

УДК 548 : 537.611.44

## ОБНАРУЖЕНИЕ В $\text{ErFeO}_3$ НОВЫХ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НИЖЕ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

В. Н. Милов, Н. П. Колмакова, А. А. Мухин, В. И. Неделько,  
М. В. Семенова, Д. В. Белов

В  $\text{ErFeO}_3$  при температурах ниже точки компенсации слабоферромагнитного момента из магнитострикционных измерений обнаружены новые ориентационные переходы в магнитном поле, представляющие собой переходы 1-го рода между двумя различными угловыми фазами. Характерной особенностью их является резкая переориентация вектора антиферромагнетизма на угол  $\sim 180^\circ$ . Получены экспериментальные фазовые  $H_x-H_z$  и  $H-T$  диаграммы. Развита теория обнаруженных фазовых переходов, позволившая хорошо описать экспериментальные фазовые диаграммы: качественно в однодублетной модели и количественно в двухдублетной модели для иона  $\text{Er}^{3+}$ .

Ранее [1] было показано, что в редкоземельных ортоферритах при температурах ниже точки компенсации  $T_k$  слабоферромагнитного момента (СФМ) возможны своеобразные ориентационные фазовые переходы (ОФП) первого рода между двумя угловыми фазами  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma'_{42}$ , индуцируемые магнитным полем, лежащим в  $ac$ -плоскости кристалла. Характерной чертой этих переходов является резкая переориентация вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{G}$  на угол  $\Delta\theta \leq 180^\circ$ . Такие переходы были обнаружены в  $\text{GdFeO}_3$  при  $T < T_k = 3.4$  К из анализа кривых вращающих моментов [1].

Целью данной работы является обнаружение и изучение указанных переходов в ортоферрите эрбия ( $\text{ErFeO}_3$ ). В этом ортоферрите с понижением температуры при 90–100 К происходит спонтанная переориентация СФМ от  $c$ - к  $a$ -оси ромбического кристалла (фазовые переходы  $\Gamma_4 (G_x F_z) \rightarrow \Gamma_{42} (G_x F_z) \rightarrow \Gamma_2 (G_z F_x)$ ) [2, 3]. Согласно [4], в фазе  $\Gamma_2$  имеется точка компенсации СФМ  $m_x(T)$ :  $T_k = 45$  К. Поэтому при  $T < T_k$  в  $\text{ErFeO}_3$  следует ожидать существования указанных ОФП. Мы будем исследовать их с помощью магнитострикционных измерений, позволяющих наблюдать за переориентацией вектора антиферромагнетизма.

### 1. Экспериментальные результаты

На монокристаллах  $\text{ErFeO}_3$ , выращенных методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве свинцовых соединений, проводились измерения магнитострикции в импульсных магнитных полях до 150 кЭ при температурах 4.2–300 К. В качестве датчиков использовались вырезанные определенным образом монокристаллические кварцевые пластинки, которые наклеивались на образцы  $\text{ErFeO}_3$ . Проводились измерения двух типов деформаций: сдвиговой в плоскости  $ac$  кристалла ( $u_{xz}$ ) и разности диагональных компонент  $(u_{zz} - u_{xx})/2$  (оси  $x, y, z$  совпадают соответственно с осями  $a, b, c$  ромбического кристалла). Выбор в качестве измеряемой величины  $(u_{zz} - u_{xx})/2$  обусловлен тем, что в  $\text{ErFeO}_3$  происходит частичная компенсация больших парамагнитных вкладов от редкоземельных ионов

в  $u_{xx}$  и  $u_{zz}$ , и поэтому относительная величина вклада, связанного с вращением спинов ионов  $Fe^{3+}$ , в это выражение возрастает.

