

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

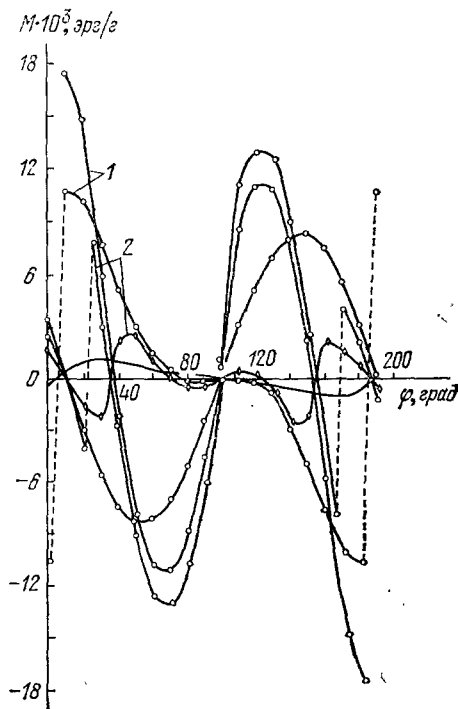


Рис. 19. Кривые крутящих моментов монокристалла $\text{DyFe}_{0.998}\text{Co}_{0.002}\text{O}_3$ в плоскости a, b в полях 6,25 и 12,3 кэ. $T (^\circ\text{K}) = 145$ (1), 135° (2) и 118° (3); φ — угол между направлением магнитного поля и b -осью ромбического кристалла.

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 a -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).

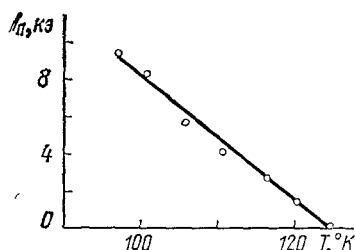


Рис. 22. Экспериментальная фазовая диаграмма $H_{II}(T)$ вдоль a -оси кристалла $DyFe_{0,994}Co_{0,006}O_3$.

$|K_2| = (7 \pm 2) \cdot 10^4$ 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,

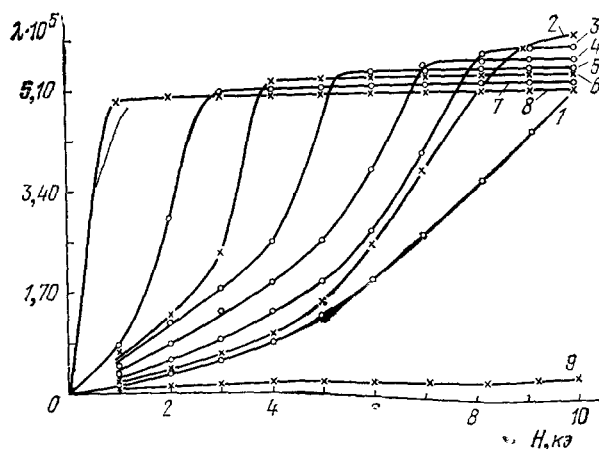


Рис. 21. Экспериментальная зависимость продольной магнитострикции вдоль a -оси кристалла $DyFe_{0,994}Co_{0,006}O_3$ от поля при различных температурах.

