

УДК 538.245

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ В ОБЛАСТИ МЕТАМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В $\text{ErFeO}_3$

А. И. Беляева, С. В. Войценья, В. П. Юрьев

Впервые при  $T=1.6$  К визуально исследовано промежуточное магнитное состояние в пластинах  $\text{ErFeO}_3$  при метамагнитном фазовом переходе I рода в магнитном поле, параллельном изинговской оси ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Определены область существования промежуточного состояния и размеры доменов. Проанализированы возможные механизмы термодинамической стабилизации промежуточного состояния и условия его визуализации в пластинах  $\text{ErFeO}_3$ .

Промежуточное состояние (ПС) при индуцированном полем низкотемпературном ( $T < 2.8$  К) ориентационном фазовом переходе (ФП) I рода в  $\text{ErFeO}_3$  изучалось различными косвенными методами: ЯМР [1], высокочастотной восприимчивости [2], АФМР [3], статических измерений [4]. Было показано, что ширина области ПС по полю в образцах сферической формы составляет несколько килоэрстед — порядка величины поля, в котором это состояние реализуется. Однако до настоящего времени домены ПС не наблюдались визуально и особенности этой доменной структуры (ДС) не изучены.

Согласно современным представлениям [5], низкотемпературная часть ( $H-T$ ) фазовой диаграммы  $\text{ErFeO}_3$  в поле  $\mathbf{H} \parallel c$  может быть описана в терминах основных мод магнитной структуры  $\Gamma_{124} - G_y, G_z, C_{Rz}, F_{Rz}$ , где  $G = 1/4(m_1 - m_2 + m_3 - m_4)$ ;  $C_R = 1/4(M_1 + M_2 - M_3 - M_4)$ ;  $F_R = 1/4 \sum_{i=1}^4 M_i$ ;  $m_i, M_i$  ( $i = 1 \div 4$ ) — магнитные моменты соответственно железных и эрбиевых подрешеток;  $\Gamma_{124}$  — обозначение приводимого представления, состоящего из неприводимых представлений группы симметрии ортоферритов  $\Gamma_1, \Gamma_2$  и  $\Gamma_4$ . При температуре  $T_{N2} \approx 4$  К происходит низкотемпературный спонтанный фазовый переход (ФП)  $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_{12}$ , который заключается в антиферромагнитном (АФМ) упорядочении спинов  $\text{Er}^{3+}$  вдоль изинговской оси  $c$  по моде  $C_{Rz}$  с одновременной переориентацией  $G_z \rightarrow G_y G_z$  АМФ вектора железа в плоскости  $(bc)$  (высокотемпературный переход  $G_x \rightarrow G_z$  в подсистеме железа происходит при  $T=80 \div 100$  К [5], а ионы  $\text{Er}^{3+}$  находятся в парамагнитном состоянии вплоть до  $T=T_N$ ). Приложение магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel c$  при  $T < T_{N2} \approx 4$  К индуцирует ФП  $\Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_{124} \rightarrow \Gamma_{24}$ , при котором происходит метамагнитный ФП  $C_{Rz} \rightarrow F_{Rz}$  в подсистеме  $\text{Er}^{3+}$  и ОФП  $G_y G_z \rightarrow G_z$  в подсистеме железа. Вектор слабого ферромагнетизма  $\mathbf{F} = 1/4 \sum_{i=1}^7 m_i$ , компоненты которого не включены в число основных мод, в рассматриваемой области низких температур и не слишком больших полей можно считать направленным по оси  $a$ . Выше трикритической точки  $T_k=2.8$  К ФП  $\Gamma_{124} \rightarrow \Gamma_{24}$  происходит путем ФП II рода, а при  $T < T_k$  путем ФП I рода. В образцах конечных размеров последний должен реализовываться через ПС.