Характерные изотермы магнитострикции, измеренные при различных температурах и углах  $\theta_H$ , определяющих ориентацию магнитного поля

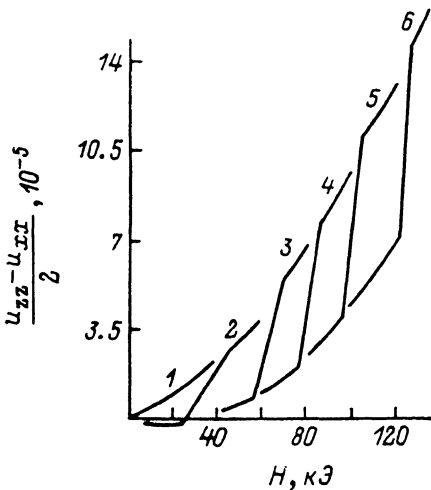


Рис. 1. Зависимость диагональных компонент деформации от магнитного поля  $H \parallel a$  при  $T$  выше и ниже точки компенсации.

1 —  $T=48\text{ K} > T_k=47.5\text{ K}$ , 2 — 46, 3 — 44, 4 — 42, 5 — 40, 6 — 36.

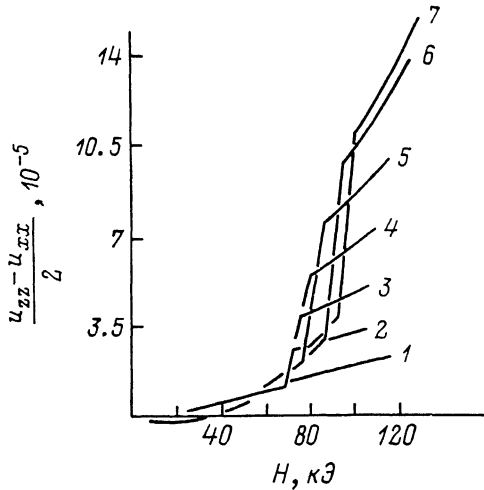


Рис. 2. Зависимость диагональных компонент деформации от магнитного поля для различной ориентации  $H$  в плоскости  $ac$  ( $T=40\text{ K}$ ).

$\theta_H$ , град: 1 — 0, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 45, 5 — 60, 6 — 75, 7 — 90.

в  $ac$ -плоскости относительно  $c$ -оси, приведены на рис. 1—3. Общей чертой наблюдаемых зависимостей деформаций от поля является появление скачков при  $T < T_k=47.5\text{ K}$  и отсутствие их при  $T > T_k$ . Для деформации

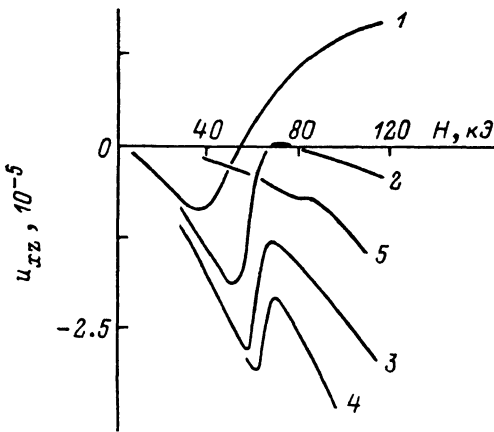


Рис. 3. Зависимость от магнитного поля сдвиговой деформации при  $T=43\text{ K}$  для различных ориентаций  $H$ .

$\theta$ , град: 1 — 4, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 45, 5 — 85.

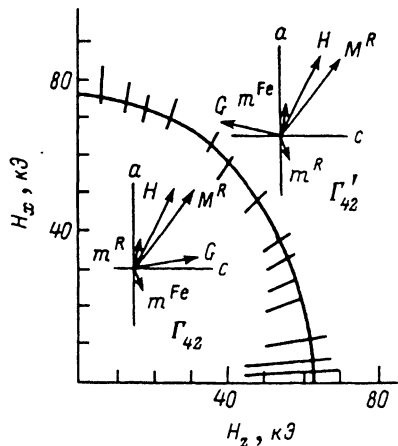


Рис. 4. Фазовая  $H_x-H_z$  диаграмма при 43 K.

