

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,

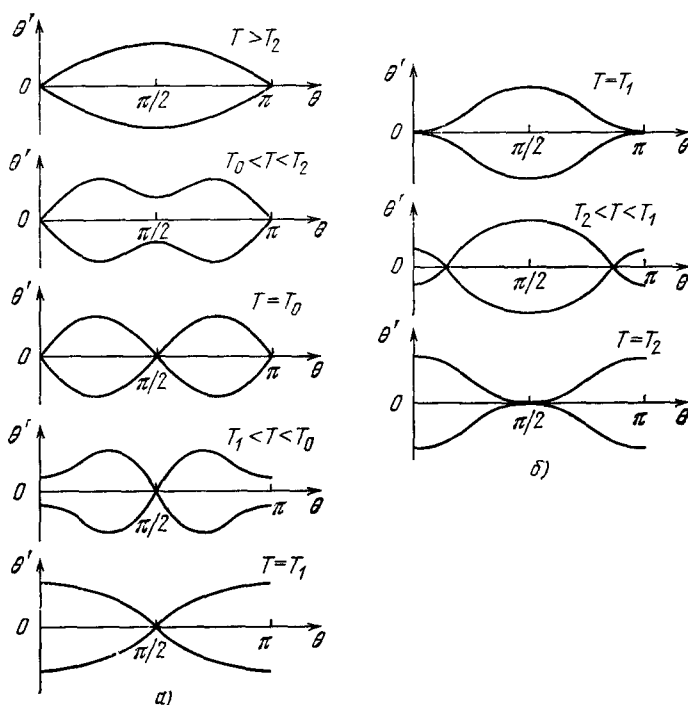


Рис. 1. Фазовые портреты уравнения (1.9), иллюстрирующие характер деформации доменной структуры при спин-переориентационных фазовых переходах.

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.

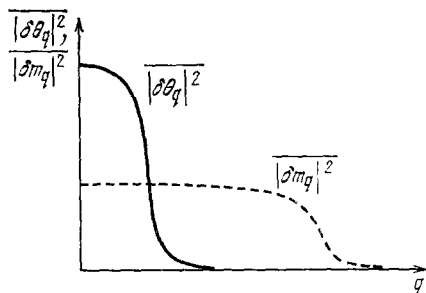


Рис. 2. Спектральная плотность критических флуктуаций при ориентационных переходах и в районе точки Кюри.

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

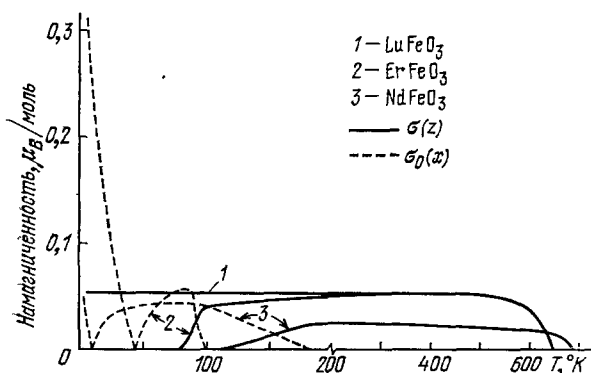


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанной намагниченности некоторых ортоферритов.

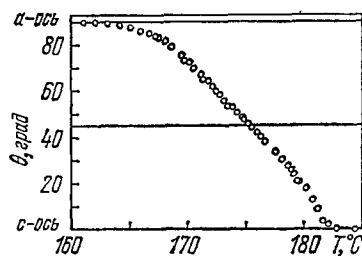


Рис. 4. Температурная зависимость угла θ между направлением магнитного момента и с-осью ромбического кристалла ортоферрита самария ³¹.

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

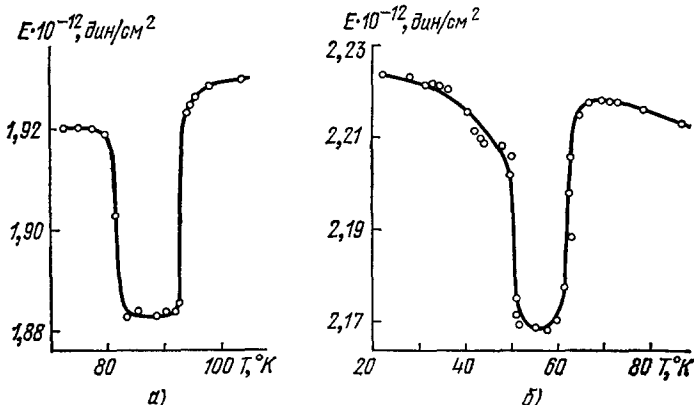


Рис. 5. Температурная зависимость модуля Юнга вдоль c -оси ромбического кристалла $TbFeO_3(a)$ и $HoFeO_3(b)$.

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

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

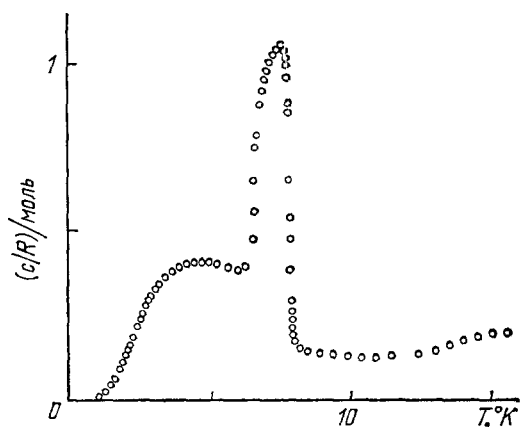


Рис. 6. Температурная зависимость теплоемкости YbFeO_3 ²³.

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

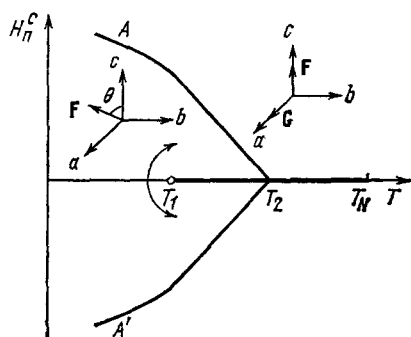


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма редкоземельных ортоферритов, соответствующая случаю непрерывной переориентации спинов в плоскости a, c . $T_2 A$ и $T_2 A'$ — линии фазового перехода второго рода, $T_1 T_2 T_N$ — линия фазового перехода первого рода, T_1 — критическая точка.

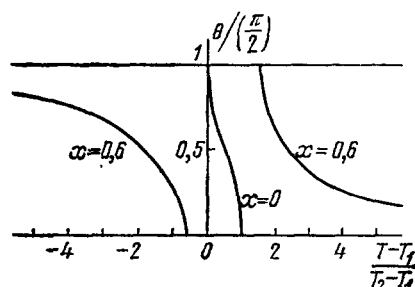


Рис. 8. Температурная зависимость угла θ , рассчитанная для ортоферрита самария при поле, параллельном a - и c -осям кристалла ($x = \chi_{\perp} H/\sigma$)¹¹.

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-

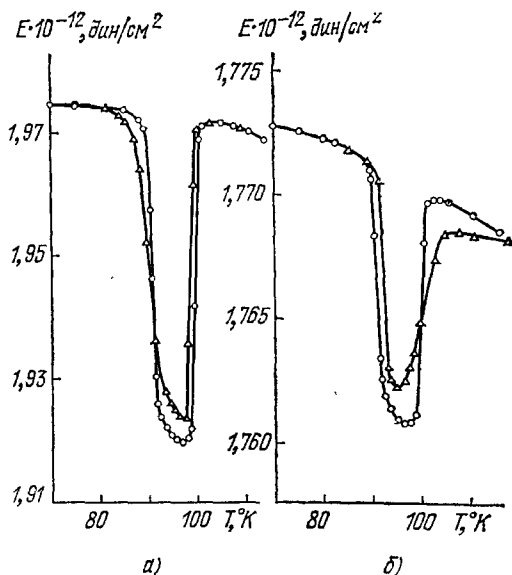


Рис. 9. Температурная зависимость модуля Юнга ErFeO_3 в отсутствие поля (o) и при внешнем поле ($H = 2 \cdot 10^3$ э), параллельном c -оси (a) и a -оси (б) кристалла (Δ).

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.

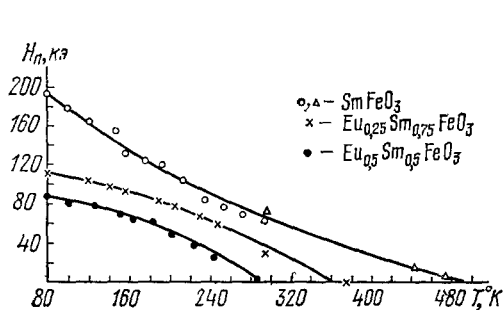


Рис. 10. Фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ ортоферритов SmFeO_3 и $\text{Eu}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ по данным работ ^{29, 39}.

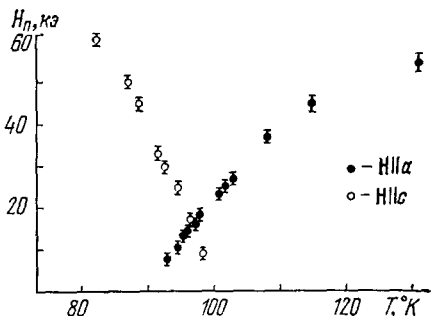


Рис. 11. Фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ ErFeO_3 .

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

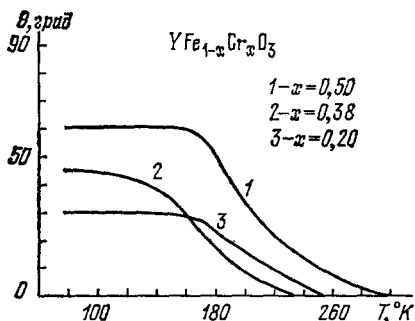


Рис. 12. Температурная зависимость угла θ для системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$.

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

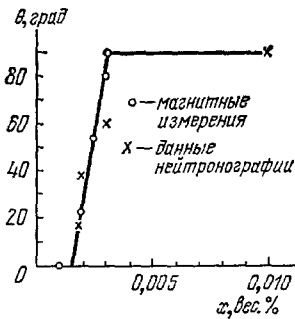


Рис. 13. Зависимость угла θ от концентрации для системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$.

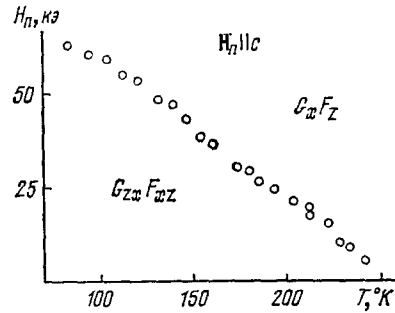


Рис. 14. Фазовая диаграмма $H_{\Pi}(T)$ для $\text{YFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x = 0,0024$).

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 ~ 40 °К. ^{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 $(\Delta l/l)_c = -(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$, $(\Delta l/l)_a = (9,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$.