Для визуализации доменов ПС с помощью магнитооптических эффектов в интервале низких температур 4.2—1.5 К образец в оптическом крио-

стате помещался между поляризатором и анализатором и освещался светом лампы ДКСШ-120. Вариация температуры в указанном интервале осуществлялась откачкой гелия. Образцы  $\text{EgFeO}_3$  представляли собой механически полированные пластинки толщиной  $h=50$  мкм и двумя другими линейными размерами  $L_1 \sim L_2=2 \div 3$  мм, вырезанные из массивных монокристаллов и ориентированные рентгеновским методом параллельно плоскостям  $(ab)$ ,  $(bc)$  или  $(ac)$  с точностью  $\pm 0.5^\circ$ . Проведены контрольные исследования на образцах, в которых деформированный в процессе обработки поверхностный слой удален химическим травлением. Ввиду того что магнитострикционные эффекты в ортоферритах накладывают существенные ограничения на формирование ДС, установка образца в экспериментальной камере криостата была максимально свободной — он фиксировался на медной шайбе полосками алюминиевой фольги так, чтобы оставалась возможность движения в образовавшейся оправке. При исследовании в магнитном поле, параллельном плоскости пластины, криостат помещался в стандартном электромагните, а перпендикулярное пластине поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

### 1. Результаты визуального наблюдения неоднородных магнитных состояний и их обсуждение

Очевидно, что наибольшая возможность для реализации метамагнитного ФП через ПС представляется в пластине с развитой плоскостью  $(ab)$ , поскольку такой образец обладает максимальным размагничивающим фактором в направлении скачка намагниченности. Однако в  $(ab)$ -пластине визуализировать ПС не удалось, в то время как в  $(ac)$ -пластине наблюдалось неоднородное магнитное состояние в области полей метамагнитного ФП.

На рис. 1, 1—9 показано формирование ДС при  $T=1.63$  К в поле, приложенном в плоскости  $(ac)$ -пластины под углом  $\varphi=15^\circ$  к оси  $c$ . ДС появляется в поле  $H \approx 3.5$  кЭ  $= H_{c1}$ , что, согласно [1], соответствует нижней границе области сосуществования фаз в ПС, т. е. полю метамагнитного ФП (рис. 1, 1—2). Домены возникают, как правило, вблизи краев пластины и имеют вид острых клиньев, прорастающих по мере увеличения поля (рис. 1, 2—5). При этом контраст доменов, слабый в начале перехода, увеличивается. Развитая ДС (рис. 1, 5) имеет вид достаточно регулярной волнистой структуры с периодом  $p \approx 40$  мкм, параллельной оси  $c$ . Использование объектива с малой глубиной резкости позволило проследить ДС по толщине пластины и показать, что она сквозная. Ориентация границ, по-видимому, объясняется тем, что легкой плоскостью анизотропии в  $\text{EgFeO}_3$  является плоскость  $(bc)$ . При дальнейшем увеличении поля ДС исчезает в критическом поле  $H \approx 3.7$  кЭ  $= H_{c2}$ , причем исчезающие домены также имеют вид острых клиньев, отступающих к другому краю пластины (рис. 1, 5—9). При этом контраст ДС, достигший максимума в развитой структуре, ослабевает. Контраст начального (рис. 1, 1) и конечного (рис. 1, 9) состояний слабо отличается (на рис. 1, 1 и 9, к сожалению, этот факт передать не удалось).

Интервал полей  $\Delta H = H_{c2} - H_{c1}$ , в котором наблюдается неоднородное магнитное состояние, составляет  $\approx 200$  Э, что на порядок меньше ширины области существования ПС в сферических образцах  $\text{EgFeO}_3$ , установленной косвенными методами (см. [1]). Период структуры  $p$  остается приблизительно постоянным практически во всем интервале  $\Delta H$  (рис. 1, 3—8), где рост новой фазы при увеличении поля происходит путем перераспределения объемов доменов. При снижении напряженности поля переход происходит в обратном порядке без существенного гистерезиса.