Отрезки указывают экспериментальные значения интервалов полей, в которых происходит ОФП; сплошная линия — расчет.

ции  $(u_{zz}-u_{xx})/2$  ярко выраженные скачки наблюдаются при  $H \parallel a$ -оси (рис. 1). При приближении ориентации поля к  $c$ -оси величины скачков уменьшаются и обращаются в нуль при  $H \parallel c$ -оси (рис. 2). Для сдвиговой деформации  $u_{xz}$  величина скачка, наоборот, максимальна при  $H \parallel a$ -оси и обращается в нуль при  $H \parallel c$ -оси (рис. 3).

Тот факт, что обнаруженные скачки на кривых магнитострикции воз-

никают сразу же при  $T < T_k$ , свидетельствует, по нашему мнению, о том, что они обусловлены ОФП 1-го рода между двумя угловыми фазами  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma'_{42}$ , предсказанными в [1] при выполнении этого же условия. Отметим, что поля этих переходов при  $\mathbf{H} \parallel c$ -оси существенно меньше порогового поля  $H_z^u$ , вызывающего обычную переориентацию в фазу  $\Gamma_4$  ( $G_x F_z$ ) при  $\mathbf{H} \parallel c$ -оси. Согласно нашим измерениям деформации ( $u_{xz} - u_{xx}$ )/2, величина  $H_z^u(T)$  сильно возрастает с понижением температуры и достигает значения  $\geq 140$  кЭ уже при 60 К. В то же время скачок  $u_{xz}$  при  $\mathbf{H} \parallel c$ -оси происходит в поле  $\sim 60$  кЭ при 43 К (рис. 3). Это обстоятельство исключает идентификацию обнаруженных аномалий при  $\mathbf{H} \parallel c$ -оси с переходом в фазу  $\Gamma_4$  ( $G_x F_z$ ). К тому же поле  $\mathbf{H} \parallel a$ -оси просто не может вызвать такого перехода.

Определяя из кривых магнитострикции пороговые поля (точнее, интервал полей), при которых происходит скачок, обусловленный ОФП  $\Gamma_{42} \rightarrow \Gamma'_{42}$ , мы построили фазовые диаграммы на плоскости  $H_x - H_z$  при  $T = \text{const}$  (рис. 4) и фазовые  $H - T$  диаграммы при  $\theta_H = \text{const}$  (рис. 5). Из  $H - T$  диаграмм видно, что пороговое поле

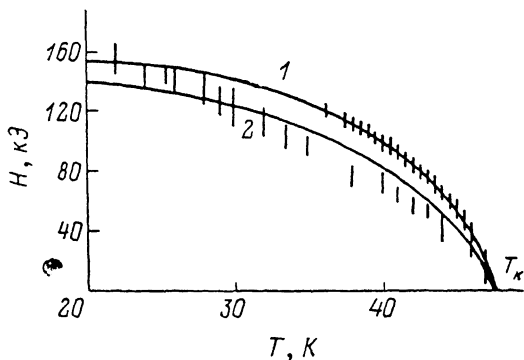


Рис. 5. Фазовая  $H - T$  диаграмма.

1 -  $\theta_H = 90^\circ$  ( $\mathbf{H} \parallel a$ ), 2 -  $\theta_H = 15^\circ$ . Отрезки указывают интервал поля  $H$ , в которых происходит ОФП; сплошные линии - расчет.

слабо зависит от  $T$  при низких температурах и обращается в нуль при  $T = T_k = 47.5$  К. Форма фазовой диаграммы на плоскости  $H_x - H_z$  близка к эллиптической.

Касаясь характера фазовых переходов  $\Gamma_{42} \rightarrow \Gamma'_{42}$ , следует отметить, что они происходят практически без гистерезиса. Это свидетельствует о важной роли дефектов и магнитных неоднородностей, на которых происходит рост зародышей новой фазы при приближении к точке перехода. Возможной причиной того, что переход происходит в конечном интервале полей, является магнитокалорический эффект (по нашим оценкам,  $\Delta T \sim 1 - 2$  К). Рост этого интервала с приближением  $\mathbf{H}$  к  $c$ -оси (рис. 3, 4) обусловлен, по нашему мнению, более медленным изменением с полем разности термодинамических потенциалов фаз  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma'_{42}$ , так как она определяется в основном проекцией поля на  $a$ -ось (см. ниже).