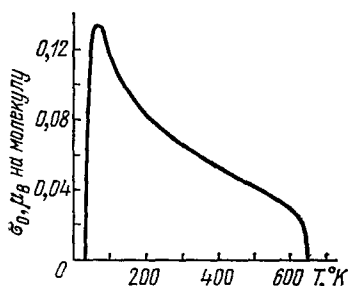


Рис. 15. Температурная зависимость спонтанной намагниченности DyFeO_3 ⁴⁷.

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»

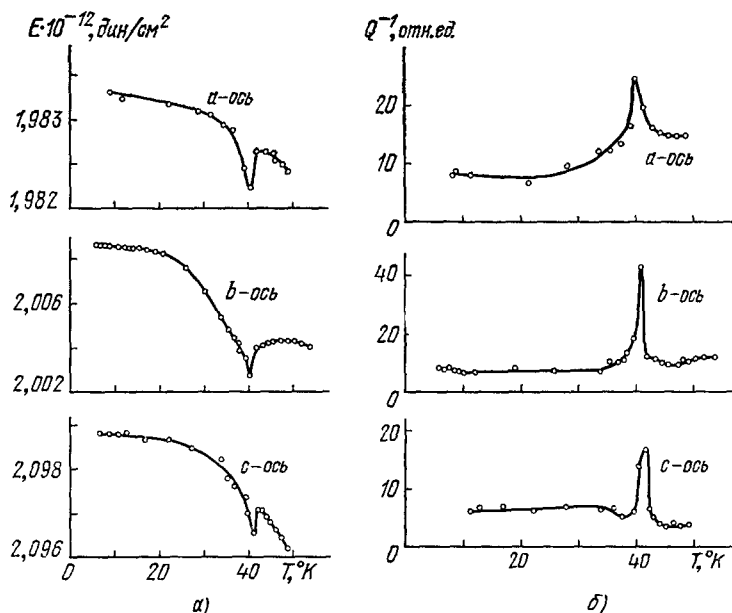


Рис. 16. Температурная зависимость модуля Юнга (а) и внутреннего трения (б) вдоль *a*-, *b*- и *c*-осей DyFeO_3 .

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·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 «пикок», 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

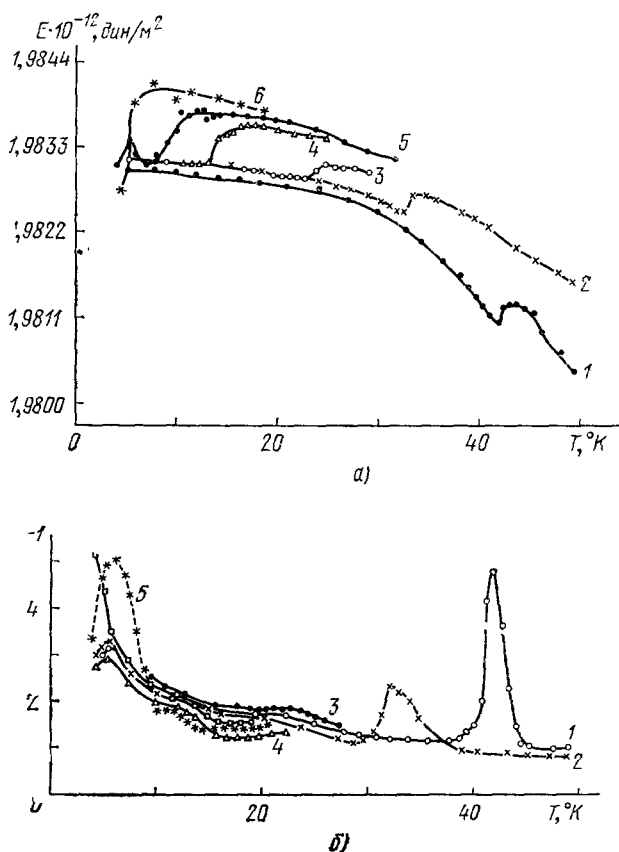


Рис. 17. Температурная зависимость модуля Юнга (а) и внутреннего трения (б) DyFeO_3 при внешнем магнитном поле, параллельном c -оси кристалла ($H_{\text{кэ}} = 0$); 1 (2), 2 (3), 3 (4), 4, 4 (5) и 6 (6)).

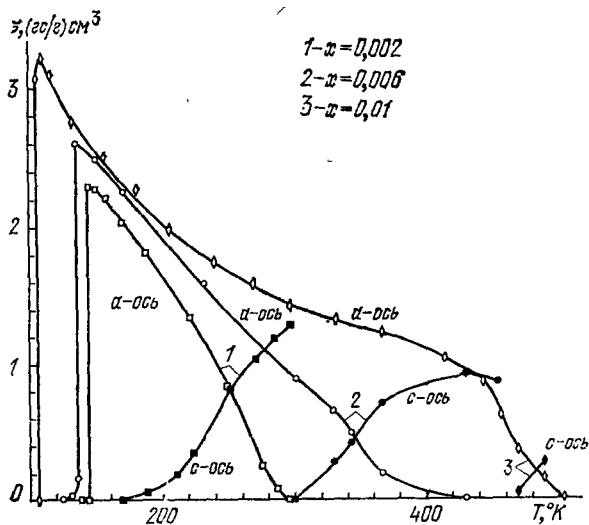


Рис. 18. Температурная зависимость спонтанной намагниченности $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$.

осуществляется практически скачком в очень узком температурном интервале. Чтобы однозначно решить вопрос о природе наблюдаемых переходов в $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$, определялся знак второй константы анизотропии K_2 , влияние которой становится существенным вблизи температуры переориентации, где первая константа анизотропии K_1 меняет знак. Для определения знака второй константы анизотропии снимались кривые крутящих моментов в различных кристаллографических плоскостях. Анализ кривых вращения, снятых в (ac) -плоскости, показал, что вторая константа анизотропии для перехода $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ положительна и, следовательно, переориентация спинов осуществляется здесь путем плавного вращения спинов и имеются два фазовых перехода второго рода в момент начала и конца процесса переориентации.

Рассмотрим теперь подробнее менее изученный переход из слабоферромагнитного в антиферромагнитное состояние (переход типа Морина), который сопровождается переориентацией спинов в (ab) -плоскости. На кривых крутящих моментов, снятых ниже точки Морина ($T_M \approx 140^\circ\text{K}$), наблюдались резкие аномалии, связанные с переходом кристалла из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние при достаточно большой проекции магнитного поля на a -ось кристалла (рис. 19). Можно показать, что вблизи точки Морина при малых значениях угла φ (φ — угол между b -осью и магнитным полем H) крутящий момент за счет вращения магнитного момента ионов железа внешним полем выражается соотношением

$$M = \frac{\sigma_0^2 H^2}{4(K_1' - K_2')} \sin 2\varphi, \quad (7.2)$$

где K_1' и K_2' — первая и вторая константы анизотропии в разложении ТП.

$$\Phi = K_1' \sin^2 \theta - K_2' \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sigma_0 H \sin \theta \sin \varphi, \quad (7.3)$$

где σ_0 — удельная спонтанная намагниченность, θ — угол между b -осью и вектором антиферромагнетизма⁵¹.

Экспериментально наблюдаемый на рис. 19 (кривая 2) резкий переход с кривой вращения, описываемой соотношением (2.14), на кривую $M = \sigma_0 H \cos \varphi$, когда кристалл становится слабым ферромагнетиком, возможен только при отрицательном знаке второй константы анизотропии. Определенная из кривых крутящих моментов вторая константа анизотропии составляла величину $K_2' = -(7 \pm 2) \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$. Отрицательный знак K_2 свидетельствует о том, что переход $G_z F_x \rightarrow G_y$, в отличие от перехода $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$, осуществляется в $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ путем фазового перехода

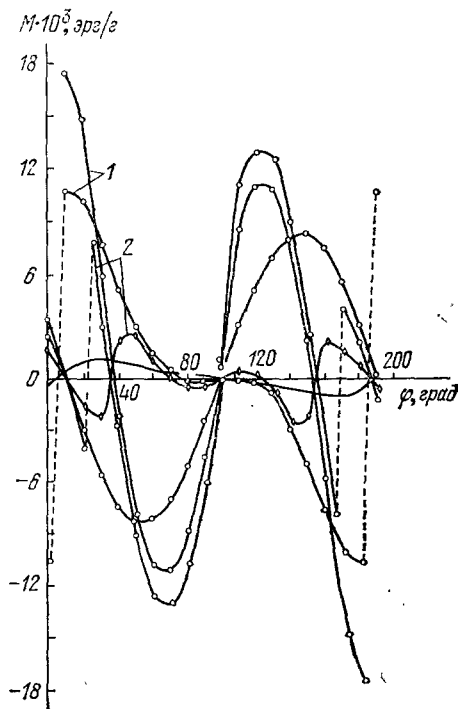


Рис. 19. Кривые крутящих моментов монокристалла $\text{DyFe}_{0.998}\text{Co}_{0.002}\text{O}_3$ в плоскости a, b в полях 6,25 и 12,3 кэ. $T (^\circ\text{K}) = 145$ (1), 135° (2) и 118° (3); φ — угол между направлением магнитного поля и b -осью ромбического кристалла.

первого рода. Для ортоферрита диспрозия, вследствие низкой температуры переориентации, вблизи температуры перехода велика анизотропия восприимчивости редкоземельных ионов, что препятствует непосредственному определению величины K_2 из кривых крутящих моментов.

3 ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ИЗ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО В СЛАБОФЕРРОМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В ортоферритах, обнаруживающих спонтанный переход типа Морина, наложение внешнего магнитного поля при низких температурах, когда кристалл находится в антиферромагнитном состоянии, может вызывать необычные ориентационные переходы. Рассмотрим в общих чертах фазовую диаграмму для подобных ортоферритов с отрицательной второй константой анизотропии^{48,52}. Запишем разложение ТП для $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$, в котором наблюдаются переходы $G_x F_z \rightarrow G_z F_x \rightarrow G_y$, при поле h , направленном вдоль a -оси кристалла ниже точки Морина:

$$\Phi = \Phi_0 - mh \cos \theta + K_1 \cos^2 \theta + K_2 \cos^4 \theta \quad (8.1)$$

(θ — угол между направлением спинов и c -осью кристалла). В соответствии с опытными данными положим

$$K_1 = K \frac{T - T_1}{T}, \quad K_2 < 0. \quad (8.2)$$

Рис. 20. Теоретическая фазовая диаграмма $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$.

AB — линия фазового перехода второго рода, BT — линия фазового перехода первого рода, BT_1 и BT_2 — линии потери устойчивости однородных фаз.

Минимизируя свободную энергию, получим равновесные состояния вектора антиферромагнетизма G и соответствующие области на фазовой диаграмме H, T , где эти состояния устойчивы (рис. 20).