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-

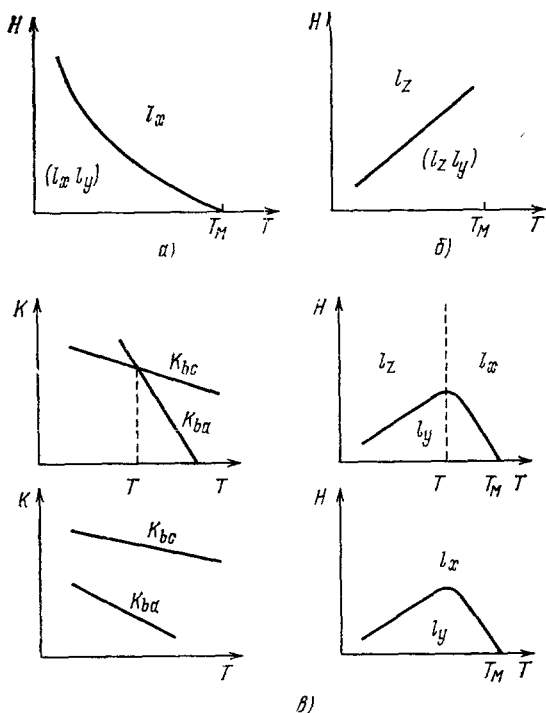


Рис. 23. Теоретические фазовые диаграммы DyFeO_3 при $H \parallel c$ (а), $H \parallel a$ (б) и $H \parallel b$ (в) и при различном соотношении констант анизотропии K_{ba} и K_{bc} в плоскостях b,a и b,c .

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

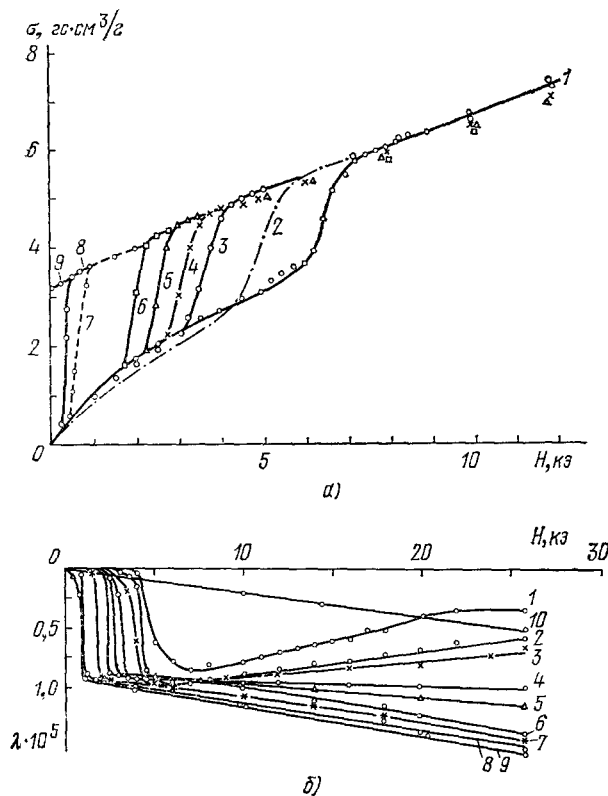


Рис. 24. Изотермы намагниченности (а) и продольной магнитострукции (б) $DyFeO_3$ вдоль c -оси кристалла при различных температурах.

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

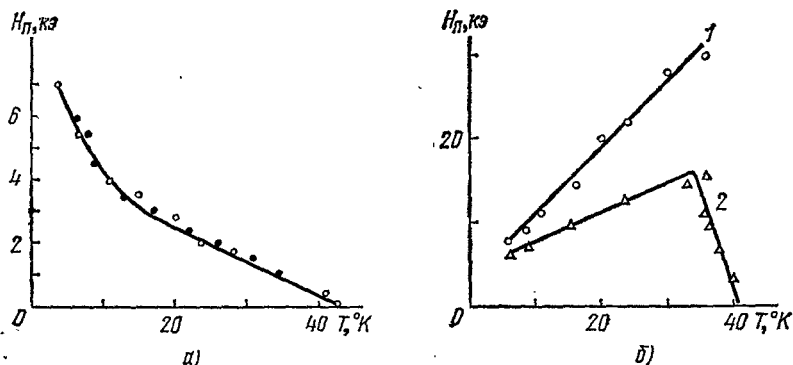


Рис. 25. Экспериментальная фазовая диаграмма DyFeO_3 при $\mathbf{H} \parallel c$ (а) ($\odot$ — по измерениям намагниченности, $\bullet$ — из измерений продольной магнитострикции) и при $\mathbf{H} \parallel a$ (1), $\mathbf{H} \parallel b$ (2) (б). (1 — $\mathbf{H} \parallel a$, 2 — $\mathbf{H} \parallel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

температуры по мере удаления от точки Морица. 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 Морица⁵⁴. 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 Морица, 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

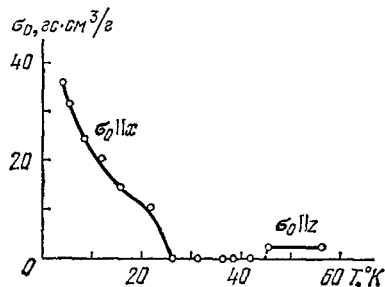


Рис. 26. Температурная зависимость спонтанной намагниченности монокристалла $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$.