## 2. Теория и обсуждение результатов

Поясним сначала качественно механизм рассматриваемых ОФП, в котором в отличие от [1] более важную роль играют эффекты насыщения намагниченности парамагнитной  $R$ -подсистемы во внешнем поле. При  $T \leq T_k$  спонтанный СФМ  $R$ -подсистемы, определяемый ее поляризацией в эффективном поле  $\text{Fe}$ -подсистемы,  $m_x^R = \chi_x^R(H, T) H_x^{\text{Ф}} G_x$  будет больше СФМ  $\text{Fe}$ -подсистемы  $m_x^{\text{Fe}} = -m_0^{\text{Fe}} G_x$ , который обусловлен полем Дзялошинского ( $m_0^{\text{Fe}} = \chi_{\perp} H_b$ ). Поэтому при  $\mathbf{H} \parallel a$ -оси (легкая ось) последний будет направлен против внешнего поля, стабилизируя значение  $G_x = 1$  или  $-1$ . С ростом поля за счет уменьшения восприимчивости  $\chi_x^R(H, T)$  вклад  $m_x^R$  понижается и возникает своеобразная «полевая» точка компенсации полного СФМ  $M_x(H, T) = m_x^{\text{Fe}} + m_x^R(H, T)$ . При прохождении такой точки компенсации при  $H_x = H_x^0$  происходит резкая переориентация СФМ  $\text{Fe}$ -подсистемы из состояния, антипараллельного  $\mathbf{H}$ , в состояние, параллельное  $\mathbf{H}$ , сопровождаемая также переориентацией  $\mathbf{G}$  на  $180^\circ$  (рис. 4), так как соответствующий вклад в термодинамический потенциал  $\Delta\Phi =$

$= -M_x H_x$  меняет знак в этой точке. Спонтанный СФМ R-подсистемы при этом поворачивается против поля за счет изменения знака  $G_x$ , однако полный момент R-подсистемы при  $H_x^0 > |H_x^{\text{э}}|$  не меняет своего направления.

При низких температурах, когда магнитные моменты R-подсистемы насыщены и имеет смысл говорить только о полном моменте  $M^R$ , данные ОФП при  $\mathbf{H} \parallel a$ -оси можно рассматривать как переходы между состояниями с антипараллельной и параллельной ориентацией  $m^{\text{Fe}}$  и  $M^R$  (рис. 4). С этой точки зрения исследуемые переходы можно рассматривать при низких температурах как метамангнитные фазовые переходы.

Ранее подобные переходы при  $\mathbf{H}$ , лежащем вдоль легкой оси кристалла, наблюдались в  $\text{ErCrO}_3$  ( $\mathbf{H} \parallel c$ -оси) [5] и  $\text{YbCrO}_3$  ( $\mathbf{H} \parallel a$ -оси) [6, 7] и были также интерпретированы как метамангнитные переходы между состояниями с антипараллельной и параллельной ориентацией  $m^{\text{Fe}}$  и  $M^R$ . Однако при произвольной ориентации поля ситуация в общем случае меняется, так как наряду с насыщением намагниченности R-подсистемы происходит отклонение вектора  $\mathbf{G}$  от легкого направления, и его переориентация осуществляется уже на угол  $\Delta\theta \neq 180^\circ$ . Последнее обстоятельство, особенно важное при малой энергии анизотропии, может привести к тому, что переход между угловыми фазами произойдет в полях, при которых эффекты насыщения R-подсистемы незначительны [1]. В случае  $\text{ErFeO}_3$  энергия анизотропии в  $ac$ -плоскости, стабилизирующая фазу  $\Gamma_2 (G_x F_x)$ , наоборот, высока ( $H_x^a > 200$  кЭ при  $T \leq T_k$ ). Поэтому отклонение вектора  $\mathbf{G}$  от  $c$ -оси при рассматриваемых ОФП невелико и скачок  $\Delta\theta$  близок к  $180^\circ$ . Малую величину отклонения  $\mathbf{G}$  от  $c$ -оси подтвердил анализ наблюдаемых полевых и угловых зависимостей магнитострикции, проведенный на основе феноменологического разложения, полученного для ортоферритов из соображений симметрии