а) Фаза $\theta = 0$ устойчива в области, расположенной выше кривой T_2BA , уравнение которой есть

$$K_1(T) + K_2 - mh = 0. \quad (8.3)$$

Используя (8.2), получим

$$T = T_1 \left(1 + \frac{2K_2}{K} - \frac{mh}{2K} \right), \quad (8.4)$$

и температура

$$T_2 = T_1 \left(1 - \frac{2K_2}{K} \right).$$

б) Угловая фаза. Уравнение для угла θ есть

$$\cos^3 \theta + 3p \cos \theta + 2q = 0. \quad (8.5)$$

Угловая фаза устойчива в области ниже T_1BA . Линия AB определяется уравнением (8.3), линия BT определяется уравнением

$$h = \frac{2|K_2|}{m} \left(\frac{K_1(T)}{3|K_2|} \right)^{3/2}. \quad (8.6)$$

В точке B линии AB и BT имеют общую касательную.

Рассмотрим переходы между фазами. Очевидно, линия AB есть линия фазового перехода второго рода (непрерывный переход). В области, заключенной внутри кривой T_2BT_1 , сосуществуют угловая фаза и коллинеарные

($\theta = 0, \pi$) фазы. Линия фазового перехода первого рода (BT_0) определяется уравнениями $\Phi(\theta = 0) = \Phi[\theta(HT)]$ (участок BT_0). Температура T_0 равна $T_0 = (T_2 + T_1)/2$, точка B является критической точкой перехода линии фазового перехода второго рода в линию первого рода, координаты которой

$$T_B = T_1 \left(1 - \frac{3|K_2|}{K} \right), \quad H_B = \frac{2|K_2|}{m}. \quad (8.7)$$

Экспериментально удобно исследовать фазовую диаграмму рассматриваемого ортоферрита, измеряя полевую зависимость магнитной индукции, вызванной внешним магнитным полем, приложенным вдоль a -оси кристалла ниже точки Морины⁴⁸. Легко показать, что величина магнитострикции при переориентации спинов Fe^{3+} определяется соотношением

$$\lambda_i = \frac{L_i}{E_i} \cos^2 \theta, \quad (8.8)$$

где L_i и E_i ($i=x, y, z$) — магнитоупругая константа и модуль Юнга вдоль соответствующей оси кристалла, а θ изменяется с полем согласно (8.5). На рис. 21 приведены зависимости поперечной магнитострикции вдоль c -оси кристалла от поля, которое прикладывалось вдоль c -оси кристалла, чтобы ниже T_M индуцировать переход из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние. Возникающая при переориентации спинов магнитострикция достигала значения $-7,2 \cdot 10^{-5}$. Зная величину модуля Юнга ($E_c = 2 \cdot 10^{12}$ дин/см²), можно определить для исследуемого ортоферрита значение магнитоупругой константы $L_c = \lambda_c E_c = -1,4 \cdot 10^8$ дин/см². Из полевой зависимости магнитострикции могут быть определены значения пороговых полей, вызывающих переориентацию спинов от оси b к оси c ромбического кристалла ($G_y \rightarrow G_z F_x$) при различных температурах, и построена фазовая диаграмма (H, T) (рис. 22).

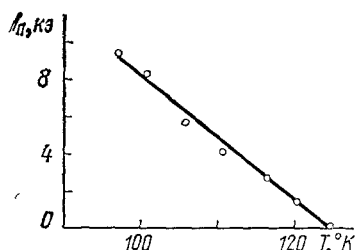


Рис. 22. Экспериментальная фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ вдоль a -оси кристалла $DyFe_{0,994}Co_{0,006}O_3$.

$|K_2| = (7 \pm 2) \cdot 10^4$ эрг/см³, можно оценить координаты трехкритической точки B :

$$H_B \approx 10^4 \text{ э}, \quad T_B \approx 100^\circ \text{ К}.$$

В отличие от приведенной выше теоретической фазовой диаграммы (см. рис. 20), экспериментально не наблюдается гистерезис по температуре,

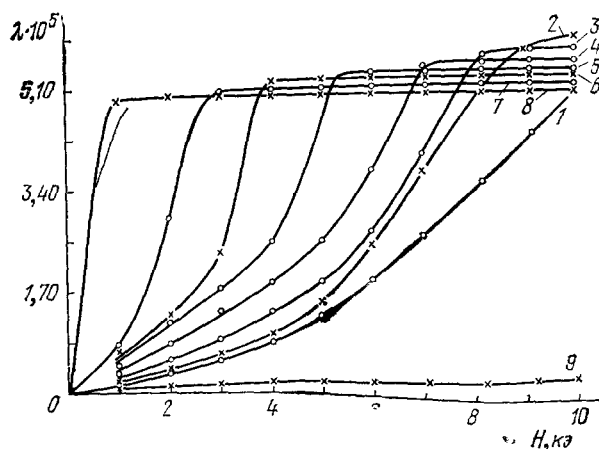


Рис. 21. Экспериментальная зависимость продольной магнитострикции вдоль a -оси кристалла $DyFe_{0,994}Co_{0,006}O_3$ от поля при различных температурах.

T ($^\circ \text{К}$) = 86° (1), 90° (2), 96° (3), 100° (4), 106° (5), 111° (6), 115° (7), 120° (8) и 125° (9).

Из экспериментальной фазовой диаграммы можно определить $dK_1/dT = m dh/dT = 5 \cdot 10^3$ эрг·см·град⁻¹ и, зная

соответствующий наличию метастабильной фазы вблизи температуры перехода, что можно объяснить на основании механизма, изложенного в гл. 1, в котором безгистерезисный переход происходит благодаря непрерывному росту новой фазы из доменных границ.

Аналогичный переход из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние должен наблюдаться также для ортоферрита диспрозия при поле, приложенном вдоль c -оси кристалла (переход $G_y \rightarrow G_x F_z$). Поскольку точка Морина ортоферрита диспрозия лежит в области более низких температур ($T_M \approx 40^\circ \text{K}$), чем для замещенных составов, в разложении свободной энергии для этого случая необходимо учитывать парамагнитную систему редкоземельных ионов, как это было сделано в работе ⁵³. Согласно ⁵³ равновесное значение ТП ортоферрита диспрозия во внешнем поле H может быть записано в виде

$$\Phi = -\frac{1}{2A} [H_t^2 - (H_t G)^2] + \tilde{a}_1 G_x^2 + \tilde{a}_2 G_z^2, \quad (8.9)$$

где $H_t = H + H_D + H_R$; здесь H_D — поле Дзялошинского с компонентами ($d_1 G_z$; 0; $d_3 G_x$), $H_R = (\hat{\lambda}_1 M_R^+ + \hat{\lambda}_2 M_R^-)/2$ — поле, действующее со стороны редкоземельных ионов на ионы Fe^{3+} , M_R^\pm — намагниченность редкоземельных ионов.

В такой форме свободная энергия является функцией G (или полярного и азимутального углов θ и φ). Выражение (8.9) совпадает по форме со свободной энергией антиферромагнетика в магнитном поле, роль которого в данном случае выполняет H_t — полное эффективное поле, действующее на ионы Fe^{3+} . Внешнее поле здесь играет двойную роль. Кроме непосредственного воздействия на железные подрешетки, оно индуцирует намагниченность редкоземельных ионов и, таким образом, усиливает молекулярное поле, действующее на Fe^{3+} со стороны редкоземельных ионов. При низких температурах индуцированное молекулярное поле может намного превосходить внешнее поле, так что ориентационные переходы фактически будут происходить во внут-

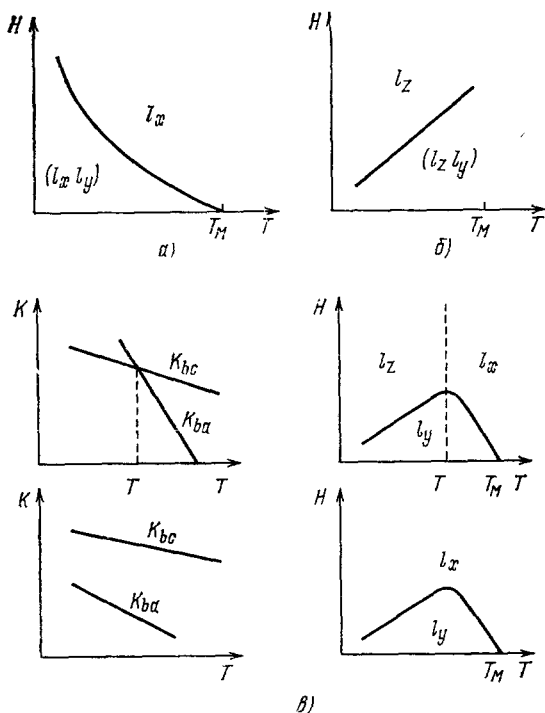


Рис. 23. Теоретические фазовые диаграммы DyFeO_3 при $H \parallel c$ (а), $H \parallel a$ (б) и $H \parallel b$ (в) и при различном соотношении констант анизотропии K_{ba} и K_{bc} в плоскостях b, a и b, c .

реннем молекулярном поле. Поскольку индуцированное молекулярное поле сильно зависит от температуры, фазовые диаграммы в этом случае имеют отличный от рассмотренного выше характер.

Теоретические фазовые диаграммы, построенные для ортоферрита диспрозия, согласно данным работы ⁵³, при внешнем магнитном поле, параллельном c -, a - и b -осям кристалла, приведены на рис. 23. Чтобы получить

экспериментальные фазовые диаграммы, проводились измерения кривых намагничивания и магнитострикции при различных ориентациях магнитного поля. При наложении магнитного поля вдоль c -оси кристалла в области низких температур ($T < T_M$) наблюдался индуцированный полем переход $G_y \rightarrow G_x F_z$. На рис. 24 приведены кривые намагничивания, снятые вдоль c -оси монокристалла $DyFeO_3$. Видно, что ниже точки Морина ($T_M = 42^\circ K$), когда кристалл антиферромагнитен (G_y), при наложении

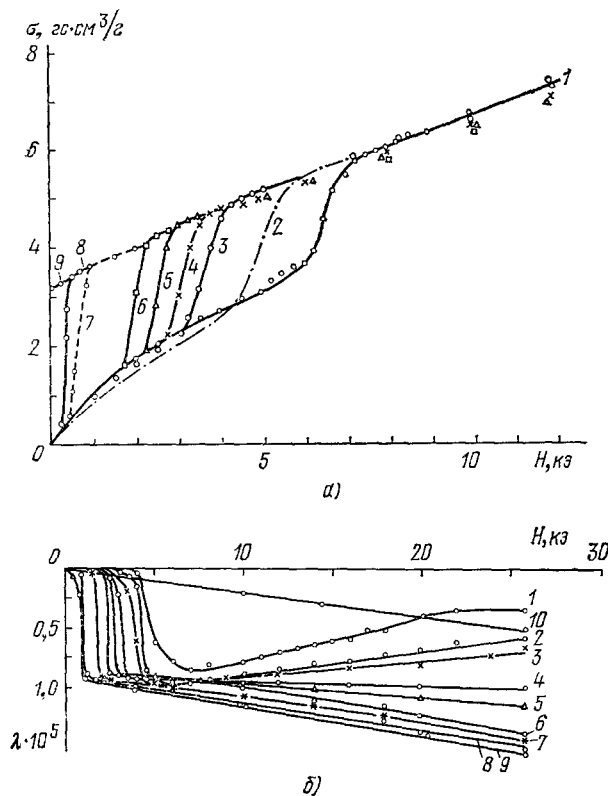


Рис. 24. Изотермы намагниченности (а) и продольной магнитострикции (б) $DyFeO_3$ вдоль c -оси кристалла при различных температурах.