Образование ДС наблюдается при значительном отклонении поля от оси  $c$ , существенно превышающем критический угол в АФМ при спин-флип переходе, что является характерной чертой метамагнитного ФП. Зависимость критических полей возникновения и исчезновения ДС от угла  $\varphi$  (между направлением поля в плоскости  $(ac)$ -пластины и осью  $c$ ) имеет вид

$$H_{c1}, c_2(\varphi) = H_{c1}, c_2 / \cos \varphi,$$

где  $H_{c1}, c_2$  — значения критических полей при  $H \parallel c$ . При повышении температуры интервал полей  $\Delta H$  уменьшается и смещается в область меньших полей так, что при  $T \geq 2.15$  К неоднородного состояния в области перехода не наблюдается. Особенности формирования неоднородного магнитного состояния и характерные размеры доменов были одинаковыми для пластинок, вырезанных из различных монокристаллов, выращенных в разных технологических партиях.

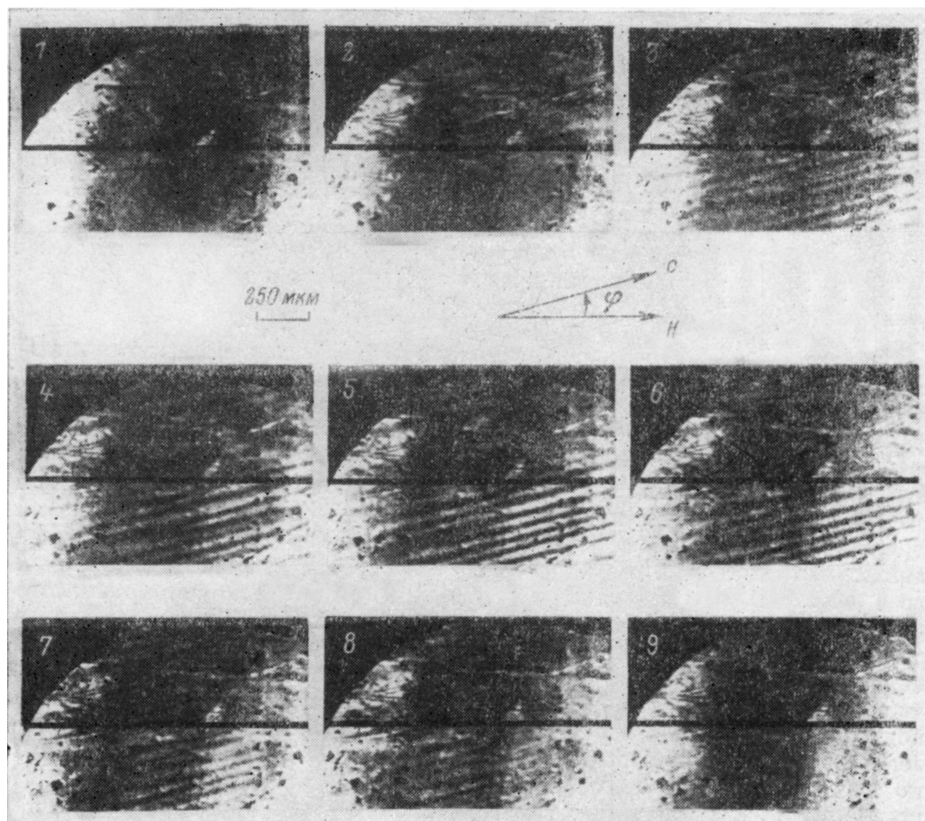


Рис. 1. Неоднородное магнитное состояние в области метамгнитного фазового перехода в (ac)-пластине  $\text{EgFeO}_3$ .