$$u_{xx} = a_1 G_x G_x + a_2 G_x H_x + a_3 G_x H_x + a_4 H_x H_x, \\ (u_{xx} - u_{xx})/2b = {}_1G_x^2 + b_2 G_x H_x + b_3 G_x H_x + b_4 H_x^2 + b_5 H_x^2. \quad (1)$$

Наиболее важную роль в выражении (1) играют слагаемые  $a_3 G_x H_x$  и  $b_3 G_x H_x$ , которые в предположении  $\Delta\theta \sim 180^\circ$  хорошо объясняют как сам факт появления скачков на кривых магнитострикции (рис. 1—3), так и линейную зависимость этих скачков от  $H$  при  $\theta_H = \text{const}$  и их угловую зависимость при  $H = \text{const}$ . Отметим, что происхождение указанных слагаемых в магнитострикции, по-видимому, связано с обменным R—Fe взаимодействием.

Для количественного описания рассматриваемых ОФП будем исходить из неравновесного термодинамического потенциала системы, который представим в виде [8]

$$\Phi(\mathbf{G}) = \Phi_{\text{Fe}}(\mathbf{G}) - \frac{1}{2} N k_B T \sum_{p=\pm} \ln \text{Sp} \exp(-\mathcal{H}_R^{(p)}/k_B T), \quad (2)$$

где

$$\Phi_{\text{Fe}}(\mathbf{G}) = -\frac{1}{2} \chi_1 [H^2 - (\mathbf{HG})^2] + \frac{1}{2} K_{ac}^{\text{Fe}} G_x^2 + \frac{1}{2} K_{ab}^{\text{Fe}} G_y^2 + m_0^{\text{Fe}} (G_x H_x - G_x H_x) \quad (3)$$

— термодинамический потенциал Fe-подсистемы (после минимизации по вектору слабого ферромагнетизма  $\mathbf{F}$ ),

$$\mathcal{H}_R^{(p)} = \mathcal{H}_{\text{кр}}^{(p)} + g_J \mu_B \mathbf{J}_R \mathbf{H} + B^{(p)} (L_R) S_R \mathbf{G} \quad (4)$$

— гамильтониан редкоземельного иона, описывающий его взаимодействие с кристаллическим полем, внешним магнитным полем и анизотропное обменное взаимодействие с Fe-подсистемой. Индекс  $p = \pm$  соответствует двум кристаллографически неэквивалентным позициям редкоземельного иона,  $N$  — число редкоземельных ионов в 1 г, фактор Ланде  $g_J = 6/5$ .

В высокотемпературном приближении ( $T \gg \Delta_i$ , где  $\Delta_i$  — расщепление дублетов редкоземельного иона во внешнем и обменном полях) термодина-

мический потенциал для интересующего нас случая  $G = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$  и  $H = (H_x, 0, H_z)$  можно привести к виду [8]

$$\Phi(G) = \frac{1}{2} K_{ac} G_z^2 - \frac{1}{2} \chi_{\perp} [H^2 - (HG)^2] - m_x H_x G_x - m_z H_z G_x - \frac{1}{2} \chi_x^R H_x^2 - \frac{1}{2} \chi_z^R H_z^2, \quad (5)$$

где  $K_{ac} = K_{ac}^{Fe} + K_{ac}^R$ ,  $m_x = -m_0^{Fe} + m_{x0}^R$ ,  $m_z = m_0^{Fe} + m_{z0}^R$ . Величины  $K_{ac}^R$ ,  $m_{x0}^R$ ,  $m_{z0}^R$ ,  $\chi_{x,z}^R$  определяются матричными элементами операторов  $J$ ,  $B(L_R)S_R$  на волновых функциях редкоземельного иона в кристаллическом поле  $H_{cr}$  и являются известными функциями температуры [8].