а) T ($^\circ K$) = 4,2° (1), 6,7° (2), 10,9° (3), 14,9° (4), 19,7° (5), 27,7° (6), 34° (7), 40,3° (8) и 41,7° (9);
 б) T ($^\circ K$) = 6,1° (1), 7,5° (2), 8,7° (3), 12,9° (4), 17° (5), 21,7° (6), 25,6° (7), 30,5° (8), 34° (9) и 42° (10).

достаточно большого магнитного поля H наблюдается резкий переход в слабоферромагнитное состояние. Величина порогового поля, вызывающего этот переход, с повышением температуры уменьшается, обращаясь в нуль в точке Морина, выше которой кристалл становится слабым ферромагнетиком ($G_x F_z$). Индуцированный полем переход $G_y \rightarrow G_x F_z$ сопровождался также возникновением магнитострикционных деформаций (см. рис. 24, б). Температурная зависимость порогового поля, полученная экспериментально на основании измерения кривых намагничивания, магнитострикции и полевой зависимости модуля Юнга (рис. 17), приведена на рис. 25, а. Вблизи точки Морина зависимость $H_p(T)$ является практически линейной, причем значения $\Delta T_M / \Delta H_p$, полученные из различных измерений, хорошо совпадают между собой и составляют величину ~ 12 град/кэ. Вдали от T_M в области низких температур $H_p(T)$ отклоняется от линейной зависимости, обнаруживая быстрый рост с пониже-

ем температуры. Отличительной особенностью рассмотренного перехода является то, что переориентация спинов осуществляется здесь в a , b -плоскости, перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля.

В согласии с теоретическими представлениями переориентационные переходы индуцировались также в DyFeO_3 при наложении магнитного поля вдоль a - и b -осей кристалла и были обнаружены при измерении магнитострикции⁵³. Температурная зависимость порогового поля, вызывающего переориентационный переход, определенная из изотерм магнитострикции вдоль a - и b -осей, приведена на рис. 25, б. На экспериментальной фазовой диаграмме при $\mathbf{H} \parallel a$ пороговое поле уменьшается с понижением

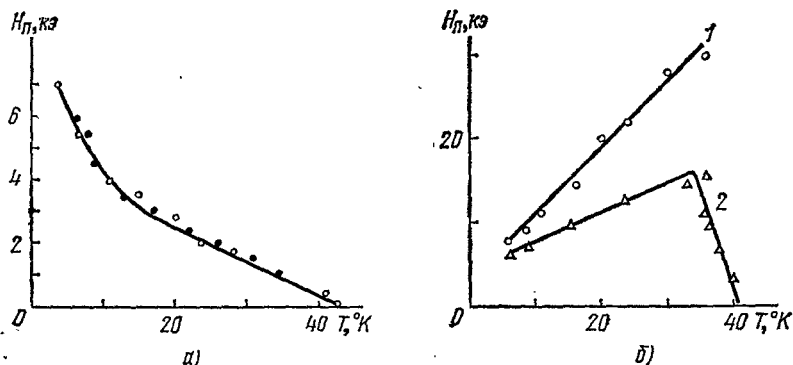


Рис. 25. Экспериментальная фазовая диаграмма DyFeO_3 при $\mathbf{H} \parallel c$ (а) (\odot — по измерениям намагниченности, \bullet — из измерений продольной магнитострикции) и при $\mathbf{H} \parallel a$ (1), $\mathbf{H} \parallel b$ (2) (б). (1 — $\mathbf{H} \parallel a$, 2 — $\mathbf{H} \parallel b$).

температуры по мере удаления от точки Морино. В случае $\mathbf{H} \parallel b$ зависимость порогового поля от температуры носит более сложный характер. Сравнение экспериментальных и теоретических фазовых диаграмм показывает хорошее качественное согласие. Пороговые поля вдоль a -оси больше, чем поля вдоль b -оси, что связано, очевидно, с большим значением g -фактора вдоль b -оси кристалла, поскольку, согласно⁵³, величина порогового поля обратно пропорциональна значению восприимчивости вдоль соответствующей оси кристалла. Специфической особенностью переориентационных переходов в случае $\mathbf{H} \parallel a$ и $\mathbf{H} \parallel b$ является то, что переориентация происходит здесь под влиянием молекулярного поля редкоземельных ионов, усиливающего действие внешнего поля.

9. ОРТОФЕРРИТЫ С ДВУМЯ РАЗЛИЧНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ ТИПА МОРИНА

Как было показано в предыдущих параграфах, переход из слабоферромагнитного в антиферромагнитное состояние осуществляется в ортоферритах DyFeO_3 и $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ путем фазового перехода первого рода. В смешанном ортоферрите $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$ наблюдаются два различных по характеру перехода типа Морино⁵⁴. При высоких температурах слабоферромагнитный момент в этом ортоферрите ориентирован вдоль c -оси кристалла (рис. 26). При понижении температуры до 46 °K слабый ферромагнетизм пропадает и кристалл переходит в чисто антиферромагнитное состояние ($G_x F_z \rightarrow G_y$), в котором остается вплоть до 25 °K, когда происходит новый переориентационный переход в состояние со слабоферромагнитным моментом вдоль a -оси кристалла (переход $G_y \rightarrow G_z F_x$). С целью определения характера двух переориентационных переходов типа Морино, наблюдаемых в $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$, помимо магнитных измерений, проводились изме-

рения температурной зависимости упругих модулей, внутреннего трения и теплового расширения (рис. 27). Как видно из рис. 27, а, аномалии модуля Юнга при переориентации спинов вблизи 45 и 21 °К существенно различаются между собой. При низкотемпературном переходе $G_z F_x \rightarrow G_y$ имеется два скачка модуля Юнга при температурах $T_1 = 18,8^\circ\text{K}$ и $T_2 = 24,2^\circ\text{K}$ аналогично тому, как это наблюдалось для перехода $G_z F_z \rightarrow G_z F_x$ (см. гл. 4), что свидетельствует о постепенном вращении спинов в процессе переориентации. Значительное уменьшение модуля Юнга в области температуры переориентации спинов связано с тем, что в этом температурном интервале спины спонтанно вращаются с изменением температуры, что облегчает возможность их поворота внешним напряжением и делает кристалл как бы менее жестким.

Как было показано в гл. 4, в этом случае при температурах $T_1 = 18^\circ\text{K}$ и $T_2 = 24^\circ\text{K}$ имеют место два фазовых перехода второго рода. Качественно отличная аномалия модуля Юнга имеет место вблизи 45 °К при переходе

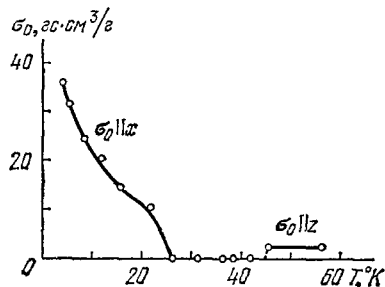


Рис. 26. Температурная зависимость спонтанной намагниченности монокристалла $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$.

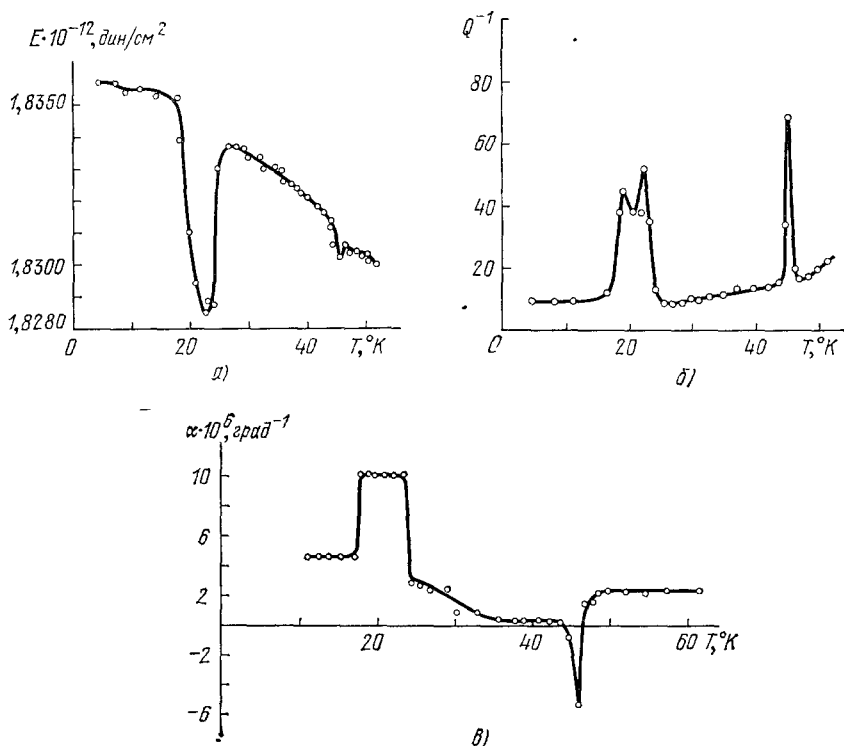


Рис. 27. Температурная зависимость модуля Юнга (а), внутреннего трения (б) и коэффициента теплового расширения (в) монокристалла $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$.

$G_x F_z \rightarrow G_y$. В температурной зависимости модуля Юнга здесь не наблюдается скачков модуля, а имеется лишь небольшой отрицательный пикоч, связанный, как отмечалось в гл. 3, с перестройкой доменной структуры.

Наложение внешних напряжений не способствует вращению спинов, как это было при низкотемпературном переходе, а меняет соотношение между фазами $G_x F_z$ и G_y .

В температурной зависимости внутреннего трения при температурах вблизи 21 и 45 °K наблюдались максимумы затухания, связанные, очевидно, с необратимыми потерями энергии при переориентации спинов (рисунк 27, б). При низкотемпературном переходе максимум затухания получался как бы раздвоенным, указывая на возрастание затухания в момент начала T_1 и конца T_2 процесса переориентации. Особенно четко различие характеров двух наблюдаемых переходов видно из кривой температурной зависимости коэффициента теплового расширения (рис. 27, в). Видно, что при низкотемпературном переходе наблюдается два скачка коэффициента теплового расширения при температурах $T_1 = 18$ °K и $T_2 \approx 24$ °K, а при втором переходе типа Морина вблизи 46 °K имеется резкая аномалия, соответствующая скачкообразному уменьшению размеров кристалла в момент перехода. Наблюдаемое различие аномалий теплового расширения при переходах $G_x F_z \rightarrow G_y$ и $G_y \rightarrow G_z F_x$ свидетельствует о разном характере этих переориентационных переходов в $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$. Наличие двух переходов типа Морина в этом соединении позволило установить, что, в отличие от общепринятой точки зрения, переходы из слабоферромагнитного в антиферромагнитное состояние в ортоферритах могут происходить не только скачком, но и плавно, путем двух фазовых переходов второго рода.