Магнитное поле лежит в плоскости пластины и составляет угол  $\varphi = 15^\circ$  с осью  $c$ .  $T = 1.63$  К. Границы доменов параллельны оси  $c$ , направление поля показано стрелкой. 1 —  $H = 0$ , 2 —  $3.5 \text{ кЭ} \approx H_{c1}$ , 3 —  $3.53$ , 4 —  $3.55$ , 5 —  $3.57$ , 6 —  $3.6$ , 7 —  $3.62$ , 8 —  $3.64$ , 9 —  $3.7 \text{ кЭ} \approx H_{c2}$ .

Таким образом, особенности появления и эволюции неоднородного состояния, в частности возникновение доменов в поле метамгнитного ФП и  $T$ -зависимость интервала существования  $\Delta H$ , регулярность структуры, перераспределение объемов доменов при изменении поля и др., свидетельствуют о том, что наблюдается термодинамически устойчивое ПС, состоящее из доменов конкурирующих при ФП фаз. Малость области ПС  $\Delta H$  по сравнению с наблюдаемой в образцах сферической формы объясняется малостью размагничивающего фактора пластины  $N$  вдоль лежащего в ее плоскости направления скачка намагниченности  $\Delta M$ , поскольку  $\Delta H = 4\pi N \Delta M$ . Отсюда, приняв значение  $\Delta M$  при  $T = 1.6$  К равным  $\approx 460$  Гс [4] и вычислив  $N$  для исследовавшейся пластины [6], легко получить оценку величины  $\Delta H$ , близкую к экспериментально наблюдаемой.

Контраст доменов ПС в  $(ac)$ -пластине, по всей вероятности, обусловлен магнитным двупреломлением, связанным со спонтанной деформацией решетки. В  $\text{ErFeO}_3$  в интервале температур  $2.17 \text{ K} < T < 4 \text{ K}$  приложение внешнего магнитного поля по оси  $c$  вызывает резкий рост продольной магнитострикции  $\lambda_{||}(H)$  с максимумом при  $H \sim 4 \text{ кЭ}$ , т. е. именно в тех полях, где происходит ФП  $\Gamma_{124} \rightarrow \Gamma_{24}$  [7]. Это позволяет естественным образом объяснить описанную выше полевую зависимость контраста доменов ПС в  $(ac)$ -пластине. Согласно [7], положительный выброс на кривой  $\lambda_{||}(H)$  обусловлен вкладом ионов  $\text{Er}^{3+}$ . С ионами  $\text{Fe}^{3+}$  связан отрицательный скачок деформации при ФП I рода, который и обуславливает слабый контраст начального и конечного состояний (рис. 1, 1 и 9).

Основной причиной того, что в  $(ab)$ -пластине не удалось визуализировать ПС, является малость периода ДС в этой геометрии эксперимента. Действительно, в развитой ДС, когда концентрации конкурирующих при переходе фаз равны, равновесное значение периода ДС можно вычислить



Рис. 2. Неоднородные магнитные состояния в  $(bc)$ -пластине  $\text{ErFeO}_3$  при  $T = 1.71 \text{ K}$  в магнитном поле  $H \parallel c$ .

1 —  $H = 0$ , 2 —  $\approx 3.1 + 3.3$ , 3 —  $3.35 \text{ кЭ}$ .

по формуле [8]  $p = 3.063 \sqrt{\gamma h / \Delta M}$ , где  $\gamma$  — поверхностная энергия границы раздела фаз. Для величины  $\gamma$  в нашем случае можно использовать оценку [8]  $\gamma \sim kT_{1/2} / a^2$ , где  $a$  — расстояние между ионами. Тогда  $p \sim 2 \div 3 \text{ мкм}$ , что меньше разрешающей силы оптических систем, которые могли быть использованы в данном низкотемпературном эксперименте. В  $(ac)$ -пластине, где стабильность ПС обеспечивается размагничивающим действием торцевой поверхности, размер доменов в 10—20 раз больше, что позволяет наблюдать их визуально.