Что касается величин  $m_x$ , то, согласно изложенному выше, для нее в области  $T \leq T_k$  нужно учесть еще и зависимость от внешнего поля. В одноплетном приближении для редкоземельного иона  $m_x(H, T)$  можно представить в следующем виде, разложив  $\chi_x^R(H, T)$  по  $H$ :

$$m_x(H, T) \approx m_x^0(T) - a_x(T) H_x^2 - a_z(T) H_z^2, \quad (6)$$

где

$$m_x^0(T) = m_0^{Fe} \frac{T_k - T}{T}, \quad a_{x,z}(T) = \frac{m_0^{Fe} T_k}{3k_B^2 T^3} (\mu_B g_x, z)^2, \quad (7)$$

$g'_{x,z}$  — компоненты  $g$ -тензора основного дублета редкоземельного иона. В общем случае для произвольного спектра редкоземельного иона величины  $a_{x,z}$  являются более сложными функциями  $T$ .

Равновесные значения  $G$  или угла  $\theta$  находятся из условия  $\partial\Phi/\partial\theta = 0$ . Имеются два решения  $\theta_{1,2}$ , соответствующие двум минимумам термодинамического потенциала, области существования которых перекрываются. Приравняв значения потенциалов в этих точках, найдем по аналогии с [1] точное уравнение для линии фазового перехода 1-го рода между двумя угловыми фазами

$$m_x = \frac{(m_z + m_x) \chi_{\perp} H_z^2}{|K_{ac}| + (1 + m_x/m_z) \chi_{\perp} H_x^2}. \quad (8)$$

Учитывая, что в  $\text{ErFeO}_3$   $|K_{ac}| \gg \chi_{\perp} H_x^2$  в рассматриваемой области температур ( $T \leq T_k$ ) и полей ( $H \sim 60 \div 80$  кЭ), можно получить с учетом (6) следующее уравнение для линии ОФП:

$$(H_x/H_x^0)^2 + (H_z/H_z^0)^2 = 1, \quad (9)$$

где

$$H_x^0 = \sqrt{\frac{m_x^0}{a_x}} = \frac{k_B T}{\mu_B g_x} \sqrt{\frac{3(T_k - T)}{T_k}}, \quad T_k = \frac{N \mu_B^2 g_x^2 H_x^{\text{эф}}}{m_0^{Fe}},$$

$$H_z^0 = \sqrt{\frac{m_z^0}{a_z + \frac{\chi_{\perp} m_x}{|K_{ac}|}}} = \frac{k_B T}{\mu_B g_z} \sqrt{\frac{3(T_k - T)}{(1 + \epsilon) T_k}},$$

$$\epsilon = \frac{\chi_{\perp} m_x}{a_z |K_{ac}|} = \frac{m_x \chi_{\perp} 3k_B^2 T^3}{m_0^{Fe} |K_{ac}| \mu_B^2 g_z^2 T_k}. \quad (10)$$

При низких температурах, когда расщепление основного квазидублета  $\Delta_0 \geq T$ , для определения полей перехода нужно использовать исходный термодинамический потенциал (2). При  $|K_{ac}| \gg m_x H_x$ ,  $\chi_{\perp} H_x^2$ , когда  $\theta_1 \approx 0$  и  $\theta_2 \approx \pi$ , из условия  $\Phi(\theta_1) = \Phi(\theta_2)$  получаем уравнение для поля перехода

$$m_0^{Fe} = \frac{N \mu_B^2 g_x^2 H_x^{\text{эф}}}{\Delta_0(H)} \text{th} \frac{\Delta_0(H)}{T}, \quad (11)$$

