мы видим, что оператор

$$a_q^+ = A^+ \sum_j S_j^- e^{iq \cdot r_j}$$

порождает магнон с волновым вектором q , так как состояние $\Psi = a_q^+ \Psi_0$ содержит такое возбуждение. Здесь мы ввели множитель A^+ таким образом, чтобы волновая функция Ψ была нормированной



Ф и г. 150. Схематическое изображение дисперсионных кривых магнонов и фононов.

Кривая, относящаяся к магномам, для наглядности сжата по вертикали в 10 раз.

(A^+ зависит от S и N), и произвели обобщение на случай трехмерной системы. Операторы a_q^+ и ему сопряженные a_q^- называются операторами рождения и уничтожения магнонов соответственно.

Можно убедиться в том, что магноны представляют собой почти бозевские частицы. Каждое слагаемое волновой функции

$$a_q^+ \Psi_0 = A^+ \sum_j S_j^- \prod_i |S_i\rangle$$

отличается от основного состояния всего лишь одним из N спиновых состояний. Поэтому повторное действие оператора a_q^+ приводит к состоянию $a_q^+ a_q^+ \Psi_0$, которое с точностью до ошибки порядка $1/N$ есть снова собственное состояние системы с энергией, отличающейся от энергии основного состояния на удвоенную энергию возбуждения, т. е. на величину порядка $1/N$. Таким образом, в каждой магнонной моде (т. е. для каждого q) можно говорить об n_q магнонах и энергии возбуждения $n_q E_q$ до тех пор, пока выполняется неравенство $n_q \ll N$. Ограничение на величину n_q следует, конечно, из ограничений на величину допустимого уменьшения z -компоненты спина каждого иона. Магнонные моды, подобно фононным, образуют сово-

купность возбуждений ферромагнитной системы. Таким образом, они дают возможность статистического описания термодинамических свойств ферромагнетиков. Подобным же образом магноны можно построить и для антиферромагнитных кристаллов [2] и на их основе — теорию термодинамических свойств. В обоих случаях эти возбуждения вносят вклад в теплоемкость. Ясно, что тепловое возбуждение магнонов в ферромагнетиках уменьшает величину намагниченности системы.

Магноны взаимодействуют с нейтронами из-за присущего последним магнитного момента, и их можно поэтому обнаружить с помощью дифракции нейтронов. Они взаимодействуют и с фононами вследствие того, что силы взаимодействия между ионами зависят от спина. Так как дисперсионные кривые магнонов и фононов пересекаются, что показано на фиг. 150, существуют области значений волновых векторов, где эти возбуждения сильно перемешаны.

Легко видеть, что включение направленного вдоль оси z магнитного поля приводит к сдвигу энергии магнонов на величину $2 \mu_0 H$ (μ_0 — магнетон Бора), так как при появлении каждого маглонного возбуждения среднее значение z -компоненты полного спина системы уменьшается на единицу. Таким образом магнитное поле сдвигает кривые на фиг. 150.

§ 7. ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ МОМЕНТЫ

В последние годы очень интенсивно проводилось изучение свойств магнитных примесей, таких, как марганец и железо, растворенных в нормальных металлах, например в меди. Многие свободные ионы переходных металлов с частично заполненными d -оболочками имеют в основном состоянии нескомпенсированный электронный спин, а следовательно, и отличный от нуля магнитный момент. Проведенный нами анализ зон переходных металлов и резонансных состояний показал, что такие ионы, будучи растворенными в простых металлах, сохраняют в основном свои атомные характеристики. Поэтому можно ожидать, что они будут приводить к возникновению магнитных моментов в простых металлах, локализованных вблизи такой примеси. Так оно часто и бывает, и эти моменты дают вклад в парамагнитную восприимчивость и во многие другие свойства сплавов.

Следует заметить, что здесь мы выходим за рамки одноэлектронной зонной картины в том смысле, в котором мы до сих пор ее использовали. Нас интересуют как раз те ситуации, в которых неприменима теорема Купмэнса. Хотя эти состояния и можно рассматривать как резонансные, а не как локализованные, заполнение резонансного состояния со спином вверх может сдвигать энергию соответствующего резонанса со спином вниз выше энергии Ферми.