На рис. 2 показаны неоднородные магнитные состояния в  $(bc)$ -пластине  $\text{ErFeO}_3$  при  $T = 1.71 \text{ K}$  в поле  $H \parallel c$ . ПС возникает в области метамагнитного ФП на фоне уже существующей ДС (рис. 2, 2), обусловленной наличием слабого ферромагнитного момента  $F$ , перпендикулярного плоскости пластины. Перераспределение объемов доменов в начальном (рис. 2, 1) и конечном (рис. 2, 3) состояниях связано с действием перпендикулярной к поверхности пластины составляющей магнитного поля.

Следует отметить, что в  $(ac)$ - и  $(bc)$ -пластинах  $\text{ErFeO}_3$ , размагничивающий фактор которых в направлении скачка намагниченности близок к нулю, возможен другой механизм стабилизации ПС — стабилизация механическими напряжениями, сопровождающими метамагнитный ФП I рода. Подобный механизм привлекался для объяснения образования упругих доменов при ФП в твердом состоянии [9] и регулярных ДС в АФМ [10]. Действительно, исследовавшиеся образцы, как и пластины ортоферритов вообще, являются магнитно-неоднородными, многослойными системами [11, 12]. В процессе механической полировки на поверхности пластин создаются деформированные магнитоупругие слои, имеющие большую наведенную напряжениями одноосную анизотропию и высокую коэрцитивность доменных границ. В пластинах, которые, судя

по их гистерезисным свойствам, не обладают поверхностным деформированным слоем, различие констант анизотропии вблизи поверхности и внутри кристалла может быть связано с наличием поверхности как таковой. Перечисленные обстоятельства могут вызвать задержку рассматриваемого ФП в поверхностном слое по сравнению с основной частью кристалла и, как следствие, возникновение внутренних упругих напряжений, стремление уменьшить энергию которых приведет к разбиению кристалла на домены конкурирующих при переходе фаз. О роли упругих взаимодействий в формировании наблюдаемой ДС свидетельствует также возникновение и поведение доменов копьеобразной формы (рис. 1, 2—8), характерной для кристаллических двойников. В следующем разделе в рамках приближения магнитных фаз [13] построена простейшая термодинамическая модель ПС, стабилизированного механическими напряжениями, позволяющая получить оценку области существования ПС по полю, близкую к экспериментально наблюдаемой.

Для выявления роли деформированных слоев в формировании ПС при метамагнитном переходе они были удалены способом химического травления [14]. Толщина деформированного слоя, обладающего повышенной скоростью травливания, в (ac)-пластине составляла 1.5 мкм. После химической обработки особенности формирования и интервал существования ПС не изменились. Таким образом, наличие поверхностных деформированных слоев не оказывает существенного влияния на формирование ПС при метамагнитном переходе в (ac)-пластине.

О полном удалении деформированного слоя свидетельствует снижение коэрцитивности обработанных образцов. Так, при смещении протравленной (ac)-пластины на несколько миллиметров из положения на оси между центрами полюсов электромагнита в область неоднородного магнитного поля наблюдалось трансляционное движение доменов ПС — полосовые домены смещались как целое перпендикулярно направлению полосовой структуры (оси *c*) в область больших полей и исчезали на краю образца. В то же время на противоположном краю образца зарождались новые домены. Скорость трансляционного движения зависела от положения образца относительно оси между центрами полюсов, т. е. от величины градиента поля. По результатам измерений величина градиента магнитного поля по направлению к оси составляла 10—30 Э/см. В необработанных образцах трансляционное движение ПС в неоднородном поле не наблюдалось, что свидетельствует о наличии деформированного слоя, затрудняющего движение границ доменов.