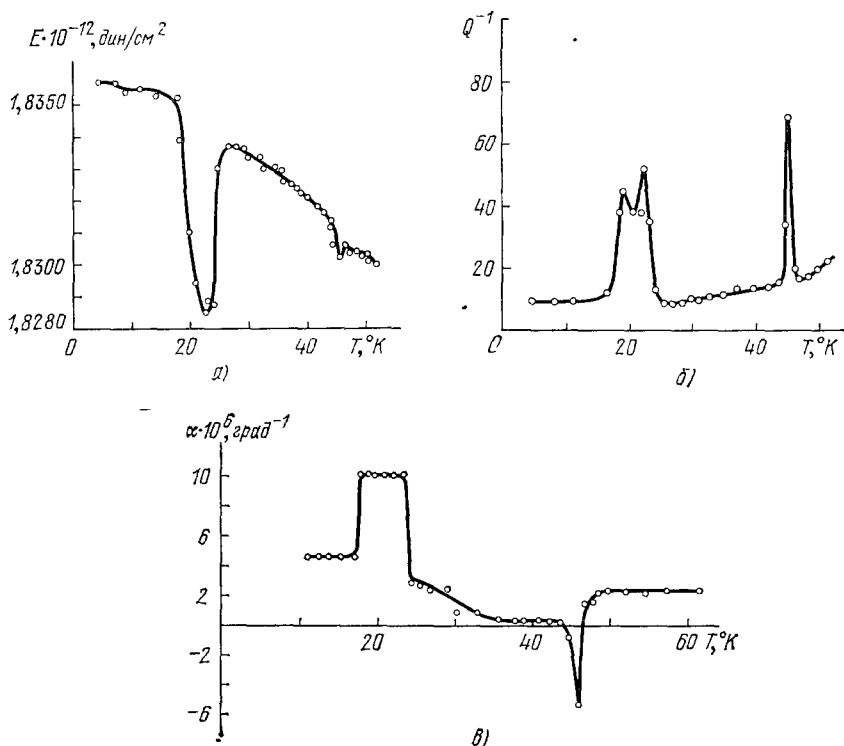


Рис. 27. Температурная зависимость модуля Юнга (а), внутреннего трения (б) и коэффициента теплового расширения (в) монокристалла $\text{Ho}_{0,5}\text{Dy}_{0,5}\text{FeO}_3$.

$G_x F_z \rightarrow G_y$. 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 $T_1 = 18^\circ\text{K}$ и $T_2 \approx 24^\circ\text{K}$, 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

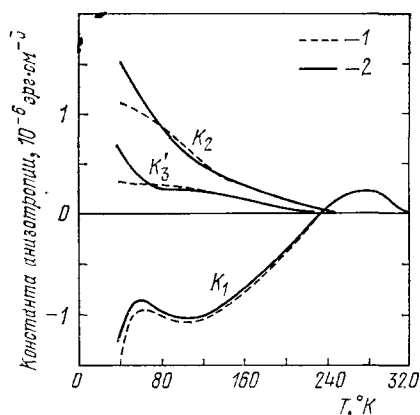


Рис. 28. Температурная зависимость констант анизотропии гадолиния в нулевом поле (1) и в поле 30 кэ (2).

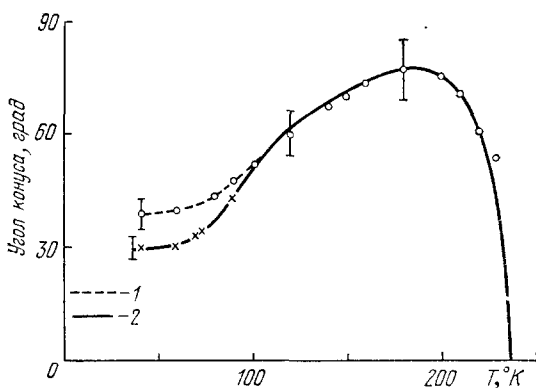


Рис. 29. Температурная зависимость направления легкого намагничивания гадолиния в нулевом поле (1) и в поле 30 кэ (2).

