

ПЕРЕХОДЫ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

*К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева,
Р. З. Левитин*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	447
1. Магнитные фазовые диаграммы	448
2. Спин-переориентационные переходы и доменная структура	452
3. Критические флуктуации при спин-переориентационных переходах	454
4. Переходы спонтанной спиновой переориентации в редкоземельных орто-ферритах	456
5. Спиновая переориентация, осуществляемая путем двух фазовых переходов второго рода	457
6. Спиновая переориентация, происходящая как один фазовый переход второго рода	462
7. Спонтанные переориентационные переходы первого рода (переходы типа Морина)	463
8. Переориентационные переходы из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние, индуцированные внешним магнитным полем	468
9. Ортоферриты с двумя различными переходами типа Морина	472
10. Спонтанный переход спиновой переориентации в гадолинии	474
11. Спин-переориентационные переходы в редкоземельных одноосных интерметаллических соединениях	478
12. Спонтанные спин-переориентационные переходы в кубических магнетиках	478
13. Спиновая переориентация в тербий-иттриевых ферритах-гранатах	481
14. Спин-переориентационные переходы в интерметаллических соединениях RFe_2	483
Заключение	484
Цитированная литература	484

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известны и активно изучаются магнитные фазовые переходы типа порядок — беспорядок, связанные с разрушением ферромагнитного или антиферромагнитного упорядочения¹. Изучение таких переходов важно как для теории магнетизма, так и для общей теории конденсированного состояния вещества. Оно оказывает существенное влияние на развитие теории фазовых переходов в твердых и жидких телах. Об этом свидетельствует тот факт, что в последнее время появился ряд монографий, в которых магнитные переходы типа порядок — беспорядок и критические явления в системе жидкость — пар рассматриваются совместно и с единой точки зрения.

Однако, помимо изучения таких магнитных переходов, в последнее время проявляется большой интерес к изучению магнитных фазовых переходов типа порядок — порядок, при которых происходит изменение типа магнитной структуры. К таким переходам относятся, например, превращения ферромагнетизм — антиферромагнетизм, коллинеарный антиферромагнетизм — неколлинеарный антиферромагнетизм и т. д. Переходы

такого типа очень распространены и они весьма часто ответственны за аномальное поведение магнитных и других свойств магнитоупорядоченных веществ. Причины и характер магнитных фазовых переходов порядок — порядок могут быть весьма разнообразны (некоторые типы таких переходов, а именно обусловленные инверсией знака обменного интеграла и изменением электронного энергетического спектра, рассмотрены в обзорной статье ²). Однако с феноменологической точки зрения их можно рассматривать совместно, учитывая, что при таких переходах всегда теряет устойчивость одна из магнитных структур и становится устойчивой другая и, таким образом, изменяется магнитная симметрия. С этой точки зрения магнитные фазовые переходы типа порядок — порядок весьма напоминают хорошо изученные структурные переходы в кристаллах, характеризующиеся тем, что при переходе происходит деформация кристалла, сопровождающаяся, как правило, изменением ее кристаллической симметрии. Поэтому магнитные переходы типа порядок — порядок иногда называют магнитоструктурными фазовыми переходами.

Среди разнообразных магнитоструктурных фазовых переходов можно выделить спин-переориентационные фазовые переходы. Эти переходы характеризуются тем, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления) меняется ориентация магнитных моментов относительно кристаллографических осей. Простейшим примером спин-переориентационных переходов является часто наблюдаемое в различных ферромагнетиках явление: при изменении температуры направление легкого намагничивания изменяется — происходит поворот вектора намагничивания кристалла как целого от одного направления в другое. Переходы спиновой переориентации характеризуются параметром упорядочения, θ — углом поворота магнитного момента относительно осей кристалла. Эти переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода. В обоих случаях магнитная симметрия в точке перехода меняется скачком, однако при спин-переориентационных переходах первого рода происходит скачкообразное изменение параметра упорядочения θ , а при спин-переориентационных переходах второго рода θ меняется постепенно.

В данном обзоре суммируются и обобщаются имеющиеся в литературе сведения о спин-переориентационных фазовых переходах в редкоземельных магнетиках. Эти вещества как объект исследования выбраны потому, что в редкоземельных магнетиках наблюдается множество различных типов переходов, охватывающих по существу все разнообразие фазовых превращений типа спиновой переориентации. Главное внимание уделяется спонтанным спин-переориентационным переходам.

Рассматриваются также переходы спиновой переориентации в магнитном поле главным образом на примере редкоземельных ортоферритов. Мы не обсуждаем индуцированные полем переходы из коллинеарного ферромагнитного в неколлинеарное состояние, наблюдаемые в редкоземельных ферритах-гранатах, так как они недавно были освещены в обзорах ³.

1. МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Рассмотрим спин-переориентационные переходы с позиций теории Ландау. В рамках этой теории для описания магнитных структур вводят обычно некий «вектор состояния» $\mathbf{m}$, т. е. набор магнитных моментов, необходимых для макроскопического описания термодинамических свойств системы. Мы не будем детализировать вид $\mathbf{m}$, так как процедура выбора конкретного вида $\mathbf{m}$ хорошо известна ⁴. Заметим лишь, что в ферромагнетиках в качестве $\mathbf{m}$ обычно выбирают намагниченность, в антиферромагнетиках — вектор неупорядоченности.

тиках — магнитные моменты подрешеток или намагниченность и вектор антиферромагнетизма, в ферромагнетиках — магнитные моменты подрешеток и т. д. Теория Ландау предполагает разложение термодинамического потенциала (ТП) системы Φ по компонентам вектора $\mathbf{m}$, причем в качестве нулевого приближения берется потенциал парамагнитной фазы.

Удобно разложить Φ по неприводимым представлениям группы симметрии парамагнитной фазы. Минимизация ТП $\Phi(\mathbf{m}, H, T)$ по $\mathbf{m}$ дает возможный набор состояний магнитной системы (фаз) $\mathbf{m}_n(H, T)$, которые являются устойчивыми в соответствующих областях внешних параметров (H, T) , т. е. в соответствующих участках (H, T) -фазовой диаграммы. Возможные фазы $\mathbf{m}_n(H, T)$ можно разделить на два типа. В фазах первого типа при изменении H и T $\mathbf{m}(H, T)$ не изменяется. Обычно при этом спины направлены вдоль определенных кристаллографических направлений. Такие фазы мы будем называть «коллинеарными». В фазах второго типа происходит непрерывное изменение $\mathbf{m}_n$ с изменением внешних параметров, мы их будем называть «угловыми».

Некоторые фазы могут быть «вырожденными»; это означает, что имеет совокупность решений $\mathbf{m}_n^\alpha(H, T)$ ($\alpha = 1, 2, \dots$), которым соответствуют тождественно равные значения ТП. С наличием «вырождения» связаны некие элементы симметрии парафазы, которые отсутствуют в фазе $\mathbf{m}_n^\alpha(H, T)$, но, действуя на решения с разными α , переводят их друг в друга (как говорят в этом случае, «восстанавливают симметрию»); «вырождение» приводит к своеобразной доменной структуре.

Обсудим основные черты магнитных фазовых диаграмм магнетиков, испытывающих спин-переориентационные переходы. Ограничимся для простоты случаем, когда вектор состояния $\mathbf{m}$ можно описать двумя углами θ и φ *).

Будем предполагать также, что модуль вектора $\mathbf{m}$ при переходе не меняется. Возможные фазы $\{\theta, \varphi\}$ определяются как решения уравнений

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0. \quad (1.1)$$

Каждая фаза имеет определенную область существования (устойчивости) на плоскости H, T . Основные линии и точки, разделяющие их на диаграмме, определяются следующим образом (характерные примеры диаграмм см. ниже).

а) Пусть имеется решение задачи минимизации ТП: $\theta = \theta_{\text{колл}}, \varphi = \varphi'_{\text{колл}}$ (коллинеарная фаза). Эта фаза устойчива в некоторой области на плоскости H, T , в которой выполняются условия

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 > 0. \quad (1.2)$$

Обращение в нуль (с последующей сменой знака) одного из этих выражений есть условие потери устойчивости фазы. Оно определяет критическую линию на плоскости H, T , которая может быть линией фазового перехода второго рода или линией потери устойчивости метастабильной фазы. Тип перехода может быть установлен из анализа высших производных функции $\Phi(\theta, \varphi)$ или из рассмотрения области существования соседней фазы.

б) Очевидно, что линия, разделяющая две различные коллинеарные фазы, есть линия фазового перехода 1-го рода. Она определяется условием

$$\Phi(\theta_1, \varphi_1) = \Phi(\theta_2, \varphi_2). \quad (1.3)$$

*) Это ограничение не является очень сильным. Мы увидим ниже, что оно выполняется в широком классе магнитных материалов.