10. СПОНТАННЫЙ ПЕРЕХОД СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В ГАДОЛИНИИ

Кроме ортоферритов, спин-переориентационные фазовые переходы наблюдались в целом ряде одноосных редкоземельных ферро- и ферри-магнетиков, например, в гадолинии.

Рассмотрим одноосный ферромагнетик. В отсутствие поля в его ТП, зависящий от ориентации намагниченности, входит только энергия магнитной анизотропии и, следовательно, при учете двух констант магнитной анизотропии его можно представить в виде

$$\Phi = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (10.1)$$

где K_1 и K_2 — первая и вторая константы магнитной анизотропии, а θ — угол между гексагональной осью и спонтанной намагниченностью. Соотношение (10.1) для одноосного ферромагнетика совпадает с приведенным выше выражением для ТП ортоферритов (см. (4.2)), поэтому для одноосных ферромагнетиков условия осуществления спин-переориентационных фазовых переходов и их характер при различных соотношениях между константами полностью аналогичны приведенным выше для ортоферритов (для одноосных ферромагнетиков эти соотношения получены в работах⁵⁵⁻⁵⁷). Отличие одноосных кристаллов от ортоферритов состоит только в том, что в ортоферритах переориентация совершается в одной плоскости (например, ac), а в одноосных магнетиках (при нулевой анизотропии в базисной плоскости) возникает конус направлений легкого намагничивания. Это приводит к возникновению в одноосных ферромагнетиках в области спиновой переориентации дополнительной бесщелевой ветви спиновых волн, в которой вектор намагниченности перемещается по поверхности конуса легких намагничиваний.

В настоящее время подробно исследована спиновая переориентация в гадолинии. Уже первые измерения на поликристаллических образцах гадолиния обнаружили аномалии намагниченности в слабых полях⁵⁸

вблизи температуры 220 °К. Сначала они были интерпретированы (по аналогии с другими тяжелыми редкоземельными металлами) как вызванные образованием геликоидальной магнитной структуры⁵⁸. Однако последующие исследования магнитной анизотропии^{59,60} и проведенные на монокристаллах Gd нейтронографические измерения⁶¹⁻⁶³ показали, что в этой

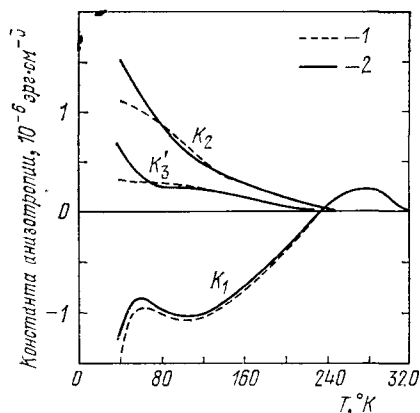


Рис. 28. Температурная зависимость констант анизотропии гадолиния в нулевом поле (1) и в поле 30 кэ (2).

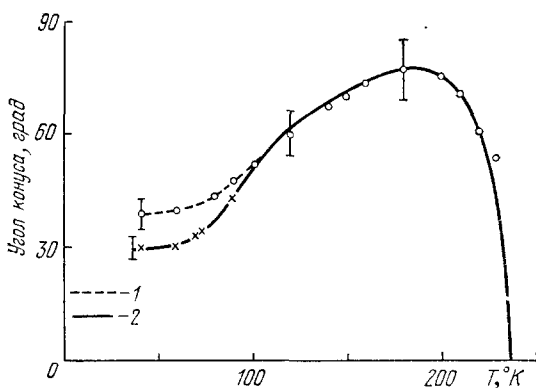


Рис. 29. Температурная зависимость направления легкого намагничивания гадолиния в нулевом поле (1) и в поле 30 кэ (2).

области температур первая константа магнитной анизотропии гадолиния меняет знак, а вторая константа анизотропии положительная (рис. 28), благодаря чему в гадолинии при понижении температуры происходит переход из фазы с вектором намагниченности, параллельным гексагональной оси кристалла, в угловую фазу с вектором намагниченности под углом к гексагональной оси (рис. 29). Необычная зависимость угла конуса от температуры обусловлена сложной температурной зависимостью констант анизотропии (см. рис. 28 *).

Переход в гадолинии в угловую фазу является, как показано выше, спин-переориентационным фазовым переходом второго рода и сопровождается аномалиями многих свойств. Так, например, в работе⁵⁸ обнаружено, что на эту температуру приходится минимум коэрцитивной силы, а из работы⁶⁴ следует, что в области перехода магнитосопротивление проходит через максимум.

Наиболее подробно исследованы магнитоупругие свойства гадолиния в области спиновой переориентации. Измерения теплового расширения монокристалла гадолиния⁶⁵ показали, что на область температуры перехода (~ 220 °К) приходится максимум коэффициента теплового расширения вдоль гексагональной оси кристалла, тогда как аномалия теплового расширения в базисной плоскости значительно меньше (рис. 30).

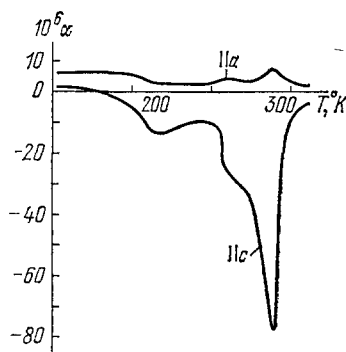


Рис. 30. Температурная зависимость коэффициентов теплового расширения монокристалла гадолиния.

*) Как следует из рис. 28, в гадолинии при низких температурах имеется значительная по величине третья константа анизотропии K'_3 . Однако вблизи точки спиновой переориентации $K'_3 = 0$, поэтому в этой области температур справедлив термодинамический потенциал (10.1), учитывающий только K_1 и K_2 .

Тщательно исследовались аномалии модулей упругости гадолиния в области спиновой переориентации⁶⁶⁻⁶⁹, причем не только при атмосферном давлении, но и при наложении на монокристалл гадолиния внешнего гидростатического давления. Обнаружено, что спин-переориентационный переход сопровождается аномалиями упругой константы c_{33} , характеризующей скорость распространения продольных упругих волн вдоль гексагональной оси кристалла (рис. 31, а), в то время как другие константы не испытывают в этой области температур никаких аномалий. Переход спиновой переориентации сопровождается также максимумом поглощения продольных ультразвуковых волн вдоль гексагональной оси (рис. 31, б).

Аномалии упругих свойств в области спиновой переориентации обусловлены тем, что при наложении упругих напряжений благодаря магнитоупругому взаимодействию происходит изменение энергии анизотропии.

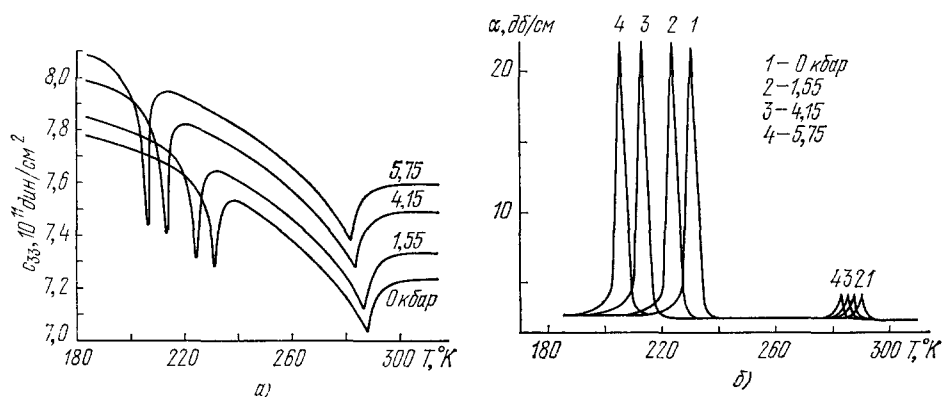


Рис. 31. Температурные зависимости константы упругости гадолиния c_{33} при различных давлениях (а) и поглощения продольных ультразвуковых волн вдоль c -оси монокристалла гадолиния при различных давлениях (б).

Это приводит к тому, что меняется ориентация вектора намагниченности, что вызывает дополнительные магнитострикционные деформации, приводящие к изменению упругих констант. Так как в области спиновой переориентации $K_1 \approx 0$, то здесь влияние упругих напряжений будет максимально и, следовательно, аномалии упругих свойств будут максимальны именно в этой области температур. Как показано в работе⁶⁹, с учетом магнитоупругого взаимодействия ТП гексагонального ферромагнетика можно представить в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} \sum c_{ij}^0 \xi_i \xi_j + K_1(T) \sin^2 \theta + K_2(T) \sin^4 \theta + (\xi_{xx} + \xi_{yy}) L_{xx}^0 \sin^2 \theta + \xi_{zz} L_{zz}^0 \sin^2 \theta; \quad (10.2)$$

здесь c_{ij}^0 — упругие константы без учета магнитоупругого взаимодействия, L_{ii}^0 — константы магнитоупругого взаимодействия, связанные с ориентацией вектора намагниченности относительно кристаллографических осей и определяющиеся анизотропной магнитострикцией. (В формуле (10.2) не учтено магнитоупругое взаимодействие, связанное с магнитострикцией парапроцесса.) Минимизируя (10.2) по θ , найдем для области ниже температуры спиновой переориентации

$$\sin^2 \theta = -\frac{K_1 + \xi_{xx} \Phi}{2K_2} = -\frac{K_1 + (\xi_{xx} + \xi_{yy}) L_{xx}^0 + \xi_{zz} L_{zz}^0}{2K_2}. \quad (10.3)$$

Таким образом, угол ориентации вектора намагниченности зависит от деформации кристаллической решетки. (Необходимо учитывать, что в ξ_{ii} входят как спонтанные магнитострикционные деформации, так и деформации, обусловленные внешними напряжениями.) Из (10.2) для упругой константы c_{11} получаем

$$c_{11} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi_{xx}^2} = c_{11}^0 + L_{xx}^{\theta} \frac{d(\sin^2 \theta)}{d\xi_{xx}}.$$

Выше точки спиновой переориентации, где $\theta \equiv 0$, $c_{11} \equiv c_{11}^0$, а в угловой фазе, учитывая (10.3), находим

$$c_{11} = c_{11}^0 - \frac{(L_{xx}^{\theta})^2}{2K_2}. \quad (10.4)$$

Аналогичные выражения легко получить для других упругих констант, причем, как показано в работе ⁶⁹, при переходе в угловую фазу должны

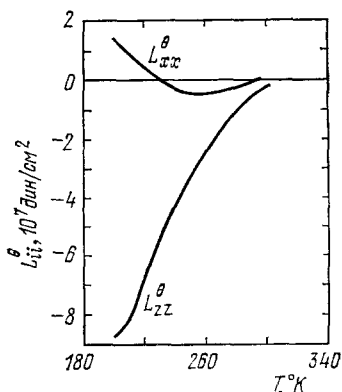


Рис. 32. Температурная зависимость магнитоупругих констант гадолиния.