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).

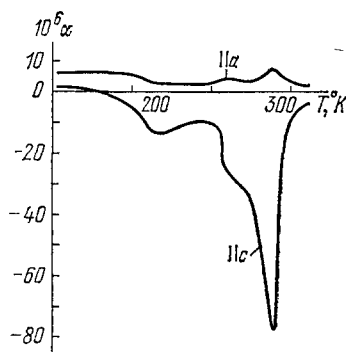


Рис. 30. Температурная зависимость коэффициентов теплового расширения монокристалла гадолиния.

*) 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.

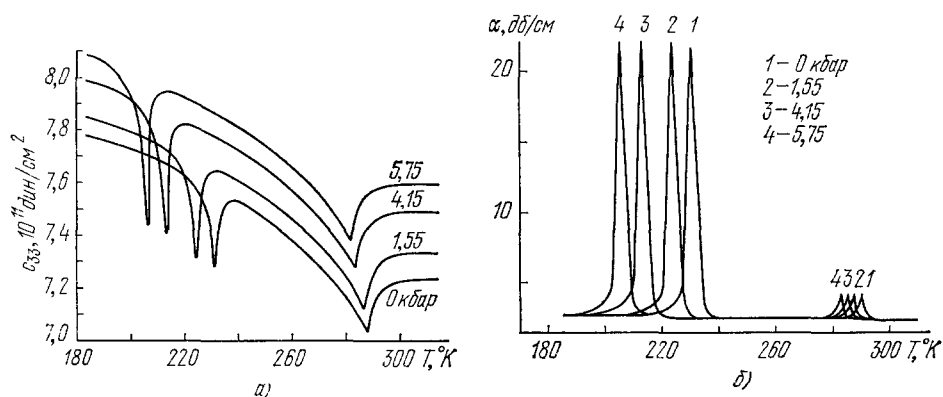


Рис. 31. Температурные зависимости константы упругости гадолиния c_{33} при различных давлениях (а) и поглощения продольных ультразвуковых волн вдоль c -оси монокристалла гадолиния при различных давлениях (б).

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

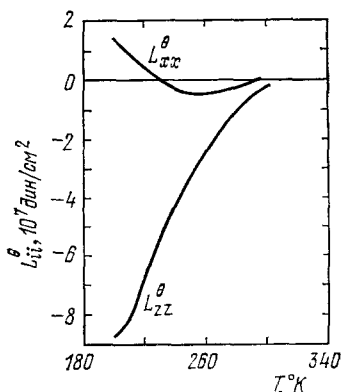


Рис. 32. Температурная зависимость магнитоупругих констант гадолиния.

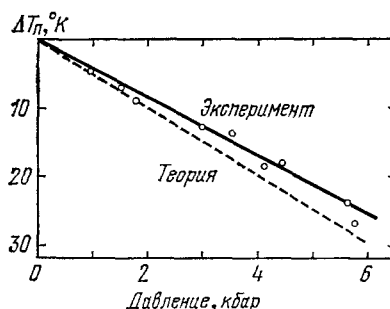


Рис. 33. Влияние гидростатического давления на температуру спиновой переориентации гадолиния.

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

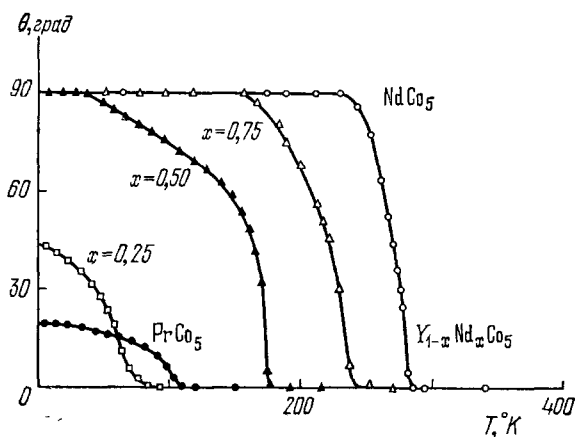
$$\frac{dT_n}{dp} = -(2\beta_{\perp} L_{xx}^{\theta} + \beta_{\parallel} L_{zz}^{\theta}) \left(\frac{dK_1}{dT} \right)_{T_n}. \quad (10.5)$$

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,

ранее не анализировалось с точки зрения теории спин-переориентационных фазовых переходов.