в) Граница между коллинеарной и угловой фазами может быть линейной фазового перехода как первого, так и второго рода. Для анализа угловой фазы иногда удобно рассматривать определяющее ее уравнение $\theta = \theta(H, T)$ *) как уравнение однопараметрического семейства кривых с $\theta = \text{const}$. Если огибающей такого семейства, т. е. некоторой границей угловой фазы, является линия с $\theta = \theta_{\text{колл}}$ и $\varphi = \varphi_{\text{колл}}$, то она есть линия фазового перехода второго рода. Если же огибающая не принадлежит семейству линий, то в этом случае области существования угловой и коллинеарных фаз перекрываются, т. е. между ними происходит фазовый переход первого рода. Линия перехода определяется уравнением типа (1.3) с соответствующими значениями фаз $\{\theta_{\text{колл}}, \varphi_{\text{колл}}\}$ и $\{\theta_{\text{угл}}(H, T), \varphi_{\text{угл}}\}$. Граница угловой фазы в этом случае (огибающая семейства) является линией потери устойчивости угловой фазы и определяется из следующих уравнений (путем исключения $\theta_{\text{угл}}(H, T)$):

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right|_{\theta_{\text{угл}}, \varphi} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right|_{\theta=\theta_{\text{угл}}, \varphi} = 0. \quad (1.4)$$

Линия фазового перехода второго рода между коллинеарной и угловой фазами может в некоторой точке перейти в линию первого рода (такую точку иногда называют трехкритической).

г) Внутри области существования угловой фазы может быть область, где функция $\theta(H, T)$ становится неоднозначной, т. е. в этой области уравнение (1.1) имеет два устойчивых решения (при заданном φ). Следовательно, в этой области сосуществуют две угловые фазы $\{\theta_{\text{угл}}^{(1)}(H, T), \varphi\}$ и $\{\theta_{\text{угл}}^{(2)}, \varphi\}$ с неравными между собой значениями ТП. Очевидно, что внутри области сосуществования есть линия фазового перехода первого рода между фазами $\{\theta_{\text{угл}}^{(1)}, \varphi\}$ и $\{\theta_{\text{угл}}^{(2)}, \varphi\}$, определяемая уравнением типа (1.3) с соответствующими значениями фаз. Границы области сосуществования есть линии потери устойчивости метастабильных угловых фаз. Они определяются уравнениями типа (1.4), где в качестве $\theta(T, H)$ входит соответствующая метастабильная угловая фаза. Линии потери устойчивости двух метастабильных угловых фаз могут сойтись в некоторой точке (в ней же, очевидно, заканчивается линия фазового перехода первого рода). Эта точка есть обычная критическая точка (типа критической точки «пар — жидкость»).

На линиях ориентационных переходов физические параметры испытывают характерные особенности. Как будет показано в дальнейшем (гл. 3), ориентационные переходы являются примером переходов, для которых теория Ландау (или эквивалентные ей теории, например, теория молекулярного поля) является очень хорошим приближением (она неприменима лишь в чрезвычайно узкой области вблизи точки перехода второго рода или другой критической точки). В рамках этой теории особенности термодинамических величин вблизи линий ориентационных переходов полностью определяются введенным выше ТП. При практических расчетах удобно разложить ТП Φ вблизи линии перехода в ряд по $\Delta\theta$, где $\Delta\theta$ есть отклонение угла θ от равновесного значения его в коллинеарной фазе. Это типичное для теории Ландау разложение по степеням параметра порядка $\eta = \Delta\theta$:

$$\Phi = \alpha (\Delta\theta)^2 + \gamma (\Delta\theta)^3 + \beta (\Delta\theta)^4 + \dots,$$

где $\alpha = 0$ на критической линии. Очевидно, что при описании поведения термодинамических величин при переходе могут быть использованы формулы теории Ландау ⁴.

*) Мы положим здесь $\varphi = \text{const}$, что обычно выполняется (по крайней мере это так во всех рассмотренных ниже магнитных переходах).

Роль параметра порядка при ориентационных переходах играет угол $\Delta\theta$. Интересно установить связь этого «формального» параметра порядка с параметром порядка, фигурирующим в общей теории фазовых переходов Ландау, введение которого обосновывается с позиций теории симметрии. Попутно мы рассмотрим некоторые симметричные аспекты ориентационных фазовых переходов.

Исследуем этот вопрос на простом примере, который отражает основные черты многих ориентационных переходов. Рассмотрим ферромагнетик ромбической симметрии, в котором переориентация намагниченности происходит в плоскости x, z . Проводимые ниже рассуждения полностью приложимы также к одноосному или гексагональному магнетику. В качестве вектора состояния естественно выбрать единичный вектор, направленный вдоль магнитного момента, $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)^*$. ТП можно представить в виде

$$\Phi = \frac{A_1}{2} m_x^2 + \frac{A_2}{2} m_z^2 + \frac{B_1}{4} m_x^4 + \frac{B_2}{4} m_z^4 + \frac{B_4}{4} m_x^2 m_z^2. \quad (1.5)$$

Мы положили $m_y = 0$, так как интересуемся только переориентацией в плоскости x, z . Минимизация этого ТП дает три возможные фазы: I) $m_x = 0, m_z = \pm 1$; II) $m_x = \pm 1, m_z = 0$; III) $m_x \neq 0, m_z \neq 0$. Фазы I и II являются коллинеарными, а фаза III — угловой.

Очевидно, что в рамках теории Ландау, исходящей из разложения ТП по инвариантным комбинациям компонент вектора $\mathbf{m}$ относительно исходной парамагнитной фазы (парафазы), переходы типа I $\rightarrow$ III и II $\rightarrow$ III следует описывать двумерным параметром порядка (m_x, m_z) . Заметим, что он преобразуется по двумерному приводимому представлению парафазы. Переход от двумерного порядка к «формальному» углу θ очевиден; заменой $m_x = \sin \theta, m_z = \cos \theta$ ТП сводится к виду **)

$$\Phi = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (1.6)$$

где K_1 и K_2 имеют смысл констант анизотропии. Возможны два случая, отличающиеся между собой по характеру фазовых диаграмм.

1-й случай: $K_2 > 0$. Фазы I — III имеют следующие области существования:

$$\left. \begin{aligned} \text{фаза I:} \quad & \theta = 0, \pi, \text{ устойчива при } K \geq 0, \\ \text{фаза II:} \quad & \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \text{ устойчива при } K_1 + 2K_2 \leq 0, \\ \text{фаза III:} \quad & \sin^2 \theta = -\frac{K_1}{2K_2}, \text{ устойчива в интервале } K_1 \leq 0, \\ & K_1 + 2K_2 \geq 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Равенства в соотношениях (1.7) соответствуют линиям потери устойчивости различных фаз. Обычно такие фазовые переходы реализуются при изменении знака константы анизотропии $K_1(T)$. Монотонное изменение температуры приводит к непрерывной переориентации вектора $\mathbf{m}$ с двумя фазовыми переходами второго рода I $\rightarrow$ III $\rightarrow$ II. Переход I $\rightarrow$ III происходит при $T = T_1$, где $K(T_1) = 0$; параметром порядка является угол, т. е. $\eta = \theta$ (либо $\pi - \theta$). Переход II $\rightarrow$ III происходит при $T = T_2$, определяемой соотношением $K_1(T) + 2K_2 = 0$. Параметр порядка здесь

*) В случае переориентации в ортоферритах или перехода типа спин-флота в антиферромагнетиках ТП можно представить в виде (1.5), при этом $\mathbf{m}$ в нем нужно заменить вектором антиферромагнетизма.

**) Хорнер и Варма⁵ впервые обратили внимание, что такой ТП описывает два близких по температуре фазовых перехода второго рода (при $K_2 > 0$).

$\eta = (\theta - \pi/2)$, либо $\eta = (\theta - 3\pi/2)$. Легко видеть, что вблизи точек перехода разложение ТП (1.6) по η принимает стандартный вид $\Phi = \alpha\eta^2 + \beta\eta^4$, где α обращается в нуль в соответствующей точке перехода, а $\beta > 0$.

2-й случай: $K_2 < 0$. Здесь фаза III неустойчива. ТП (1.6) описывает фазовый переход первого рода $I \rightarrow II$ при $T = T_0$, где T_0 определяется из условия равенства потенциалов обеих фаз $K_1(T_0) = -K_2$. Температуры T_1 и T_2 , определенные равенствами $K_1(T_1) = 0$ и $K_1(T_2) + 2K_2 = 0$, есть границы области существования метастабильных состояний (в предположении, что переход $I \rightarrow II$ происходит однородно по образцу).