где  $\Delta_0^2 = \Sigma \mu_B^2 g_i^2 H_i^2$  ( $i = x, y, z$ ) — расщепление основного дублета иона  $\text{Er}^{3+}$  во внешнем поле, причем мы опустили обменный вклад, не существенный для рассматриваемых полей. При  $T \rightarrow 0$  форма  $H_x - H_y - H_z$  фазовой диа-

граммы представляет собой эллипсоид с осями  $H_i^0 = \mu_B N H_x^0 g_x^2 / g_i m_i^{Fe}$  ( $i = x, y, z$ ).

Формулы (8)–(11) описывают все качественные черты экспериментальных фазовых диаграмм  $\text{ErFeO}_3$ : эллиптическую форму  $H_x - H_z$  диаграмм (рис. 4) и температурную зависимость полей ОФП (рис. 5). Количественное же описание всей совокупности фазовых диаграмм  $\text{ErFeO}_3$  требует, как показал анализ, обобщения однодублетной модели, так как при  $T \sim 35 \div 45$  К необходимо учитывать: 1) второй дублет иона  $\text{Er}^{3+}$ , отделенный от первого интервалом  $E_1 = 45.7 \text{ см}^{-1}$  [9], и 2) взаимодействие (пересечение) энергетических уровней нижнего и верхнего дублетов, расщепленных в сильном поле ( $H \sim 60 \div 150$  кЭ). С этой целью мы провели численный расчет указанных фазовых диаграмм. Рассчитывался спектр двух нижних дублетов иона  $\text{Er}^{3+}$  в поле  $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$  при  $\mathbf{G} = (G_x, 0, G_z)$  путем диагонализации матрицы гамильтониана (4), взятой (с учетом правил отбора [8]) в пространстве волновых функций двух нижних дублетов  $|\bar{l}\rangle = |\bar{\psi}\rangle$ ,  $|\bar{\psi}'\rangle$ ,  $|\bar{\psi}_1\rangle$ ,  $|\bar{\psi}_1'\rangle$ , определяемых только кристаллическим полем. Затем рассчитывался термодинамический потенциал (2) и определялись поля сравнения двух его минимумов, соответствующих угловым фазам  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma'_{42}$ . При вычислениях мы полагали  $\chi_1 = 0.8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{г}$  (как в  $\text{YFeO}_3$  [10]),  $m_z^0 = 0.9 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$  [11],  $m_x^0 = 1.5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$  (из условия  $T_k = 47.5$  К),  $K_{oc}^0$  определялась из порогового поля  $H_z^0(T)$ . Матричные элементы входящих в (4) операторов  $\langle l | g_J J_R^{x,z} | m \rangle \equiv g_{lm}^{x,z}$ ,  $\langle l | B(L_R) S_R^{x,z} | m \rangle \equiv b_{lm}^{x,z}$  ( $l, m = 1, 2, 3, 4$ ), которые определяют  $g$ -тензоры дублетов и эффективные обменные поля, вызывающие их расщепление, находились в первом приближении из данных оптических исследований [9], а затем оптимизировались из условия наилучшего согласия как с данными [9], так и нашими экспериментальными данными с помощью процедуры FLEX [12]. Найденные таким образом отличные от нуля матричные элементы равны:  $g_{12}^x = 2.9 - i \cdot 0.6$ ,  $g_{34}^x = 2.7 - i \cdot 1.1$ ,  $g_{14}^x = 4.5 + i \cdot 0.15$ ,  $g_{11}^x = 5.8$ ,  $g_{33}^x = 1.8$ ,  $g_{13}^z \approx 0$ ,  $b_{12}^z (\text{см}^{-1}) = -1.0 + i \cdot 1.3$ ,  $b_{34}^z = 1.8 + i \cdot 1.2$ ,  $b_{14}^z \approx b_{11, 33, 13}^z \approx 0$ , а остальные определяются из соотношений  $\Delta \mathcal{H}_{22} = -\Delta \mathcal{H}_{11}$ ,  $\Delta \mathcal{H}_{44} = -\Delta \mathcal{H}_{33}$ ,  $\Delta \mathcal{H}_{23} = \Delta \mathcal{H}_{14}$ ,  $\Delta \mathcal{H}_{24} = -\Delta \mathcal{H}_{13}$ ,  $\Delta \mathcal{H}_{1m} = \Delta \mathcal{H}_{m1}^*$ . Рассчитанные при этих значениях параметров фазовые диаграммы хорошо согласуются с нашим экспериментом (рис. 4, 5). Одновременно удалось описать и результаты спектроскопических исследований [9].