В работе Бозорта ⁷⁶ впервые было показано, что направление вектора намагниченности в кубическом кристалле при $H = 0$ зависит от знаков и величин первой и второй констант магнитной анизотропии и, следовательно, изменение с температурой констант анизотропии может привести к переориентации вектора намагниченности. Рассмотрим этот вопрос более подробно, следуя работе ⁹.

В нулевом поле ТП для однодоменного кубического кристалла можно записать в виде

$$\Phi = \Phi_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (12.1)$$

где $K_1(T)$ и $K_2(T)$ — первая и вторая константы кубической магнитной анизотропии, α_i — направляющие косинусы вектора намагниченности. Перейдя к сферическим координатам (полярная ось вдоль $[100]$), представим (12.1) как

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{4}K_1\sin^2 2\theta + \frac{1}{4}(K_1 + K_2\cos^2 \theta)\sin^4 \theta \cos^2 2\varphi. \quad (12.2)$$

Минимизируя (12.2) по θ и φ , получаем, что при всех возможных соотношениях K_1 и K_2 минимуму ТП удовлетворяют ориентации вектора намагниченности только вдоль трех различных кристаллографических направлений:

$$\left. \begin{array}{l} 1) \quad M \parallel \text{оси } \langle 100 \rangle \text{ при } K_1 \geq 0, \\ 2) \quad M \parallel \text{оси } \langle 110 \rangle \text{ при } 0 \geq K_1 \geq -\frac{1}{2}K_2, \\ 3) \quad M \parallel \text{оси } \langle 111 \rangle \text{ при } K_1 \leq -\frac{1}{3}K_2. \end{array} \right\} \quad (12.3)$$

Равенства в соотношениях (12.3) соответствуют линиям потери устойчивости той или иной фазы, и, как следует из этих соотношений (см. также рис. 35), имеются области, в которых сосуществуют разные магнитные фазы.

Из сравнения энергий различных фаз вытекают следующие соотношения для линий фазовых переходов:

$$\left. \begin{array}{l} 1) \text{ поворот } M \text{ от оси } \langle 100 \rangle \text{ к } \langle 110 \rangle \text{ по линии } K_1 = 0, \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad K_2 \geq 0, \\ 2) \text{ поворот } M \text{ от оси } \langle 110 \rangle \text{ к } \langle 111 \rangle \text{ по линии } 9K_1 + \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad + 4K_2 = 0, K_1 \leq 0, \\ 3) \text{ поворот } M \text{ от оси } \langle 111 \rangle \text{ к } \langle 100 \rangle \text{ по линии } K_1 + \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad + 9K_2 = 0, K_1 \geq 0. \end{array} \right\} \quad (12.4)$$

В области существования той или иной магнитной фазы при изменении величин K_1 и K_2 могут меняться средние и труднейшие оси.

Полная магнитная фазовая диаграмма однодоменного кубического ферромагнетика в нулевом поле в координатах K_1, K_2 показана на рис. 35.

Отметим следующие характерные особенности этой фазовой диаграммы.

Так как легчайшими осями в кубическом ферромагнетике могут быть только оси типа $\langle 100 \rangle, \langle 110 \rangle, \langle 111 \rangle$, то при учете только первых двух констант магнитной анизотропии спонтанные спин-переориентационные переходы всегда осуществляются скачком, т. е. всегда являются фазовыми переходами первого рода. Этим спин-переориентационные переходы в кубическом магнетике отличаются от таких переходов в одноосных магнетиках, в которых в зависимости от соотношения первой и второй

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).