## 2. Термодинамическая модель ПС, стабилизированного механическими напряжениями, при метамагнитном ФП в (ac)-пластине $\text{ErFeO}_3$

Вначале исследуем возможные однородные магнитные состояния системы  $\text{ErFeO}_3$  и условия ФП между ними в магнитном поле, параллельном изинговской оси ионов эрбия, без учета магнитостатического ((ac)-пластина) и магнитострикционного взаимодействий. Используя подход, изложенный в [15], и принимая во внимание только основные моды в структуре  $\Gamma_{124} - G_y, G_z, C_{Ez}, F_{Ez}$ , термодинамический потенциал неравновесного однородного состояния  $\text{ErFeO}_3$  при низких температурах (в расчете на 1 молекулу) представим в виде

$$\Phi_0 = \Phi_{\text{Fe}}(G) - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{2} \lambda_{11} (M_+^2 + M_-^2) - \lambda_{12} M_+ M_- + H (M_+ + M_-) + \lambda_0 G \sin \theta \times \right. \\ \left. \times (M_+ - M_-) - \frac{1}{2} T [S (M_+/M_0) + S (M_-/M_0)] \right], \quad (1)$$

где  $\Phi_{\text{Fe}}(G) = -1/2 \cdot bG^2 \cos^2 \theta$  — термодинамический потенциал Fe-подсистемы при ориентации *G* в (bc)-плоскости кристалла под углом  $\theta$  к оси

$c$  (подсистема  $\text{Fe}^{3+}$  при низких температурах полностью насыщена и можно не учитывать зависимость  $\Phi_{\text{Fe}}$  от  $T$ );  $b$  — константа анизотропии ионов  $\text{Fe}^{3+}$ ;  $M_+ = (F_{Rz} + C_{Rz})$ ,  $M_- = (F_{lz} - C_{Rz})$  — магнитные моменты неэквивалентных эрбиевых подрешеток, намагниченных соответственно по полю и против поля;  $\lambda_{11}$ ,  $\lambda_{12}$  — константы внутривидовых и междовидовых обменных взаимодействий;  $\lambda_0$  — константа  $\text{Er}-\text{Fe}$  обменного взаимодействия;  $H$  — составляющая магнитного поля по изинговской оси (непосредственное взаимодействие  $\text{H}$  с железной подрешеткой пренебрежимо мало, так как, согласно [6],  $F_x/C_{Rz} \sim 10^{-2}$ ),

$$S(M_{\pm}/M_0) = \ln 2 - 1/2 \cdot [(1 + M_{\pm}/M_0) \ln(1 + M_{\pm}/M_0) + (1 - M_{\pm}/M_0) \ln(1 - M_{\pm}/M_0)]$$

— энтропия эрбиевой подрешетки (при низких температурах в  $\text{ErFeO}_3$  заселен только основной дублет иона  $\text{Er}^{3+}$ );  $M_0$  — магнитный момент иона  $\text{Er}^{3+}$  вдоль изинговской оси при  $T=0$ .

В целях упрощения ограничимся случаем  $T=0$ . Тогда, минимизируя  $\Phi_0$  по  $\theta$ ,  $M_+$ ,  $M_-$  и переходя к пределу при  $T \rightarrow 0$ , найдем, что в малых полях  $H < H_{02} = (\lambda_{11} + \lambda_{12} + \lambda_0^2/b)/M_0$  при условии  $\lambda_0 M_0 < bG$  устойчива фаза, в которой эрбиевая подрешетка имеет конфигурацию  $C_{Rz}$ , а Fe-подсистема — конфигурацию  $G_y G_z$  ( $\Gamma_{12}$ ), причем  $\theta = \arcsin(\lambda_0 M_0 / bG)$ . Обозначим эту фазу  $C$ , а равновесное значение  $\Phi_0$  в этой фазе —  $\Phi_{0C}$ . В больших полях  $H > H_{01} = (\lambda_{12} - \lambda_{11})M_0$  устойчива фаза, в которой Er-подсистема имеет конфигурацию  $F_{Rz}$ , а Fe-подсистема — конфигурацию  $G_x$  ( $\Gamma_2$ ). Обозначим эту фазу  $F$ , а равновесное значение  $\Phi_0$  в этой фазе —  $\Phi_{0F}$ . Если области устойчивости этих фаз перекрываются, т. е.  $H_{02} > H_{01}$  (или  $2\lambda_{11} + \lambda_0^2/b > 0$ ), то между ними происходит ФП I рода в поле  $H_c = (H_{01} + H_{02})/2$ , которое определяется из условия  $\Phi_{0C} = \Phi_{0F}$ .