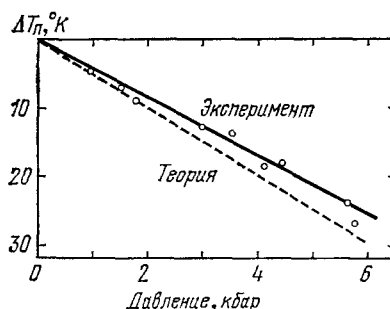


Рис. 33. Влияние гидростатического давления на температуру спиновой переориентации гадолиния.

уменьшаться упругие константы, характеризующие продольные деформации, и не должны наблюдаться аномалии упругих констант для сдвиговых волн. Величины L_{ii}^{θ} могут быть вычислены по известным упругим константам гадолиния в парамагнитной области и константам магнитострикции гадолиния ⁷⁰. Результаты расчета приведены на рис. 32. Видно, что в области переориентации $L_{xx}^{\theta} \ll L_{zz}^{\theta}$. Это и объясняет то обстоятельство, что при переходе спиновой переориентации в гадолинии наблюдаются аномалии только упругой константы c_{33} .

Из выражения для угла θ (см. (10.3)) следует, что при учете магнитоупругого взаимодействия первая эффективная константа анизотропии $K_{1 \text{эфф}}$ зависит от деформации. Учитывая, что при действии гидростатического давления p

$$\xi_{xx} = \xi_{yy} = -\beta_{\perp} p, \quad \xi_{zz} = -\beta_{\parallel} p,$$

где β_{\perp} и β_{\parallel} — перпендикулярная и параллельная сжимаемости, а также принимая во внимание, что в точке переориентации $K_{1 \text{эфф}} = 0$, получаем

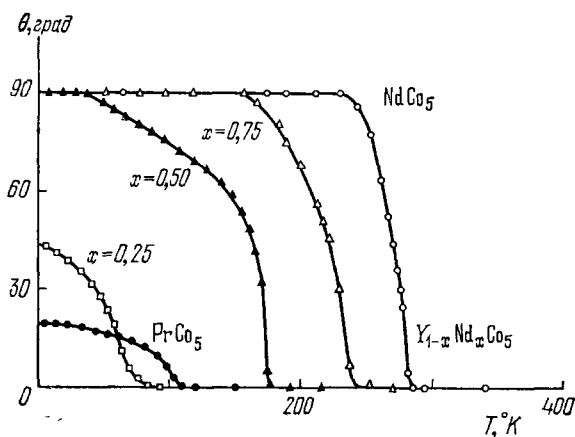
$$\frac{dT_n}{dp} = -(2\beta_{\perp} L_{xx}^{\theta} + \beta_{\parallel} L_{zz}^{\theta}) \left(\frac{dK_1}{dT} \right)_{T_n}. \quad (10.5)$$

На рис. 33 показаны экспериментальная и теоретическая зависимость $\Delta T_n(p)$ для гадолиния. Видно, что наблюдается хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментом.

В работах ^{68,71} исследовано влияние магнитного поля на упругие свойства, теплоемкость и электросопротивление гадолиния вблизи температуры спиновой переориентации. Не останавливаясь на этом вопросе подробно, отметим, что поле, параллельное гексагональной оси, смещает точку спиновой переориентации в область низких температур, так как стабилизирует магнитную структуру с направлением вектора намагниченности вдоль гексагональной оси, а в поле, перпендикулярном этому направлению, спин-переориентационный фазовый переход исчезает, так как любое конечное поле такой ориентации не позволяет магнитным моментам ориентироваться вдоль c -оси. Отметим, что в достаточно сильных полях $H \parallel c$ фазовый переход спиновой переориентации исчезает, так как в полях, больших, чем поле магнитного насыщения, не происходит поворота вектора намагниченности при изменении температуры. Теоретические расчеты, посвященные этому вопросу, см. в работе ⁷²; там же рассмотрено влияние доменной структуры на свойства в области спиновой переориентации.

11. СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОДНООСНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ

Недавно была исследована магнитная анизотропия гексагональных интерметаллических соединений типа RCo_5 ⁷³ (где R — редкоземельный ион) и было показано, что



ис. . Температурная зависимость ориентации намагниченности в соединениях RCo_5 .

в ряде этих соединений первая константа магнитной анизотропии при некоторой температуре меняет знак. Это приводит к спин-переориентационным фазовым переходам, и, так как в изученных соединениях $K_2 > 0$, эти переходы являются фазовыми переходами второго рода.

На рис. 34 показаны зависимости угла поворота намагниченности θ от температуры для некоторых соединений RCo_5 . Видно, что в соединениях $Y_{1-x}Nd_xCo_5$ при $x \geq 0,5$ наблюдается спиновая переориентация от гексагональной оси к базисной плоскости, а для состава с $x = 0,25$, так же как для соединения $PrCo_5$, магнитные моменты при понижении температуры отклоняются от гексагональной оси и устойчиво ориентируются под углом, меньшим $\pi/2$. Однако однозначный вывод о характере этих переходов сделать нельзя, так как еще не изучены аномалии физических свойств в этих соединениях в области переориентации.

12. СПОНТАННЫЕ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КУБИЧЕСКИХ МАГНЕТИКАХ

До недавнего времени спин-переориентационные переходы исследовались преимущественно в одноосных магнетиках, хотя известно, что в ряде кубических ферро- и ферримагнетиков наблюдается при изменении температуры смена осей легкого намагничивания ^{74,75}. Это явление, однако,

констант анизотропии спин-переориентационные переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода.

Переходы от легчайшей оси $\langle 111 \rangle$ к оси $\langle 110 \rangle$ и от оси $\langle 111 \rangle$ к оси $\langle 100 \rangle$ совершаются с гистерезисом, а переход от оси $\langle 100 \rangle$ к оси $\langle 110 \rangle$ является (при учете двух констант анизотропии) безгистерезисным фазовым переходом первого рода, так как в последнем случае линии потери устойчивости совпадают с линией фазового перехода (см. рис. 35).

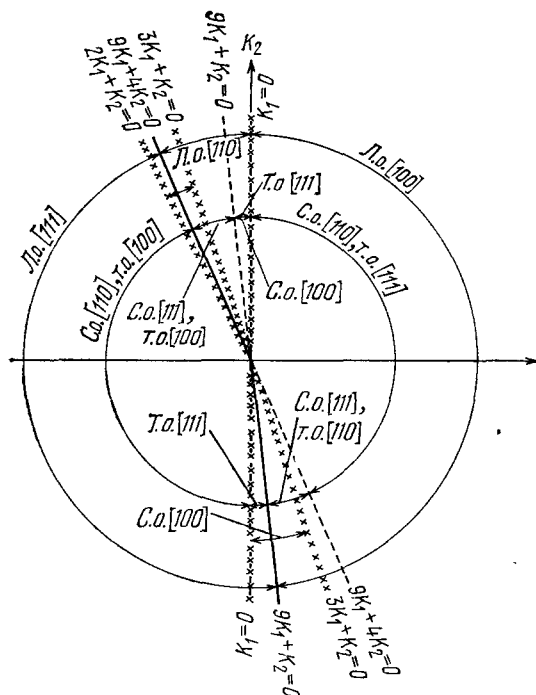


Рис. 35. Фазовая диаграмма однодоменного кубического ферромагнетика в нулевом магнитном поле.

Сплошные линии — линии фазового перехода, штриховые линии — линии смены средних и труднейших осей, крестиками обозначены линии потери устойчивости соответствующих магнитных фаз. Оси намагничивания: Л.о. — легкой, С.о. — среднего, Т.о. — трудного.

Приведенные выше рассуждения о характере и гистерезисных свойствах спин-переориентационных переходов в кубическом ферромагнетике относятся к однодоменному образцу. В многодоменном образце границы между доменами можно рассматривать как «зародыши» новой фазы поэтому метастабильные состояния осуществляться не будут и спин-переориентационный переход в многодоменных образцах будет происходить без гистерезиса (более подробно см. гл. I и работу ⁹).

Спин - переориентационные фазовые переходы сопровождаются аномалиями различных физических свойств кубических ферромагнетиков. В области спиновой переориентации, где доменная структура становится неустойчивой и поле анизотропии уменьшается, внешние магнитные поля и механиче-

ские напряжения будут вызывать наиболее интенсивную перестройку доменной структуры и поворот вектора намагниченности. Поэтому начальная восприимчивость должна проходить через максимум в точке спиновой переориентации, а модуль Юнга, определяющий жесткость кристалла, — через минимум. Начальная восприимчивость и магнитная часть модуля Юнга, обусловленные процессами вращения, для кубического ферромагнетика с равновесной доменной структурой (т. е. со структурой, в которой объемы доменов вдоль различных легких направлений одинаковы) даются, согласно ⁹, следующими выражениями:

а) легчайшая ось $\langle 100 \rangle$:

$$\bar{\chi}_B = \frac{1}{3} \frac{M_s^2}{K_1} \begin{cases} \sigma \parallel \langle 100 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = 0, \\ \sigma \parallel \langle 110 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{3}{4} \frac{\lambda_{111}^2}{K_1}, \\ \sigma \parallel \langle 111 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{\lambda_{111}^2}{K_1}; \end{cases} \quad (12.5)$$

б) легчайшая ось $\langle 111 \rangle$:

$$\bar{\chi}_B = \frac{1}{2} \frac{M_s^2}{(1/3)|K_2| - K_1} \begin{cases} \sigma \parallel \langle 100 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{3}{2} \frac{\lambda_{100}^2}{(1/3)|K_2| - K_1}, \\ \sigma \parallel \langle 110 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{3}{8} \frac{\lambda_{100}^2 + \lambda_{111}^2}{(1/3)|K_2| - K_1}, \\ \sigma \parallel \langle 111 \rangle, & \Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{\lambda_{111}^2}{(1/3)|K_2| - K_1}; \end{cases} \quad (12.6)$$

здесь M_s — спонтанная намагниченность, λ_{111} и λ_{100} — константы магнитострикции, причем из формул видно, что величина ΔE -эффекта зависит

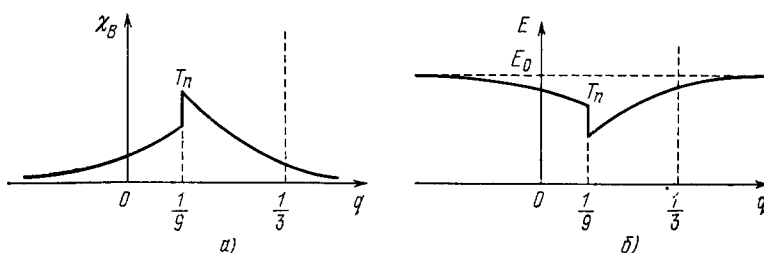


Рис. 36. Зависимости начальной восприимчивости (а) и модуля Юнга (б) кубического ферромагнетика от $q = K_1/K_2$.