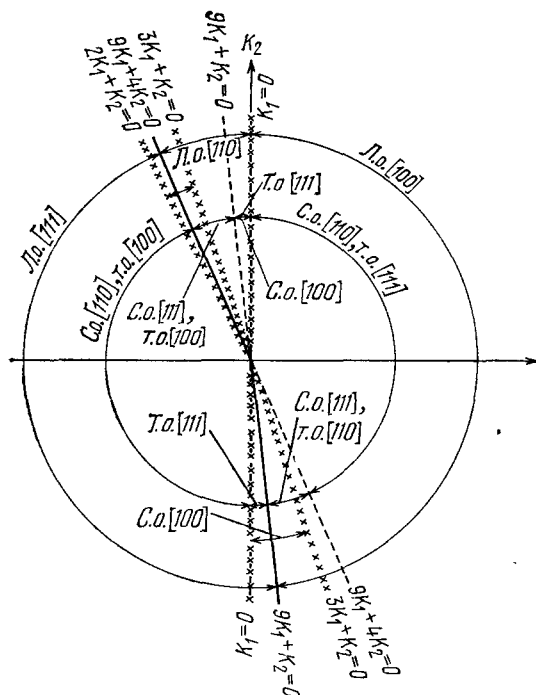


Рис. 35. Фазовая диаграмма однодоменного кубического ферромагнетика в нулевом магнитном поле.

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

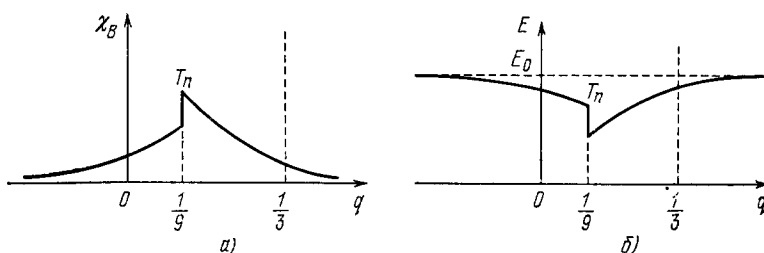


Рис. 36. Зависимости начальной восприимчивости (а) и модуля Юнга (б) кубического ферромагнетика от $q = K_1/K_2$.

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 ($Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$) 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 $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, 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.

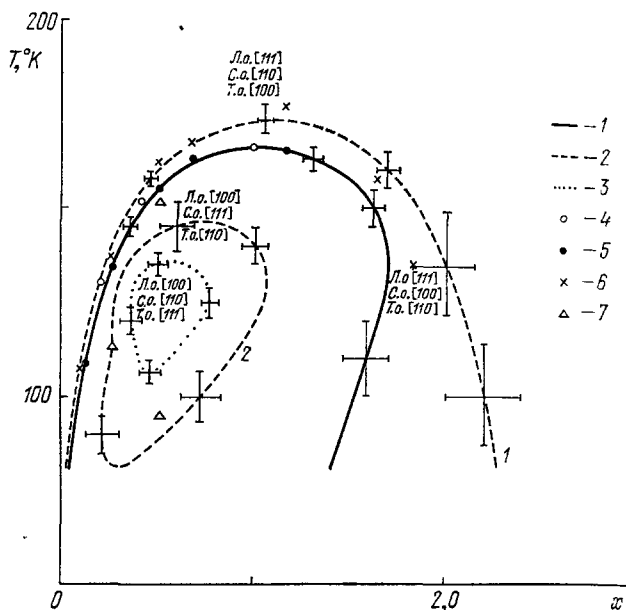


Рис. 37. Магнитная фазовая диаграмма ферритов-гранатов системы $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$. 1 — линия спин-переориентационного фазового перехода, 2 — линии потери устойчивости магнитной фазы $\langle 100 \rangle$ (1), и $\langle 111 \rangle$ (2), 3 — линия смены средних и трудных осей $\langle 110 \rangle$ 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 $\langle 111 \rangle$.