Проведенные исследования показали, что обнаруженные нами в  $\text{ErFeO}_3$  аномалии (скачки) на полевых зависимостях магнитострикции обусловлены ОФП между двумя угловыми фазами  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma'_{42}$ , которые были предсказаны в [1]. Характерной чертой этих ОФП в  $\text{ErFeO}_3$  является резкая переориентация вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{G}$  на угол  $\sim 180^\circ$ , причем в начальном и конечном состояниях  $\mathbf{G}$  не сильно отклонен от  $c$ -оси.

С точки зрения изменения взаимной ориентации  $m^{Fe}$  и  $M^R$  (от антипараллельной до параллельной при  $\mathbf{H} \parallel a$ -оси) эти переходы имеют определенную аналогию с известным явлением разворота магнитных подрешеток ферромагнетиков в магнитном поле [13]. Как правило, этот разворот происходит плавно через угловую фазу путем двух фазовых переходов 2-го рода. В случае  $\text{ErFeO}_3$ , как показал анализ, такая угловая фаза с большим отклонением  $\mathbf{G}$  от  $c$ -оси невыгодна в силу большого значения энергии анизотропии по сравнению с зеемановской и обменной энергиями, и поэтому разворот происходит скачком. С этой точки зрения рассмотренные ОФП при низких температурах могут быть интерпретированы как метамгнитные переходы.

Развитая теория обнаруженных ОФП позволила хорошо описать экспериментальные фазовые  $H_x - H_z$  и  $H - T$  диаграммы: качественно в однодублетной модели и количественно в двухдублетной модели для иона  $\text{Er}^{3+}$ . Определены параметры двухдублетной модели, которые позволяют описать не только наши данные, но и результаты спектроскопических исследований  $\text{ErFeO}_3$  [9].

Выражаем благодарность А. М. Кадомцевой и А. К. Звездину за обсуждение работы и ценные замечания.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Белов Д. В., Крынецкий И. Б., Мухин А. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 7, с. 1938—1945.
- [2] Sherwood R. C., Remeika J. P., Williams H. J. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, N 2, p. 217—225.
- [3] Wood D. L., Remeika J. P., Holmes L. M., Gyorgy E. M. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 3, p. 1245—1246.
- [4] White R. L. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 3, p. 1061—1069.
- [5] Головенцич Е. И., Санина В. А. ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 4 (10), с. 1301—1311.
- [6] Kojima N., Tsushita K., Kurita S., Tsujikawa I. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 49, N 4, p. 1456—1462.
- [7] Motokawa M., Hori H., Nishimura H. et al. J. Magn. Magn. Mater., 1986, vol. 59, N 2, p. 243—246.
- [8] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. 296 с.
- [9] Wood D. L., Remeika J. P., Holmes L. M. Phys. Rev., 1969, vol. 185, N 2, p. 689—695.
- [10] Jacobs J. S., Burne H. F., Levinson L. M. J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 4, p. 1631—1632.
- [11] Gorodetsky G., Treves D. Phys. Rev., 1964, vol. 135, N 1A, p. 97—101.
- [12] Довидович Э. Б., Колмакова Н. П., Мухин А. А. Препринт ИОФАН № 228, 1984.
- [13] Белов К. П. Ферриты в сильных полях. М.: Наука, 1972. 200 с.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
20 мая 1988 г.