Рассмотренные переходы являются типичными переходами с нарушением магнитной симметрии кристалла. Действительно, в первом случае, например, при переходе $I \rightarrow III$ нарушается симметрия относительно поворота вокруг оси z на угол π (C_2^z). В фазе III этого элемента симметрии нет, однако имеется удвоенное число решений задачи минимизации ТП (1.5) по сравнению с фазой I: (m_x, m_z) и $(-m_x, m_z)$, которые переводятся «нарушенным» элементом симметрии друг в друга. Этим двум решениям (двум фазам) соответствует одинаковая энергия («вырождение»). Аналогичные рассуждения применимы и для перехода $II \rightarrow III$, где роль «нарушенного» элемента симметрии играет поворот вокруг оси x . Рассмотренная картина нарушения симметрии и возникновения вырождения в угловой фазе, приводящего к доменной структуре, является типичной для всех непрерывных ориентационных переходов. Заметим, что при непрерывной переориентации путем двух фазовых переходов $I \rightarrow III \rightarrow II$ угловая фаза III играет «буферную» роль: она позволяет вектору m непрерывно перейти из фазы I в фазу II. С точки зрения симметрии непосредственный непрерывный переход $I \rightarrow II$ невозможен: действительно, для непрерывного перехода необходимо, чтобы группа магнитной симметрии одной из фаз, участвующих в переходе, была подгруппой симметрии другой фазы (4); очевидно, что для фаз I и II это требование не выполняется. Непосредственный переход $I \rightarrow II$ может быть только фазовым переходом первого рода, что действительно реализуется при $K_2 > 0$.

2. СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

Все вышеприведенные рассуждения применимы для пространственно однородных систем. В магнетиках особенно велика роль доменной структуры; мы рассмотрим основные черты поведения доменной структуры при переходах и проанализируем ее влияние на характер перехода. Удобно исследовать этот вопрос на разобранном выше примере ромбического магнетика. Здесь также нужно рассмотреть два случая: $K_2 > 0$ и $K_2 < 0$.

1-й случай: $K_2 < 0$. В однодоменном образце этот случай, как мы установили в гл. 1, отвечает фазовому переходу I рода с соответствующими областями существования метастабильных фаз. При наличии доменной структуры доменные стенки могут служить зародышами новой фазы, так как в них всегда имеются участки, в которых направление магнитных моментов совпадает с направлением магнитных моментов в новой фазе. Это приводит к изменению характера перехода, в частности, к тому, что переход может происходить без гистерезиса.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Для этого нужно исследовать изменение доменной границы при переходе. ТП с учетом энергии магнитных неоднородностей имеет вид

$$\Phi = \int \left[A \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + K_1(T) \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \right] dy, \quad (2.1)$$

где A — обменная константа. Уравнение Эйлера вариационной задачи для этого функционала

$$A \frac{d^2\theta}{dy^2} = K_1(T) \sin \theta \cos \theta + 2K_2 \sin^3 \theta \cos \theta + C \quad (2.2)$$

имеет первый интеграл

$$A \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 = K_1(T) \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + C, \quad (2.3)$$

где C — неопределенная константа, определяемая граничными условиями.

Для качественного выяснения поведения доменной структуры при переходе достаточно проанализировать фазовый портрет этого уравнения,

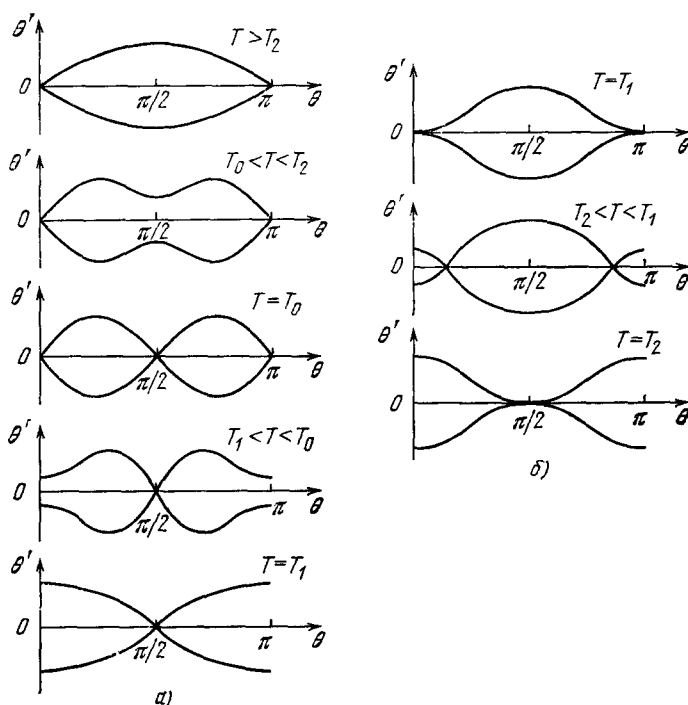


Рис. 1. Фазовые портреты уравнения (1.9), иллюстрирующие характер деформации доменной структуры при спин-переориентационных фазовых переходах.

а) Фазовый переход первого рода; б) непрерывная переориентация.

т. е. плоскость (θ', θ) , на которой каждому решению соответствует некоторая траектория, определяемая уравнением (2.3). Из всех решений уравнения (2.2) наиболее интересны решения, описывающие доменную границу. Таким решениям на фазовом портрете соответствуют траектории, называемые сепаратрисами. Они и изображены на рис. 1, а. Более детально характер доменных границ для аналогичной задачи изучен в работах ^{6, 7}. Из рис. 1, а видно, что при $T > T_2$ сепаратриса выходит из седловой точки $\theta = 0$, $\theta' = 0$ и входит в седловую точку $\theta = \pi$, $\theta' = 0$: она описывает обычную 180° -доменную стенку *). При $T_2 < T < T_0$ на сепаратрисе появляются

*) Седловые точки сепаратрисы (где $\theta' = 0$) описывают домены, а линия между ними — доменную границу.

экстремумы в точках $\theta = \pi/2$, $\theta = 3\pi/2$; это означает, что в центре доменных границ появляются перегибы, которые «растут» по мере приближения к $T = T_0$. При $T = T_0$ перегибы превращаются в домены новой фазы, т. е. при этой температуре возникает 90° -доменная структура. При $T_1 < T < T_2$ сепаратриса «отцепляется» от точек $\theta = 0$, $\theta = \pi$. Это означает, что «старые» домены (фазы I) превращаются в перегибы на 180° -доменных стенках новой фазы, перегибы постепенно уменьшаются при $T \rightarrow T_1$ и исчезают при $T < T_1$. С математической точки зрения температура фазового перехода $T = T_0$ является точкой бифуркации нелинейного дифференциального уравнения (2.2). Эта модель показывает, что ориентационный переход 1-го рода может быть безгистерезисным за счет непрерывной перестройки доменных стенок, играющих роль зародышей новой фазы. Такой механизм зародышеобразования весьма своеобразен, так как зародыши начинают расти еще «в недрах» старой фазы, т. е. до того, как система достигла температуры фазового перехода. Этот факт и является причиной безгистерезисности. Такого типа безгистерезисный переход исследовался экспериментально и теоретически в работе ⁸ на примере перехода типа Морина в DyFeO_3 с примесью Co^{2+} . Аналогичные переходы обнаружены и в кубических ферримагнетиках ⁹.

2-й случай: $K_2 > 0$, непрерывная переориентация. Некоторые особенности поведения доменной структуры при переходе следуют уже из симметричных соображений. В фазе I имеются два энергетически эквивалентных решения $m_x = 0$, $m_z = \pm 1$ (или $\theta = 0$, π). Это означает, что может существовать «обычная» доменная структура с 180° доменными границами. В фазе III число решений удваивается, $\theta = 0$ превращается в два решения $\theta_{1,2} = \pm \theta_0 = \pm \arcsin(\sqrt{-K_1/2K_2})$, а $\theta = \pi$ превращается в $\theta_{1,2} = \pi \pm \theta_0$. Это приводит к тому, что домен фазы I с $\theta = 0$ делится на два домена с $\theta_1 = \theta_0$ и $\theta_2 = -\theta_0$, аналогично домен с $\theta = \pi$ превращается в домены $\theta_3 = \pi - \theta_0$ и $\theta_4 = \pi + \theta_0$, т. е. число доменов в фазе III по сравнению с фазой I удваивается. Новые домены в фазе III разделены двумя видами границ (не 180° -типа). При переходе из фазы III в II происходит объединение решений, а следовательно, и доменов θ_1 , θ_3 в домен фазы II $\theta = \pi/2$, а доменов θ_2 , θ_4 в домен $\theta = 3\pi/2$, т. е. восстанавливается «обычная», но повернутая на $\pi/2$, доменная структура. На рис. 1, б изображены фазовые портреты уравнения (2.2) при $K_2 > 0$. Видно, что они находятся в полном соответствии с приведенной выше картиной. Здесь также температуры фазовых переходов являются точками бифуркации уравнения, определяющего доменную структуру. Заметим, что в угловой фазе III доменная структура сохраняется и в магнитном поле, достаточно сильном для того, чтобы подавить ее в фазах I и II. Это также является проявлением «вырождения», присущего угловой фазе. Более подробно все эти вопросы рассмотрены в работе ¹⁰.

3. КРИТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Большая часть теоретических работ, посвященных спин-переориентационным переходам, выполнена в рамках теории Ландау (или эквивалентных ей приближениях). Теория Ландау (а также теория молекулярного поля) при построении ТП системы пренебрегает в известном смысле флуктуациями параметра порядка. Вблизи температуры перехода, т. е. вблизи точки потери устойчивости системы, флуктуации сильно возрастают и эти теории становятся неадекватными. Характерной особенностью спин-переориентационных переходов является то, что для их описания теория Ландау применима практически без ограничений (область неприменимости

становится чрезвычайно узкой, $\Delta T \sim 10^{-4} - 10^{-7} \text{ }^\circ\text{K}$). Это является следствием того, что возникающие вблизи перехода флуктуации имеют очень большую величину радиуса корреляции^{11, 12}.

Рассмотрим этот вопрос на примере исследованного выше ориентационного перехода в магнетиках ромбической симметрии. Основой для феноменологического изучения критических флуктуаций служит термодинамический потенциал типа (2.4), учитывающий энергию магнитных неоднородностей. При малых θ имеем

$$\Phi = \int [K\tau\theta^2 + K_2\theta^4 + A (\text{grad } \theta)^2] dV, \quad (3.1)$$

где константа анизотропии $K_1(T)$ представлена в виде $K_1(T) = K\tau$, $\tau = (T - T_1)/T_1$.

Пусть флуктуация угла θ есть $\delta\theta(\tau)$, а ее фурье-образ $\delta\theta_q$. Известно, что средний квадрат флуктуации $\delta\theta_q$ равен⁴

$$|\delta\theta_q|^2 = \begin{cases} \frac{T}{V[K\tau + Aq^2]}, & \tau > 0, \\ \frac{T}{V[2K\tau + Aq^2]}, & \tau < 0. \end{cases} \quad (3.2)$$

Обратное преобразование Фурье формулы (3.2) дает корреляционную функцию флуктуаций параметра порядка

$$g(r) = \overline{\delta\theta(0)\delta\theta(r)} = \frac{T}{4\pi A\tau} e^{-r/\rho}, \quad (3.3)$$

где

$$\rho = \begin{cases} \sqrt{\frac{A}{K\tau}}, & \tau > 0, \\ \sqrt{\frac{A}{2K\tau}}, & \tau < 0, \end{cases}$$

— радиус корреляции, стремящийся к ∞ в точке фазового перехода.

Неограниченное возрастание однородных флуктуаций при подходе к точке фазового перехода указывает на неприменимость теории Ландау в непосредственной близости к ней. В работах^{13, 14} предложен критерий, определяющий область применимости теории Ландау, который удобно представить в виде

$$\sum_q^{q_{\max}} |\delta\theta_q|^2 \ll \theta_0^2, \quad (3.4)$$

где

$$q_{\max} = \frac{2\pi}{\rho}, \quad \theta_0 = \sqrt{\frac{2K|\tau|}{K_2}}.$$

Подставляя в (3.4) соответствующие величины и интегрируя, получим

$$\tau \gg \xi = \frac{T_1^2 K_2^2}{(4\pi)^2 A^3 K}. \quad (3.5)$$

Оценка величины ξ по этой формуле при типичных значениях параметров $K_2/K \sim 0,1$, $T_1 \sim 300 \text{ }^\circ\text{K}$, $A \sim 10^{-7} \text{ эрг/см}$, $K \sim 10^4 \text{ эрг/см}$ дает $\xi_K \sim 10^{-6}$. Для сравнения приведем значение соответствующей величины для перехода в точке Кюри $\xi_K \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Приведем еще характерные значения радиусов корреляции для ориентационных переходов $\rho_{\text{оп}}$ и переходов в точке Кюри ρ_C (при этих же параметрах):

$$\rho_{\text{оп}} \sim 3 \cdot 10^3 \tau^{-1/2} \text{ \AA}, \quad \rho_C \sim (3-5) \tau^{-1/2} \text{ \AA}.$$

На рис. 2 изображена спектральная плотность флуктуаций $|\delta\theta_q|^2$ и для сравнения соответствующая величина $|\Delta m_q|^2$ для критических флуктуаций в районе точки Кюри. Видно, что «ориентационные» флуктуации являются более длинноволновыми, чем флуктуации в районе точки Кюри.

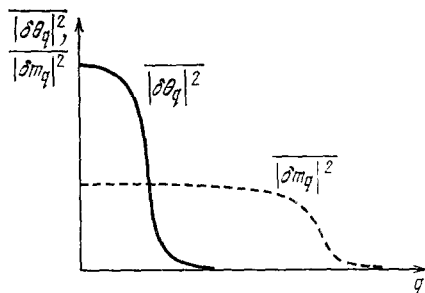


Рис. 2. Спектральная плотность критических флуктуаций при ориентационных переходах и в районе точки Кюри.

Этим объясняется, в частности, их малый вклад в термодинамический потенциал системы (статистический вес длинноволновых флуктуаций мал, а коротковолновые флуктуации сильно подавлены).

Сильное уменьшение роли критических флуктуаций в термодинамике ориентационных переходов отнюдь не означает, что критические флуктуации при ориентационных переходах вообще несущественны.

Некоторые явления (например, рассеяние света) определяются длинноволновыми флуктуациями, поэтому они могут иметь значительные аномалии при ориентационных переходах. Интенсивность рассеянного света непосредственно определяется величиной $|\delta\theta_q|^2$ (подробности см. в работе ¹⁵):

$$I \sim |\delta\theta_q|^2 \sim \frac{1}{\rho^{-2}(\tau) + 4k^2 \sin^2(\theta/2)}, \quad (3.6)$$

где $\rho(\tau)$ — радиус корреляции по (1.13), k — волновой вектор падающего света, θ — угол рассеяния. Эта формула отчетливо отражает основное свойство критических «ориентационных» флуктуаций — большие размеры их радиуса корреляции. В рассеянии света это проявляется в узкой диаграмме направленности рассеянного света (большая интенсивность рассеяния под небольшими углами) и в сравнительно широкой области температур, где «ощущаются» критические флуктуации *).

«Длинноволновая» природа критических флуктуаций при ориентационных переходах может сказаться и при рассеянии волн другой природы, например, звука. Для достаточно интенсивного рассеяния звука необходимо, чтобы радиус корреляции флуктуаций ρ был сравним с длиной волны звука. В случае ориентационных переходов этого можно достичь при умеренно близком приближении к точке перехода.

ПЕРЕХОДЫ СПОНТАННОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТАХ

В редкоземельных ортоферритах было впервые предпринято систематическое и детальное исследование природы и характера различных фазовых переходов, обусловленных спиновой переориентацией.

Кристаллическая симметрия ортоферритов $RFeO_3$ (R — ион редкоземельного элемента) описывается ромбической пространственной группой $D_{2h}^{16} - P_{6nm}^{17}$. В элементарной ячейке содержится четыре иона железа и четыре редкоземельных иона. При высоких температурах упорядоченную антиферромагнитную структуру образуют только спины ионов железа, которые, согласно нейтронно-графическим данным ¹⁸, имеют спиновую конфигурацию G -типа $+-+-$ (шахматный порядок) с поперечным слабоферромагнитным моментом F .

*) В работе ¹⁶ рассмотрена микроскопическая теория рассеяния вблизи ориентационных переходов.

Для нахождения возможных ориентаций спинов и слабоферромагнитного момента относительно кристаллографических осей запишем ТП ортоферритов в отсутствие внешнего магнитного поля в виде

$$\Phi = \frac{1}{2} A F^2 + \frac{1}{2} b_1 G_x^2 + \frac{1}{2} b_3 G_z^2 + \frac{1}{4} e_1 G_x^4 + \frac{1}{4} e_2 G_x^2 G_z^2 + \frac{1}{4} e_3 G_z^4 + d_1 G_z F_x - d_3 G_x F_z, \quad (4.1)$$

где

$$\mathbf{F} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4}{4M_0}, \quad \mathbf{G} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4}{4M_0}$$

— соответственно ферро- и антиферромагнитные векторы, $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \mathbf{M}_3, \mathbf{M}_4$ — магнитные моменты ионов железа, M_0 — величина магнитного момента при абсолютном нуле, A — константа обменного взаимодействия, b_i и e_i ($i = 1, 2, 3$) — константы релятивистских взаимодействий второго и четвертого порядка, d_i — константа обменно-релятивистских взаимодействий.