T_n — температура фазового перехода спиновой переориентации от оси $\langle 100 \rangle$ к оси $\langle 111 \rangle$.

от направления приложения внешних напряжений σ . Теоретически рассчитанное поведение восприимчивости и ΔE -эффекта при спиновой переориентации в кубических ферромагнетиках показано на рис. 36.

13. СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В ТЕРБИЙ-ИТТРИЕВЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

Как показали измерения магнитной анизотропии⁷⁷, в некоторых смешанных тербий-иттриевых ферритах-гранатах ($\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) вторая константа магнитной анизотропии K_2 отрицательна, а первая константа K_1 меняет знак при определенной температуре. Это обусловлено тем, что вклад в K_1 от ионов тербия положителен, а от железной a - d -подрешетки отрицателен. В соответствии с этим константа K_1 при низких температурах положительна, а при высоких температурах, когда вклад от тербиевой подрешетки резко уменьшается становится отрицательной. Такое поведение $K_1(T)$ приводит к спин-переориентационным фазовым переходам в этих ферритах: с понижением температуры происходит переориентация от оси $\langle 111 \rangle$ к оси $\langle 100 \rangle$ ⁹.

На рис. 37 показана полученная в работе⁹ магнитная фазовая диаграмма ферритов-гранатов $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, построенная по теоретическим формулам (12.3) — (12.4) с использованием экспериментальных данных по температурной зависимости констант магнитной анизотропии из работы⁷⁷. Было обнаружено, что в соответствии с (12.5), (12.6) в точке спиновой переориентации восприимчивость проходит через максимум (рис. 38, а), а модуль Юнга через минимум (рис. 38, б), как это и следует из рассмотренных выше соотношений, причем показано, что в многодоменных образцах этот переход происходит без гистерезиса.

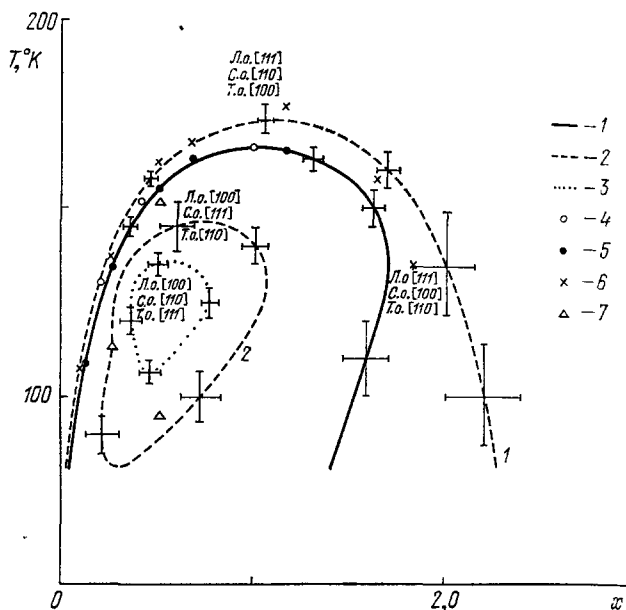


Рис. 37. Магнитная фазовая диаграмма ферритов-гранатов системы $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. 1 — линия спин-переориентационного фазового перехода, 2 — линии потери устойчивости магнитной фазы $\langle 100 \rangle$ (1), и $\langle 111 \rangle$ (2), 3 — линия смены средних и трудных осей $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, 4 — температуры фазового перехода, полученные из измерений восприимчивости, 5 — температуры фазового перехода, полученные из измерений модуля Юнга, 6 — температуры потери устойчивости оси $\langle 100 \rangle$, 7 — температуры потери устойчивости оси $\langle 111 \rangle$.

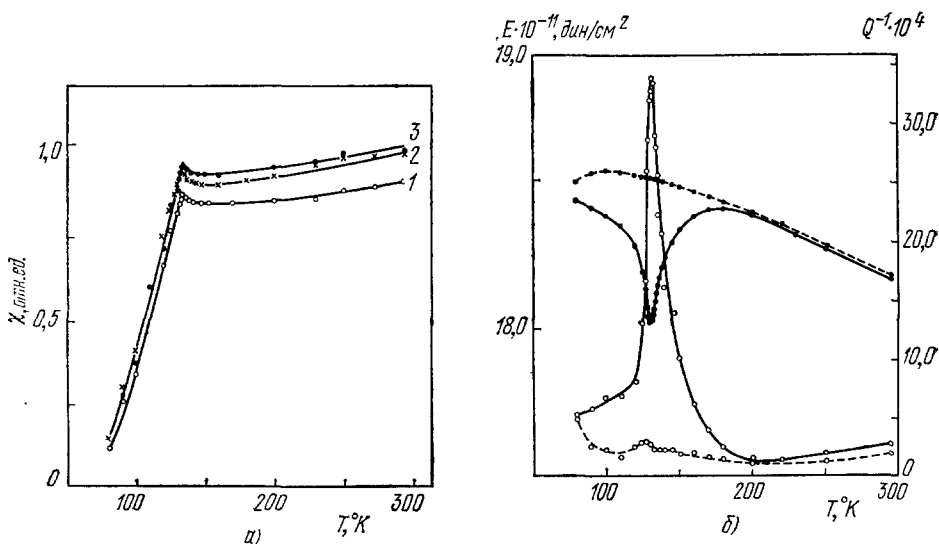


Рис. 38. Температурная зависимость восприимчивости монокристаллического феррита-граната $\text{Tb}_{0.26}\text{Y}_{2.74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (а) (1 — вдоль оси $\langle 111 \rangle$, 2 — вдоль оси $\langle 110 \rangle$, 3 — вдоль оси $\langle 100 \rangle$) и модуля Юнга (черные кружки) и внутреннего трения (светлые кружки) поликристаллического феррита-граната $\text{Tb}_{0.26}\text{Y}_{2.74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (б).

Сплошные линии — измерения при $H = 0$, штриховые — измерения при $H = 2,0$ кэ.

В работе ⁹ была исследована также зависимость ориентации свободно-го монокристалла, помещенного в магнитное поле, от температуры (рис. 39) и из этих данных были определены температуры потери устойчивости различных фаз.

Как видно из рис. 37, при малых x (до 1,17) элементы фазовой диаграммы, полученные различными способами, совпадают, однако при больших содержаниях тербия такое согласие отсутствует. Это объясняется влиянием одноосной анизотропии и внутренних упругих напряжений ⁹.

14. СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ RFe_2

Выше было показано, что в кубических магнетиках при учете первых двух констант магнитной анизотропии спин-переориентационные переходы являются фазовыми переходами первого рода и «угловая» (в определенном выше смысле) фаза отсутствует.

В работах ^{9,78} было рассмотрено, как влияет на магнитную фазовую диаграмму кубического ферромагнетика третья константа анизотропии. В работе ⁹ показано, что если $K_3 \ll K_1, K_2$, то она существенно не

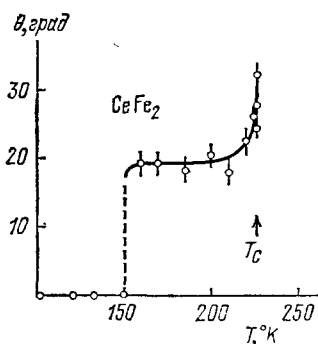


Рис. 40. Зависимость направления легкого намагничивания от температуры в $CeFe_2$.

сказывается на фазовых переходах $\langle 111 \rangle \rightleftharpoons \langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle \rightleftharpoons \langle 110 \rangle$, а при переходе $\langle 110 \rangle \rightleftharpoons \langle 100 \rangle$ учет третьей константы анизотропии приводит к возникновению гистерезиса перехода (при $K_3 < 0$) или к появлению «угловой» фазы (при $K_3 > 0$), в которой магнитные моменты вращаются в плоскости $\langle 110 \rangle$. В работе ⁷⁸ численно рассчитана фазовая диаграмма кубического магнетика при сравнимых по величине значениях всех трех констант магнитной анизотропии и показано, что при этих условиях возможен также переход из фазы $\langle 111 \rangle$ в фазу $\langle 110 \rangle$ и из фазы $\langle 111 \rangle$ в фазу $\langle 100 \rangle$ через промежуточную угловую фазу, в которой магнитные моменты вращаются в плоскости $\langle 110 \rangle$.

Недавно наличие такой фазы было обнаружено при измерениях эффекта Мёсбауэра в кубических интерметаллических соединениях типа RFe_2 ⁷⁸⁻⁸⁰. Например, в $CeFe_2$ ниже 150 °К намагниченность параллельна оси $\langle 100 \rangle$, а выше этой температуры возникает угловая структура, которая сохраняется вплоть до температуры магнитного упорядочения этого соединения ⁷⁸ (рис. 40), в $SmFe_2$ легкая ось в интервале температур 140—240 °К поворачивается от оси $\langle 110 \rangle$ к оси $\langle 111 \rangle$ ⁷⁹, в $HoFe_2$ угловая структура возникает ниже примерно 20 °К ⁸⁰. Переходы в угловую фазу в этих

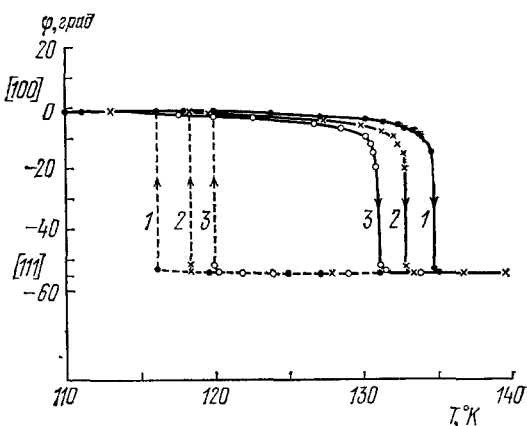


Рис. 39. Зависимость ориентации свободно подвешенного в магнитном поле монокристаллического диска $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$ от температуры.

Сплошные линии соответствуют повышению, штриховые — понижению температуры. H (кэ) = 5,0 (1), 10,0 (2) и 16,1 (3).

соединениях, как показано в работе ⁸⁰, сопровождаются возникновением аномалий модулей упругости (рис. 41).

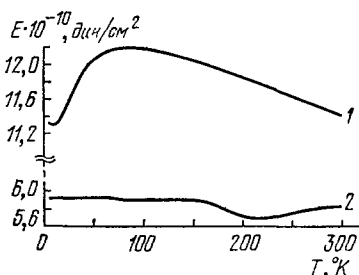


Рис. 41. Температурная зависимость модуля Юнга HoFe_2 (1) и CeFe_2 (2).