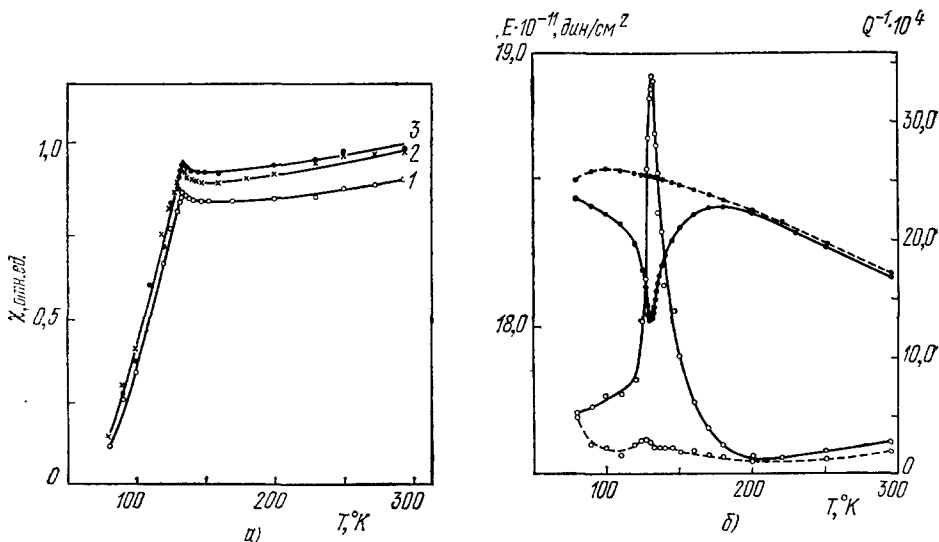


Рис. 38. Температурная зависимость восприимчивости монокристаллического феррита-граната $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$ (а) (1 — вдоль оси $\langle 111 \rangle$, 2 — вдоль оси $\langle 110 \rangle$, 3 — вдоль оси $\langle 100 \rangle$) и модуля Юнга (черные кружки) и внутреннего трения (светлые кружки) поликристаллического феррита-граната $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$ (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

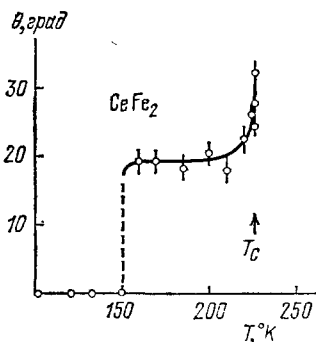


Рис. 40. Зависимость направления легкого намагничивания от температуры в $CeFe_2$.

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

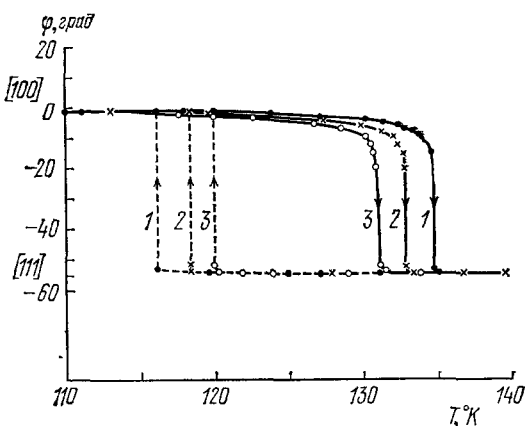


Рис. 39. Зависимость ориентации свободно подвешенного в магнитном поле монокристаллического диска $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ от температуры.

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).

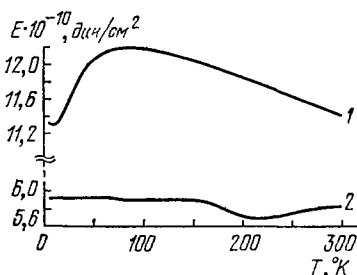


Рис. 41. Температурная зависимость модуля Юнга HoFe_2 (1) и CeFe_2 (2).

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. Grod-
kiewicz, 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. Крынец-
кий, 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. Лу-
кина, 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. Стефанов-
ский, 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. Овчин-
никова, В. А. Тимофеева, Л. М. Помирчи, А. Я. Червонен-
кис, 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. Патри-
кеев, ЖЭТФ **55**, 1241 (1968).
64. К. П. Белов, И. В. Буров, Ю. В. Ергин, А. В. Педько, Е. М. Са-
вицкий, 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. Shtrikman, 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, Arisona, US, 1973, p. 605.
80. H. Klimker, M. Rosen, M. Dariel, Phys. Rev. **B10**, 2968 (1974).