Для изучения влияния магнитоупругого взаимодействия на ФП в магнитном поле к потенциалу  $\Phi_0$  необходимо добавить упругую энергию и магнитоупругие энергии железной и эрбиевой подрешеток. Рассмотрим простейший идеализированный случай односторонней деформации, когда образец закреплен так, что его размеры могут меняться только вдоль одного направления (оси  $x$ ). Тогда из всех компонент тензора деформации  $u_{ik}$  будет отлична от нуля только  $u_{xx} \equiv u$ , а термодинамический потенциал неравновесного однородного состояния системы  $\text{ErFeO}_3$  приобретет вид

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} c_1 u^2 + [\delta_2 G^2 - (\delta_1 + 2\delta_2) G^2 \cos^2 \theta - (\Lambda_1 + \Lambda_2) M_0^2] u, \quad (2)$$

где  $c_1$  — упругая постоянная;  $\delta_i$ ,  $\Lambda_i$  — магнитоупругие постоянные соответственно железных и эрбиевых ионов.

Видно, что в рассматриваемом случае ( $T=0$ ) не будет иметь места аномалия магнитоупругости при метамагнитном ФП, обусловленная Er-подсистемой, поскольку система скачком перейдет из одного насыщенного состояния в другое, а скачок деформации при переходе будет связан только с ионами  $\text{Fe}^{3+}$ .

Исследование ПС при ФП I рода в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel c$  проведем для плоскопараллельной ( $ac$ )-пластинки в рамках приближения магнитных фаз [13]. Если считать, что ориентации намагниченностей подрешеток в доменах соответствуют найденным без учета магнитоупругости, то термодинамический потенциал ПС можно записать в виде

$$\Phi_{CF} = \Phi_C (1 - \xi) + \Phi_F \xi + \Phi_c, \quad (3)$$

где  $\Phi_C$ ,  $\Phi_F$  — значения термодинамического потенциала  $\Phi$ , описываемого выражением (2), в фазах  $C$  и  $F$  (деформации в фазах  $C$  и  $F$  в ПС обозначим  $u_C$  и  $u_F$ );  $\xi$  — объемная доля фазы  $F$ ;  $\Phi_c$  — энергия механических напряжений, возникающих при ФП.

Предполагая, что на участок образца, в котором происходит переход через ПС, со стороны окружающих его частей образца или со стороны

закрепления действует напряжение, пропорциональное относительному удлинению этого участка при переходе, энергию механических напряжений запишем в виде

$$\Phi_{\sigma} = C_0/2 \cdot [u_F \xi + u_C (1 - \xi) - u_{C_0}]^2, \quad (4)$$

где  $u_{C_0}$  — деформация в фазе  $C$  до перехода;  $c_0$  — коэффициент пропорциональности.

Минимизация  $\Phi_{CF}$  по  $u_F$ ,  $u_C$  и  $\xi$  приводит, в частности, к следующему выражению:

$$H = H_c^* + \frac{c_0}{c_0 + c_1} \frac{(\delta_1 + 2\delta_2)^2}{c_1 M_0} \left( \frac{\lambda_0 M_0}{b} \right)^4 \xi, \quad (5)$$

где

$$H_c^* = H_c + \frac{(\delta_1 + 2\delta_2)}{M_0} \left( \frac{\lambda_0 M_0}{b} \right)^2 \left[ \frac{(\delta_1 + 2\delta_2)}{2c_1} \left( \frac{\lambda_0 M_0}{b} \right)^2 - (\delta_1 + \delta_2) G^2 - (\Lambda_1 + \Lambda_2) M_0^2 \right].$$