Минимизируя ТП (4.1) по векторам $\mathbf{F}$ и $\mathbf{G}$ при учете членов второго порядка, найдем в согласии с ¹⁹, что в ортоферритах могут реализовываться три типа спиновых конфигураций: 1) $G_x F_z$, 2) $G_z F_x$, 3) G_y , две из которых допускают слабый ферромагнетизм, а третья является чисто антиферромагнитной.

При высоких температурах слабоферромагнитный момент в ортоферритах обычно направлен вдоль c -оси ромбического кристалла, т. е. имеет место спиновая конфигурация $G_x F_z$. С понижением температуры становится возможным переход к конфигурации $G_z F_x$, а также к G_y , что и обуславливает многообразие наблюдаемых в ортоферритах переориентационных переходов. Фазовые переходы, связанные со спиновой переориентацией, могут быть как второго, так и первого рода в зависимости от величины и знака констант магнитной анизотропии.

Введя угол θ между вектором антиферромагнетизма $\mathbf{G}$ и a -осью ромбического кристалла, запишем выражение для ТП (4.1) после минимизации по $\mathbf{F}$ в виде

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (4.2)$$

где Φ_0 — часть энергии, не зависящая от ориентации спинов, K_1 и K_2 — первая и вторая константы анизотропии, которые могут быть выражены через постоянные b_i, e_i, d_i соотношения (4.1). К ТП (4.2) могут быть применены результаты гл. 1.

При $K_2 > 0$ переориентация спинов осуществляется постепенно путем двух фазовых переходов второго рода, при $K_2 < 0$ переориентация происходит скачком и является фазовым переходом первого рода.

5. СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ, ОСУЩЕСТВЛЯЕМАЯ ПУТЕМ ДВУХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ВТОРОГО РОДА

Наиболее распространенными и хорошо изученными переориентационными переходами в ортоферритах являются переходы $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$, сопровождаемые переориентацией спинов и соответственно магнитного момента в (ac) -плоскости кристалла (рис. 3). Такого типа переориентация наблюдается в ортоферритах HoFeO_3 (51—63 °K), ErFeO_3 (90—100 °K), TbFeO_3 (86—92 °K) ^{20-22,25} YbFeO_3 (6,5—7,8 °K) ²³, NdFeO_3 (125—167 °K) ²⁴, SmFeO_3 (470—490 °K) ^{20,24}, а также в замещенных ортоферритах $\text{Sm}_{1-x}\text{R}_x\text{FeO}_3$, где температура переориентации меняется в широких пределах в зависимости от концентрации замещающего редкоземельного иона ^{26,27}. В работе ²⁸ было впервые обращено внимание на то, что (ac) -переориентация происходит не мгновенно, а растягивается на интервал

температур $\sim 10^\circ$. Как было показано в работах ²⁹⁻³¹, при (ас)-переориентации в ортоферритах первая константа анизотропии меняет знак, а вторая

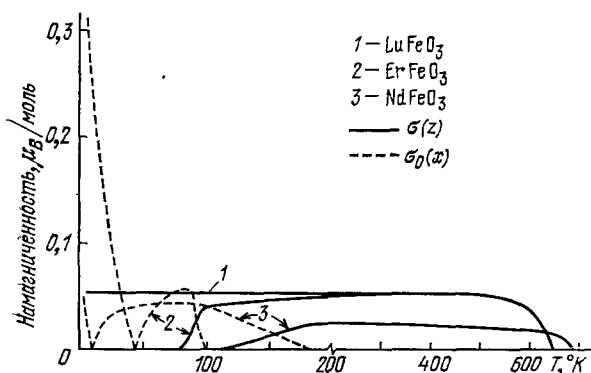


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанной намагниченности некоторых ортоферритов.

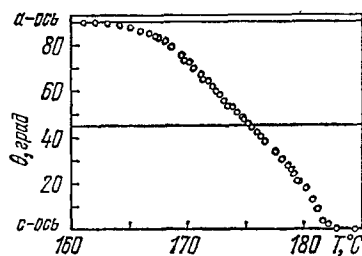


Рис. 4. Температурная зависимость угла θ между направлением магнитного момента и c -осью ромбического кристалла ортоферрита самария ³¹.

константа является положительной и слабо зависит от температуры. В этом случае при минимизации ТП (4.2), помимо равновесных состояний с устойчивой ориентацией спинов вдоль a -оси ($T > T_2$) и c -оси

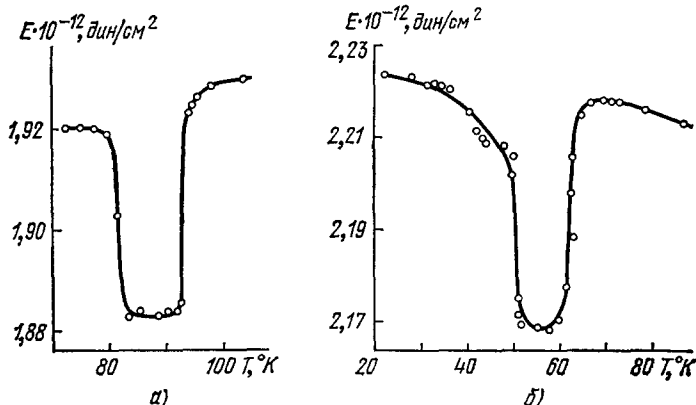


Рис. 5. Температурная зависимость модуля Юнга вдоль c -оси ромбического кристалла $TuFeO_3(a)$ и $HoFeO_3(b)$.

кристалла ($T < T_1$), в интервале температур $T_1 < T < T_2$ реализуется состояние, при котором спины направлены под углом θ к a -оси кристалла ³⁰:

$$\sin^2 \theta = -\frac{K_1}{2K_2}. \quad (5.1)$$

Температурная зависимость угла θ для ортоферрита самария в области переориентации спинов, полученная экспериментально, приведена на рис. 4 ³¹.

Как было показано в гл. 1, при температурах T_1 и T_2 в момент начала и конца процесса переориентации имеют место два фазовых перехода второго рода.

Очевидно, что при температурах T_1 и T_2 должны иметь место аномалии физических свойств, таких, как упругие модули, теплоемкость и др., что и наблюдалось экспериментально ^{23, 32-34}. На рис. 5 приведены темпе-

ратурные зависимости модуля Юнга для ортоферритов тулия и гольмия вдоль c -оси ромбического кристалла в области температуры переориентации³². Видно, что при температурах начала T_1 и конца T_2 переориентации наблюдаются два скачка модуля; для TuFeO_3 и HoFeO_3 они соответственно равны $\Delta E_c = 4,7 \cdot 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{10}$ дин/см².

Величина скачка модуля Юнга может быть также определена, исходя из термодинамического рассмотрения^{32,35}. Минимизируя полный ТП, учитывая, помимо магнитной энергии, упругую, магнитоупругую энергии и энергии внешних напряжений:

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \frac{E_i^2}{2} \xi_i^2 + L_i \xi_i \sin^2 \theta + \frac{1}{2} M_i \xi_i^2 \sin^2 \theta + P_i \xi_i, \quad (5.2)$$

где E_i — модуль Юнга, L_i , M_i — магнитоупругие константы, P_i — внешнее напряжение, ξ_i — относительная деформация ($i = x, y, z$), получим, что при температурах T_1 и T_2 должны наблюдаться два скачка модуля Юнга:

$$\Delta E_i = \frac{L_i^2}{2K_2}, \quad (5.3)$$

соответствующие двум фазовым переходам второго рода.

Подставляя в формулу (5.3) вторую константу анизотропии $K_2 = 3 \cdot 10^4$ эрг/см³, определенную из магнитных измерений, и L_i , найденные из измерений деформации решетки при переориентации спинов ($L_i = \xi_i E_i$)³⁵ ($L_c = (5,4 \pm \pm 0,5) \cdot 10^7$ эрг/см³ для TuFeO_3 и $L_c = (5,2 \pm 0,5) \cdot 10^7$ эрг/см³ для HoFeO_3), получаем $\Delta E_c = (4,8 \pm 1) \cdot 10^{10}$ эрг/см³ и $\Delta E_c = (4,5 \pm 1) \cdot 10^{10}$ эрг/см³ для TuFeO_3 и HoFeO_3 соответственно, что в пределах экспериментальных ошибок совпадает с непосредственно наблюдаемыми скачками модуля Юнга. Хорошее согласие в величине непосредственно измеренных значений ΔE_c и рассчитанных по формуле (5.3) говорит о правильности принятых представлений о характере рассматриваемого переориентационного перехода. Другим непосредственным доказательством того, что (ac)-переориентация осуществляется путем двух фазовых переходов второго рода, могут служить данные по измерению теплоемкости, полученные для ортоферрита иттербия (рис. 6)²³. В этом случае также при температурах начала T_1 и конца T_2 процесса переориентации спинов наблюдались скачки теплоемкости, указывающие на наличие фазовых переходов второго рода.