К сожалению, магнитная анизотропия этих соединений почти не изучена, так что не представляется возможным сопоставить экспериментально полученные фазовые диаграммы с теоретически рассчитанными при учете трех констант магнитной анизотропии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из экспериментальных данных, приведенных в настоящем обзоре, следует, что в редкоземельных магнетиках существует большое разнообразие переходов спиновой переориентации. К настоящему времени в области этих переходов исследованы магнитные и магнитоупругие характеристики, что позволило выявить основные термодинамические свойства указанных переходов.

Представляет интерес изучить в окрестности переходов спиновой переориентации различные кинетические характеристики (электро- и теплопроводность, гальваномагнитные эффекты и т. д.), которые, как известно, чувствительны к флуктуациям намагниченности при переходе. Получение таких данных позволило бы существенно продвинуть вперед исследования переходов спиновой переориентации.

Большие надежды возлагаются на более широкое применение ядерных методов исследования (нейтронография, эффект Мёссбауэра, ЯМР и др.), которые дают сведения о микроскопических механизмах переходов спиновой переориентации.

Несомненно, в ближайшие годы будут получены новые данные по переходам спиновой переориентации в различных магнетиках. Это будет способствовать дальнейшему развитию теории магнетизма и фазовых переходов, а также выявит возможности технического использования материалов, обладающих переходами спиновой переориентации.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский, Магнетизм, М., «Наука», 1971.
2. Н. П. Гражданкина, УФН 96, 291 (1968).
3. К. П. Белов, Ферриты в сильных магнитных полях, М., «Наука», 1972.
4. Р. З. Левитин, Ю. Ф. Попов, в кн. Ферромагнетизм, М., Изд-во Моск. ун-та, 1975, стр. 76.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., «Наука», 1964.
6. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 32, 1547; 33, 1457 (1957).
7. Н. Ногнер, С. М. Варма, Phys. Rev. Lett. 20, 845 (1968).

6. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, Письма ЖЭТФ 9, 634 (1969).
7. А. И. Мицек, Н. Р. Колмакова, П. Ф. Гайданский ФТТ 11, 1258 (1969).
8. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, Т. Л. Овчинникова, ФТТ 16, 2615 (1974).
9. К. П. Белов, А. К. Звездин, Р. З. Левитан, А. С. Маркосян, Б. В. Милль, А. М. Мухин, А. П. Перов, ЖЭТФ 68, 1190 (1975).
10. А. К. Звездин, С. Г. Каленков, ФТТ 14, 2835 (1972).
11. К. П. Белов, Р. А. Волков, Б. П. Горанский, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, В. В. Усков, Тезисы доклада советско-японской конференции по физике низких температур, Новосибирск, 1969.
12. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, ЖЭТФ 62, 260 (1972).
13. А. П. Леванюк, ЖЭТФ 36, 810 (1959).
14. В. Л. Гинзбург, ФТТ 2, 2031 (1960).
15. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, А. Ф. Попков, Тр. МФТИ, сер. «Радиотехн. и электрон», № 10, 26 (1976).
16. Г. А. Харадзе и др., ФТТ 17, 715 (1975).
17. S. Geller, Acta Cryst. 10, 243 (1957).
18. W. C. Koehler, E. O. Wollan, M. K. Wilkinson, Phys. Rev. 118, 58 (1960).
19. Е. А. Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., Изд-во АН СССР, 1963.
20. R. Vozorth, V. Kramer, J. P. Remeika, Phys. Rev. Lett. 1, 3 (1958).
21. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. М. Леднева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, Письма ЖЭТФ 2, 253 (1965).
22. К. П. Белов, М. А. Зайцева, А. М. Кадомцева, В. А. Тимофеева, Изв. АН СССР, сер. физ. 25, 1389 (1961).
23. R. L. White, J. Appl. Phys. 40, 1061 (1969).
24. M. R. Moldover, G. J. Sjolander, W. Weyhmann, Phys. Rev. Lett, 26, 1257 (1971).
25. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, В. В. Усков, ФТТ 13, 631 (1971).
26. G. Gorodetsky, Phys. Rev. 187, 637 (1969).
27. R. C. Sherwood, L. G. Van Uitert, R. Wolfe, Le Craw, Phys. Lett. A25, 297 (1967).
28. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. С. Конькова, Т. М. Леднева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, В. В. Усков, Кристаллография 13, 179 (1968).
29. E. M. Gyorgy, J. P. Remeika, F. V. Nagedorn, J. Appl. Phys. 39, 1369 (1968).
30. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, В. В. Усков, В. А. Хохлов, ЖЭТФ 55, 2151 (1968).
31. К. П. Белов, Р. А. Волков, В. П. Горанский, А. М. Кадомцева, В. В. Усков, ФТТ 11, 1148 (1969).
32. S. Kagoshima, S. Takayama, J. Phys. Soc. Japan 29, 793 (1970).
33. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, С. А. Медведев, В. В. Усков, А. Я. Червоненкис, ЖЭТФ 57, 1157 (1969).
34. G. Gorodetsky, B. Lüthi, Phys. Rev. B2, 3688 (1970).
35. А. Н. Гришмановский, В. В. Леманов, Г. А. Смоленский, А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис, ФТТ 16, 1426 (1974).
36. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, УФН 103, 577 (1971).
37. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Н. М. Ковтун, В. Н. Милов, В. А. Хохлов, ФТТ 17, 637 (1975).
38. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, ЖЭТФ 51, 1306 (1966).
39. В. И. Ожогин, В. Г. Шапиро, К. Г. Гуртовой, Е. А. Галстян, А. Я. Червоненкис, ЖЭТФ 62, 2221 (1972).
40. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, З. Поко, Ю. Ф. Попов, В. А. Тимофеева, М. Фодор, Кристаллография 19, 407 (1974).
41. А. Т. Старовойтов, В. А. Боков, ФТТ 9, 3637 (1967).
42. J. S. Jacobs, H. F. Burne, L. M. Levinson, J. Appl. Phys. 42, 1631 (1971).
43. V. M. Judin, A. B. Sherman, J. E. Mulyukova, Phys. Lett. 22, 554 (1966).
44. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, Т. Л. Овчинникова, Г. Н. Ронами, В. А. Тимофеева, ФТТ 14, 1524 (1972).
45. К. П. Белов, А. К. Гапеев, А. М. Кадомцева, Т. М. Леднева, М. М. Лукина, Т. Л. Овчинникова, Н. А. Хафизова, ФТТ 15, 2244 (1973).

45. L. G. Van Uitert, R. C. Sherwood, E. M. Gyorgy, W. H. Grodkiewicz, *Appl. Phys.* **16**, 84 (1970).
46. E. Kren, M. Pardavi, Z. Poko, E. Svab, E. Zsoldos, A. I. P. Conf. Proc. **10**, 1603 (1973).
47. G. Gorodetsky, B. Sharon, S. Strikman, *J. Appl. Phys.* **39**, 1371 (1968).
48. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, Т. Л. Овчинникова, *ФТТ* **16**, 2615 (1974).
49. A. I. Mitsek, W. P. Kolmakova, D. I. Sirota, *Phys. Stat. Sol.* **59**, 569 (1973).
50. А. В. Залесский, А. М. Кадомцева, А. М. Саввинов, М. М. Лукина, Т. Л. Овчинникова, А. В. Абрамов, *ЖЭТФ* **66**, 1798 (1974).
51. К. П. Белов, А. К. Гапеев, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, М. М. Лукина, Т. Л. Овчинникова, *ФТТ* **16**, 2422 (1974).
52. В. Г. Барьяхтар, Б. Н. Разсукованный, Е. П. Стефановский, *ФММ* **36**, 455 (1973).
53. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, *ЖЭТФ* **67**, 390 (1974).
54. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева, Л. М. Помирчи, А. Я. Червоненкис, *ЖЭТФ* **63**, 2151 (1972).
55. Я. Смит, Х. Вейн, *Ферриты*, М., ИЛ, 1962.
56. М. И. Каганов, А. А. Ягубов, *ФММ* **36**, 1127 (1973).
57. А. И. Мицек, Н. П. Колмакова, Д. И. Сирота, *ФММ* **38**, 35 (1974).
58. К. П. Белов, in: *Proc. of Intern. Conference on Magnetism* (Nottingham, 1964), Lnd., 1965, p. 266.
- К. П. Белов, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, А. В. Педько, *ЖЭТФ* **40**, 1562 (1961).
59. G. Graham, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, 1310 (1962).
60. W. Corner, W. Roe, K. Taylor, *Proc. Phys. Soc.* **80**, 927 (1962).
61. G. Will, R. Nathans, N. Halperin, *J. Appl. Phys.* **35**, 1045 (1964).
62. W. Cable, E. Wollan, *Phys. Rev.* **165**, 733 (1968).
63. В. М. Кучин, В. А. Соменков, С. Ш. Шильштейн, Ю. Б. Патрикеев, *ЖЭТФ* **55**, 1241 (1968).
64. К. П. Белов, И. В. Буров, Ю. В. Ергин, А. В. Педько, Е. М. Савицкий, *ЖЭТФ* **47**, 680 (1964).
65. Ю. В. Ергин, *ЖЭТФ* **48**, 1062 (1965).
66. M. Rosen, *Phys. Rev.* **177**, 841 (1969).
67. T. Moran, B. Lüthi, *J. Phys. Chem. Sol.* **31**, 1755 (1970).
68. M. Long, A. Wazzan, R. Stern, *Phys. Rev.* **178**, 775 (1969).
69. H. Klimker, M. Rosen, *ibid* **B7**, 2054 (1973).
70. R. Borth, T. Wakiyama, *J. Phys. Soc. Japan* **18**, 97 (1963).
71. M. Salamon, D. Simons, *Phys. Rev.* **B7**, 229 (1973).
72. L. Levinson, S. Strikman, *J. Phys. Chem. Sol.* **32**, 981 (1971).
73. E. Tatsumoto, T. Okamoto, H. Fujii, C. Inoue, *J. de Phys.* **32**, Suppl. C1-54 (1971).
74. M. Darby, E. Isaac, *IEEE Trans. Magnet.* **MAG-10**, 259 (1974).
75. G. Chandra, T. Radhakrishnan, *Phys. Lett.* **A28**, 323 (1968).
76. R. Borth, *Phys. Rev.* **50**, 1076 (1936).
77. К. П. Белов, А. К. Гапеев, Р. З. Левитин, А. С. Маркосян, Ю. Ф. Попов, *ЖЭТФ* **68**, 241 (1975).
78. U. Atzmony, M. Dariel, *Phys. Rev.* **B10**, 2060 (1974).
79. U. Atzmony, M. Dariel, E. Bauminger, D. Lehenbourn, I. Nowik, S. Ofer, in: *Proc. of 10th Rare-earth Conference*, Ed. C. Kevane and I. Mochler, Carefree, Arizona, US, 1973, p. 605.
80. H. Klimker, M. Rosen, M. Dariel, *Phys. Rev.* **B10**, 2968 (1974).