Подставляя в (5) значения  $\xi=0$  и  $\xi=1$ , определяем нижнюю  $H_{c1}$  и верхнюю  $H_{c2}$  границы ПС

$$H_{c1} = H_c^*, \quad H_{c2} = H_c^* + \frac{c_0}{c_0 + c_1} \frac{(\delta_1 + 2\delta_2)^2}{c_1 M_0} \left( \frac{\lambda_0 M_0}{b} \right)^4.$$

Полагая  $\lambda_0 M_0 / bG \sim \sin 49^\circ$ ,  $\delta_i G^2 \sim 10^8$  эрг/см<sup>3</sup>,  $c_1 \sim 10^{11}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $M_0 \sim \Delta M \sim 10^2$  Гс,  $c_0/c_1 \sim 1$ , получаем оценку для ширины области существования ПС по полю  $\Delta H = H_{c2} - H_{c1} \sim 10^2$  Э. На рис. 3 показаны зависимости равновесных значений термодинамических потенциалов однородных состояний ( $\Phi_C$  и  $\Phi_F$ ) и ПС ( $\Phi_{CF}$ ) от поля  $H \parallel c$ . Видно, что в интервале полей  $H_{c1} < H < H_{c2}$  ПС действительно является энергетически более выгодным, чем однородные состояния, а величина этого интервала по порядку величины совпадает с экспериментально наблюдаемой шириной области существования ПС по полю.

Таким образом, визуально наблюдаемое в (ac)- и (bc)-пластинах  $\text{ErFeO}_3$  в области полей метамгнитного ФП I рода регулярное неоднородное магнитное состояние допускает альтернативное [16] описание как ПС нового вида, термодинамическая устойчивость которого обусловлена механическими напряжениями, сопровождающими метамгнитный ФП I рода.

Авторы глубоко признательны В. Г. Барьяхтару и В. В. Еременко, всем участникам руководимых ими семинаров за обсуждение работы. Авторы благодарят также Б. А. Иванова за плодотворные дискуссии и ценные критические замечания при ознакомлении с рукописью.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ключан В. А., Ковтун Н. М., Троицкий Г. А., Хмара В. М. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 2 (8), с. 627—632.
- [2] Данышин Н. К., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 12, с. 3635—3641.
- [3] Данышин Н. К., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 1 (7), с. 203—208.

- [4] Данышин Н. К., Деркаченко В. Н., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2609—2613.
- [5] Belov K. P., Kadomtseva A. M., Kovtun N. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 1976, vol. 36, N 1, p. 415—425.
- [6] Craik D. J., McIntyre D. A. Proc. Roy. Soc. A, 1967, vol. 302, N 1468, p. 99—112.
- [7] Кадошцева А. М., Крынецкий И. Ю., Матвеев В. М. ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 4 (10), с. 1451—1460.
- [8] Витебский И. М., Яблонский Д. А. ФТТ, 1977, т. 19, № 11, с. 3388—3395.
- [9] Ройтбурд А. Л. ФТТ, 1968, т. 10, № 12, с. 3619—3627.
- [10] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 312 с.
- [11] Антонов А. В., Балбашов А. М., Звездин А. К., Червоначис А. Я. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т. 35, № 6, с. 1193—1195.
- [12] Васильковский В. О., Кандаурова Г. С., Синицын Е. В. ФТТ, 1977, т. 19, № 5, с. 1245—1251.
- [13] Néel M. L. J. Phys. Radium, Ser. VIII, 1944, V, N 11, p. 241—251.
- [14] Генделев С. Ш., Войтова Л. Н., Филонович В. С., Щербак Н. Г. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, № 1, с. 233—234.
- [15] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. 296 с.
- [16] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 11, с. 634—637.

Физико-технический институт  
низких температур АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1988 г.