В присутствии внешнего магнитного поля характер фазовых переходов при (ac)-переориентации меняется^{11, 30}. Можно показать, что если без поля переход $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ осуществляется путем двух фазовых переходов второго рода, то при наложении магнитного поля вдоль a - и c -осей кристалла один фазовый переход смещается по температуре, а второй исчезает. Для этого запишем разложение ТП при наличии внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ в виде

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - \mathbf{FHM}_0. \quad (5.4)$$

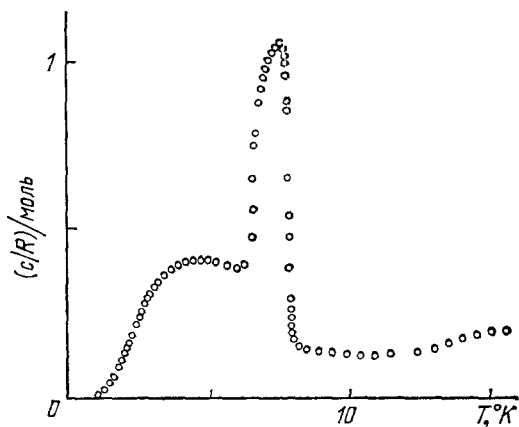


Рис. 6. Температурная зависимость теплоемкости YbFeO_3 ²³.

В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ поле препятствует отклонению магнитного момента $\mathbf{F}$ от $\mathbf{c}$ -оси кристалла при понижении температуры.

При отклонении магнитного момента от $\mathbf{c}$ -оси на угол θ в разложение ТП (5.4) войдет член

$$FH \cos \theta M_0 = FH \left(1 - \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) M_0$$

и тогда ТП в окрестности $\theta = 0$ может быть записан в виде

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \theta^2 + K_2 \theta^4 + BH \theta^2, \quad (5.5)$$

т. е. так же, как и в отсутствие внешнего поля, будем иметь фазовый переход второго рода, который поле только сместит по температуре. В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ при $\mathbf{F} \parallel \mathbf{c}$ в разложении энергии добавится член $FH M_0 = FH \sin \theta M_0$ и ТП запишется в виде

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \theta^2 + K_2 \theta^4 + B' H \theta, \quad (5.6)$$

т. е. при минимизации ТП пропадет решение $\theta = 0$ и исчезнет второй фазовый переход.

При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, минимизируя ТП (5.4), получаем следующие два решения:

$$\begin{aligned} \sin \theta &= 0, \\ \cos^3 \theta - \left(1 - \frac{K_1(T)}{2K_2}\right) \cos \theta - \frac{FHM_0}{4K_2} &= 0. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Первое решение соответствует минимуму ТП при любой величине магнитного поля H для температур выше T_2 , а также при $T < T_2$ при достаточно

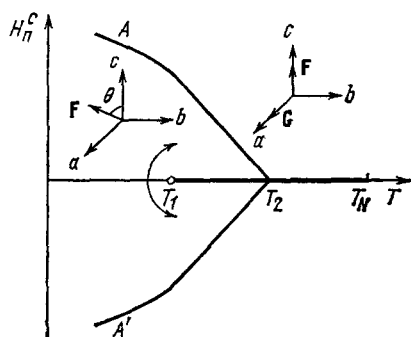


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма редкоземельных ортоферритов, соответствующая случаю непрерывной переориентации спинов в плоскости a, c . $T_2 A$ и $T_2 A'$ — линии фазового перехода второго рода, $T_1 T_2 T_N$ — линия фазового перехода первого рода, T_1 — критическая точка.

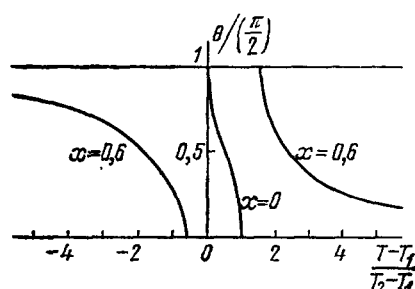


Рис. 8. Температурная зависимость угла θ , рассчитанная для ортоферрита самария при поле, параллельном a - и c -осям кристалла ($x = \chi_{\perp} H/\sigma$)¹¹.

больших $H > H_{\Pi}$, где H_{Π} — так называемое пороговое магнитное поле, величину которого можно найти с помощью (5.4) из условия существования минимума $(\partial^2 \Phi / \partial \theta^2)_{\theta=0} \geq 0$. Второе решение (угловая фаза) реализуется для $T < T_2$ при $H \leq H_{\Pi}(T)$.

Аналогичная ситуация реализуется при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Изложенные результаты могут быть представлены в виде фазовой диаграммы, изображенной на рис. 7. Линия $A T_2 A'$, отделяющая угловую фазу от фазы $\theta = 0$, которая определяет зависимость от температуры, есть линия фазового перехода второго рода. Линия $H = 0$, $T = T_1$ представляет собой линию фазо-

вого перехода первого рода (H параллельно легкой оси). Точка T_1 есть критическая точка, что согласуется с тем фактом, что фазовый переход в этой точке исчезает при $H \neq 0$.

Температурная зависимость угла θ при поле H , параллельном c - и a -осям кристалла, рассчитанная для ортоферрита самария¹¹, представлена на рис. 8. Видно, что вместо двух фазовых переходов второго рода при наличии поля остается один фазовый переход, смещенный по температуре.

В работах³²⁻³⁶ проводилось исследование влияния магнитного поля на аномалии модуля Юнга и скорости звука в ортоферритах тулия и эрбия при (ac)-переориентации спинов. Было показано, что при поле, параллельном a - и c -осям кристалла, вместо двух скачков модуля Юнга, соответствующих двум фазовым переходам второго рода, остается один, смещенный по температуре (рис. 9). Аналогично, при измерении теплоемкости ортоферрита иттербия в области температуры переориентации под влиянием магнитного поля оставался только один фазовый переход, а второй размывался и исчезал²³.

Смещение температур переориентации T_1 и T_2 под влиянием поля определяется формулой

$$\Delta T_{1,2}(H) = \frac{H(T_2 - T_1)F}{4K_2}. \quad (5.8)$$

При выводе соотношения (5.8) принималось во внимание, что

согласно экспериментальным данным^{29, 30} вблизи температуры переориентации первая константа анизотропии практически линейно зависит от температуры и можно считать, что

$$K_1(T) = \frac{2K_2(T - T_0)}{T_2 - T_1}. \quad (5.9)$$

Смещение температуры переориентации ортоферритов во внешнем магнитном поле наблюдалось экспериментально при измерении кривых намагничивания³⁷, кривых крутящих моментов²⁹, дифференциальной восприимчивости³⁸ и магнитострикции, возникающей при индуцированной полем переориентации спинов^{35, 36, 39}. По данным этих измерений были получены температурные зависимости пороговых полей, вызывающих фазовые переориентационные переходы (фазовые диаграммы; рис. 10, 11). Из рис. 10, 11 видно, что пороговое поле убывает по мере приближения к температуре переориентации в результате уменьшения константы анизотропии, которая обращается в нуль внутри области переориентации.

Как было показано в работах^{29, 39-41}, внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси антиферромагнетизма, может индуцировать пере-

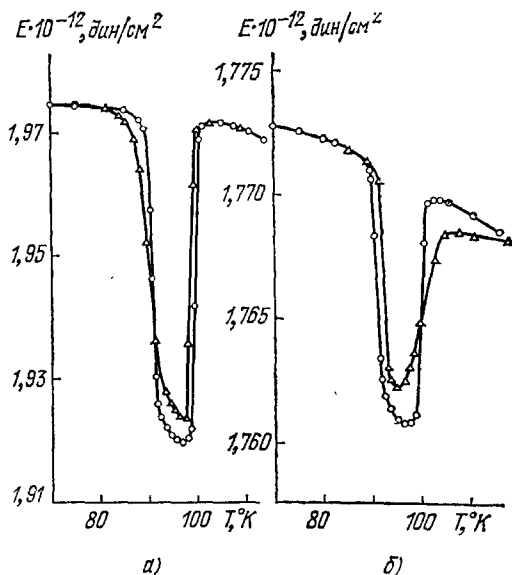


Рис. 9. Температурная зависимость модуля Юнга ErFeO_3 в отсутствие поля ($\circ$) и при внешнем поле ($H = 2 \cdot 10^3$ э), параллельном c -оси (а) и a -оси (б) кристалла (Δ).

ориентационный переход $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ также и в ортоферритах, для которых не наблюдается спонтанной переориентации спинов. Так, для ортоферритов YFeO_3 и EuFeO_3 пороговые поля, вызывающие переориентацию спинов, были, согласно ^{29, 41}, соответственно равны 70 и 75 кэ и практически не менялись в интервале температур 78—300 °К.

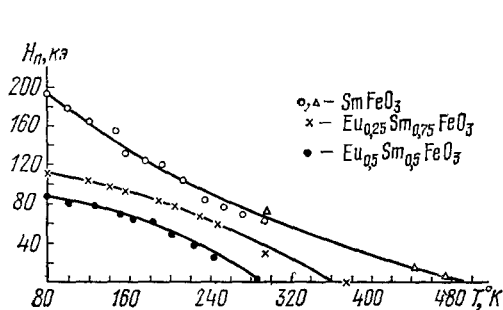


Рис. 10. Фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ ортоферритов SmFeO_3 и $\text{Eu}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ по данным работ ^{29, 39}.

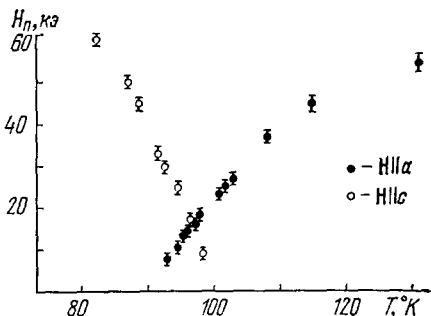


Рис. 11. Фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ ErFeO_3 .

Пользуясь выражением, полученным в ³⁷ для порогового поля

$$H_{II} = -\frac{H_D}{2} + \sqrt{\frac{H_D^2}{4} + H_0 H_A}, \quad (5.10)$$

и принимая, согласно ⁴², обменное поле $H_0 = 6,4 \cdot 10^6$ э и поле Дзялошинского $H_D = 1,4 \cdot 10^5$ э, можно определить по величине порогового поля ортоферрита иттрия (ионы иттрия немагнитны) поле анизотропии H_A э и соответственно константу анизотропии ионов железа $K = H_A M_0 / 2 = 5 \cdot 10^6$ эрг/см³.

6. СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ, ПРОИСХОДЯЩАЯ КАК ОДИН ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ВТОРОГО РОДА

Помимо рассмотренных выше переориентационных переходов, осуществляемых путем двух фазовых переходов второго рода, когда магнитный момент переориентируется от c - к a -оси кристалла, в некоторых замещенных ортоферритах наблюдается

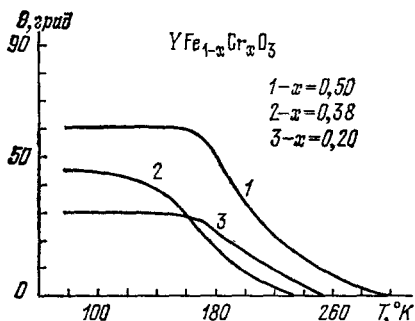


Рис. 12. Температурная зависимость угла θ для системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$.

частичная переориентация спинов, при которой магнитный момент отходит от c -оси кристалла, но не достигает a -оси, а устанавливается по отношению к ней под некоторым углом. Такого рода переориентационный переход наблюдается, например, для системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ ⁴³. На рис. 12 приведена температурная зависимость угла между направлением магнитного момента и c -осью кристалла, полученная для нескольких составов этой системы из кривых крутящих моментов.

Для всех приведенных составов с понижением температуры наблюдалась переориентация магнитного момента от c -оси кристалла к направ-

лению под углом к ней, причем угловая ориентация магнитного момента оставалась устойчивой и неизменной при дальнейшем уменьшении температуры. Аналогичные спин-переориентационные переходы наблюдались также при малом замещении в ортоферрите иттрия ионов Fe^{3+} на ионы Co^{2+} ⁴⁴. В работе ⁴⁵ была найдена критическая концентрация ионов Co^{2+} , выше которой наблюдается полная спиновая переориентация $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$, появление которой связано с большой одноионной анизотропией ионов Co^{2+} . При концентрациях Co^{2+} , меньших 0,3%, наблюдается

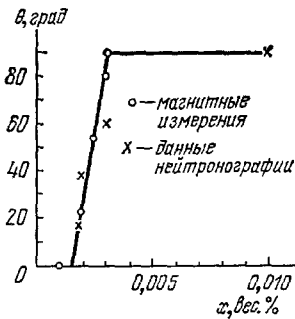


Рис. 13. Зависимость угла θ от концентрации для системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$.

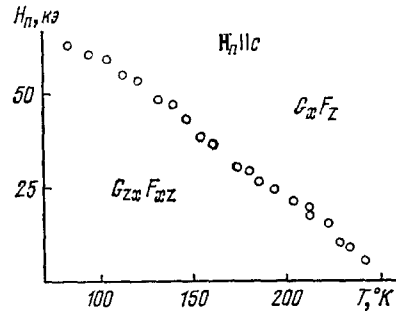


Рис. 14. Фазовая диаграмма $H_{\Pi}(T)$ для $\text{YFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x = 0,0024$).

переориентационный переход типа $G_x \rightarrow G_{xz}$, при котором магнитный момент устанавливается с понижением температуры в (ac) -плоскости под углом θ к c -оси (рис. 13).

Наличие ориентационных переходов типа $G_x \rightarrow G_{xz}$ в ортоферрите иттрия, замещенном Co^{2+} и Cr^{3+} , было подтверждено данными по дифракции нейтронов ⁴⁶.

В отличие от обычных ориентационных переходов, в плоскости ac -типа $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ при переориентации спинов $G_x \rightarrow G_{xz}$ наблюдается только один фазовый переход второго рода при температуре T_2 , когда магнитный момент отходит от c -оси кристалла. Магнитное поле, приложенное вдоль c -оси кристалла, должно смещать фазовый переход $G_x \rightarrow G_{xz}$ в область более низких температур согласно соотношению (2.11). Для ортоферрита иттрия, содержащего 0,24% Co^{2+} измерялась магнитострикция, возникающая при перестройке магнитной структуры в магнитном поле, приложенном вдоль c -оси кристалла. Из этих измерений была построена температурная зависимость порогового поля, при котором завершался процесс вращения спинов $G_{xz} \rightarrow G_x$ (рис. 14). Смещение температуры фазового перехода в поле $\mathbf{H} \parallel c$ составляло величину $\Delta T_R / \Delta H \sim \sim 3 \cdot 10^{-3}$ град/э.

7. СПОНТАННЫЕ ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО РОДА (ПЕРЕХОДЫ ТИПА МОРИНА)

Значительно менее изученной является спиновая переориентация в ортоферритах, сопровождаемая переходом из слабоферромагнитного в антиферромагнитное состояние (переход типа Морина). Такой переориентационный переход $G_x F_z \rightarrow G_y$ наблюдается, например, в ортоферрите диспрозия при понижении температуры до $\sim 40^\circ \text{K}$. ^{20, 47} (рис. 15). Для выяснения природы перехода типа Морина в ортоферрите диспрозия было предпринято измерение магнитных, упругих, магнитоупругих свойств,

а также теплового расширения в районе температуры перехода⁴⁸. Было показано, что размеры кристалла в точке Морина меняются скачком, причем возникающие при переходе деформации кристалла обнаруживали сильную анизотропию, отличаясь вдоль различных кристаллографических направлений как по величине, так и по знаку. Так спонтанные деформации вдоль *c*- и *a*-осей кристалла DyFeO_3 при переходе были соответственно равны $(\Delta l/l)_c = -(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$, $(\Delta l/l)_a = (9,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$.

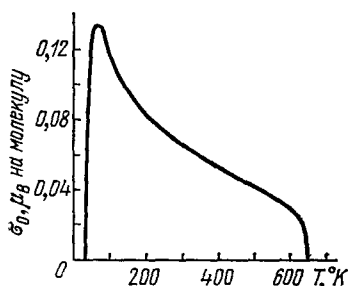


Рис. 15. Температурная зависимость спонтанной намагниченности DyFeO_3 ⁴⁷.

Резкое изменение размеров кристалла в точке Морина свидетельствует о том, что переориентационный переход в DyFeO_3 осуществляется не путем плавного вращения спинов, как это наблюдалось для (*ac*)-переориентации, а скачком. При переходе типа Морина наблюдается также качественно отличный от рассмотренного выше вид аномалии в температурной зависимости модуля Юнга (рис. 16). В зависимости $E(T)$ вблизи 42 °K, где происходит переход из слабоферромагнитного в антиферромагнитное состояние, не наблюдается скачков модуля Юнга, а имеется лишь небольшое уменьшение модуля $\Delta E/E \approx 10^{-2}\%$, которое на два порядка

меньше, чем при плавном вращении спинов (см. гл. 4). Отсутствие двух скачков модуля Юнга, свидетельствующих о существовании «мягкой»

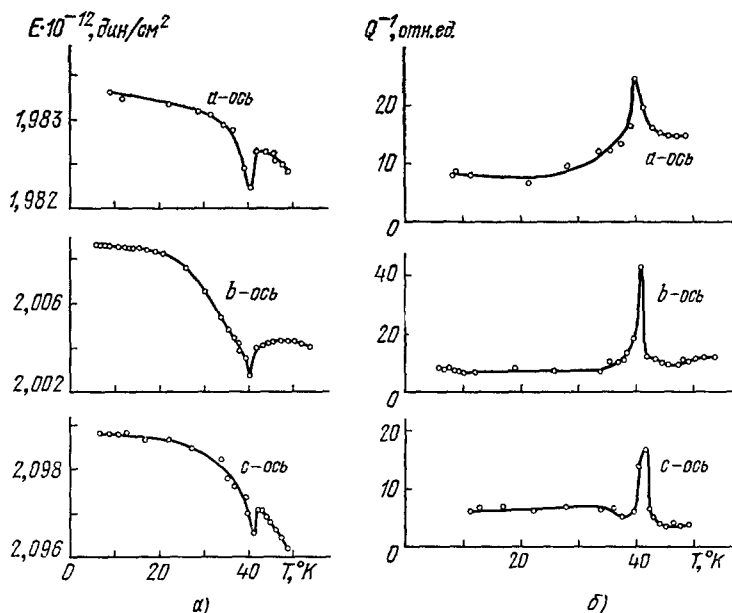


Рис. 16. Температурная зависимость модуля Юнга (а) и внутреннего трения (б) вдоль *a*-, *b*- и *c*-осей DyFeO_3 .

моды антиферромагнитных подрешеток ионов железа при $K_2 > 0$, указывает на то, что в данном случае, по-видимому, $K_2 < 0$ и переориентация спинов осуществляется скачком, путем фазового перехода первого рода⁴⁹.

Измерения магнитных и упругих свойств в области переориентации спинов не обнаруживали гистерезиса при нагреве и охлаждении образца, характерного для фазового перехода первого рода. Отсутствие гистерезиса свидетельствует об обратимом характере перестройки доменной структуры в области перехода, что кажется вполне естественным, поскольку 180° -доменные границы при приближении к температуре переориентации служат зародышами новой ($\theta = \pi/2$) фазы (более подробно см. гл. 2). При наложении внешних напряжений уменьшение модуля Юнга в области температуры перехода обусловлено, очевидно, в данном случае перестройкой доменной структуры, а не вращением спинов внутри доменов, как это наблюдалось при плавном переходе.

Небольшое различие модулей, наблюдаемое слева и справа от температуры перехода, связано, по-видимому, с различной жесткостью кристалла в слабоферромагнитном и антиферромагнитном состоянии. В области температуры перехода наблюдается значительное возрастание внутреннего трения (см. рис. 16), связанное, по-видимому, с необратимыми потерями энергии при смещении границ между доменами под влиянием внешних напряжений.

Величину интервала перехода ΔT , где должна происходить постепенная перестройка доменной структуры, можно оценить из соотношения

$$\Delta T \frac{dK_1}{dT} \sim 4\pi I^2, \quad (7.1)$$

где I — намагниченность. Подставляя в эту формулу экспериментально определенные для ортоферрита диспрозия значения $I = 20$ эс и $dK_1/dT = 2 \cdot 10^3$ эрг $\cdot$ см $^{-3}$ град $^{-1}$, получим $\Delta T \approx 2^\circ$, что близко к наблюдаемому интервалу температур, где проявляется аномалия упругих модулей и внутреннего трения. Наложение внешнего магнитного поля параллельно c -оси кристалла смещает точку Морина в область более низких температур и несколько изменяет характер наблюдаемых аномалий модуля Юнга и внутреннего трения (рис. 17). Начиная с полей ~ 1 кэ и выше пропадает «пик», связанный с движением доменных границ, поскольку образец, по-видимому, становится однодоменным и наблюдается только небольшой скачок, обусловленный различной жесткостью кристалла в слабоферромагнитном и антиферромагнитном состоянии. При наложении магнитного поля исчезал пик внутреннего трения, наблюдаемый в районе точки Морина, что также, очевидно, связано с переходом образца в однодоменное состояние.

Сильное влияние перестройки доменной структуры на характер наблюдаемых аномалий еще раз подтверждает правильность предположения о том, что переориентация спинов в точке Морина в DyFeO_3 осуществляется скачком. Аналогичный характер имеет также низкотемпературный переход, наблюдаемый в ортоферрите $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x < 1$ %). Малое замещение ионов железа на ионы кобальта в ортоферрите диспрозия приводит к значительному повышению температуры Морина, а также к появлению еще одного переориентационного перехода в (ac) -плоскости (рис. 18), вследствие чего монокристаллы $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ являются чрезвычайно удобными объектами для изучения характера спин-переориентационных переходов^{50,51}. Как видно из рис. 18, при высоких температурах слабоферромагнитный момент в этих кристаллах ориентирован вдоль c -оси кристалла и при понижении температуры переориентируется к a -оси кристалла (переход $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$). При дальнейшем понижении температуры наблюдается переход из слабоферромагнитного в чисто антиферромагнитное состояние, связанный с переориентацией спинов к ромбической b -оси. В отличие от высокотемпературного перехода, этот переход

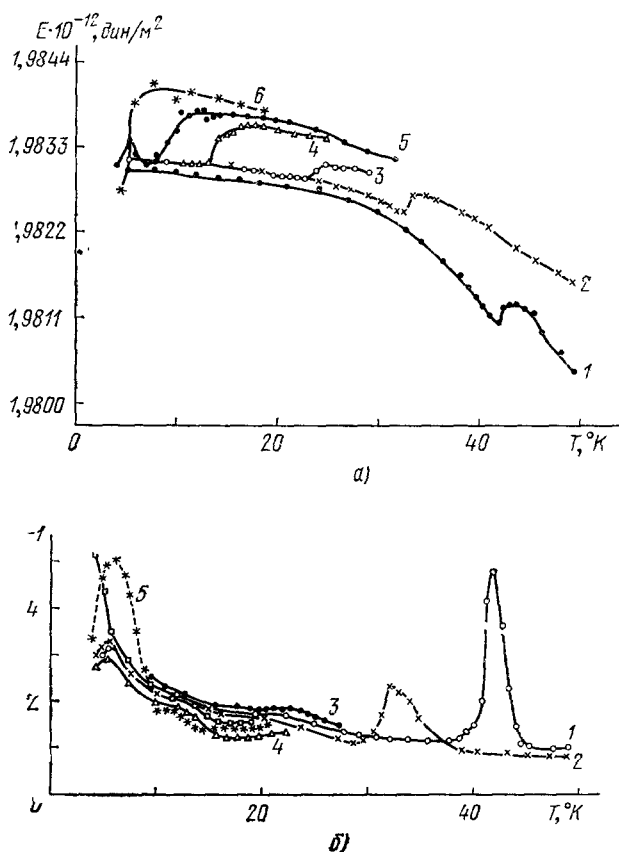


Рис. 17. Температурная зависимость модуля Юнга (а) и внутреннего трения (б) DyFeO_3 при внешнем магнитном поле, параллельном c -оси кристалла ($H_{\text{кэ}} = 0$); 1 (2), 2 (3), 3 (4), 4, 4 (5) и 6 (6)).

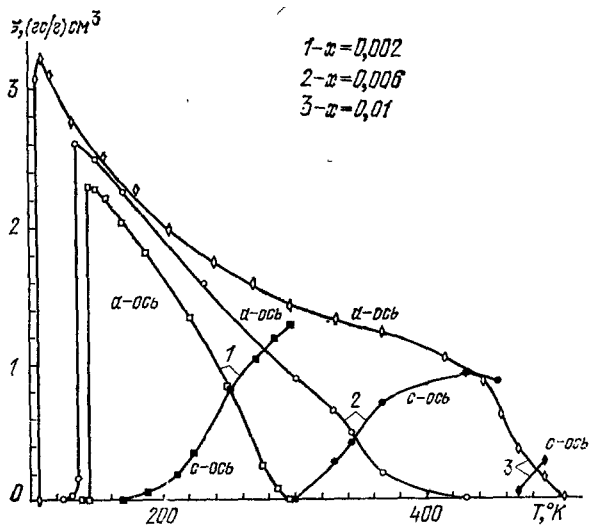


Рис. 18. Температурная зависимость спонтанной намагниченности $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$.