

11900/88

А. А. Беляева, С. В. Войцеля
В. П. Юрьев

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТОЖЕСТКОГО СЛОЯ НА
ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПЛАСТИН ЭРБИЕВОГО ОРТОФЕРРИТА В
ОБЛАСТИ ПЛАВНОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Препринт 49-88

FTINT -- 49-88 .

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

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

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТОЖЕСТКОГО СЛОЯ НА
ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПЛАСТИН ЭРБИЕВОГО ОРТОФЕРРИТА В
ОБЛАСТИ ПЛАВНОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Препринт 49-88

Харьков 1988

УДК 537.611.3

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

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТОЖЕСТКОГО СЛОЯ НА ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ
ПЛАСТИН ЭРБИЕВОГО ОРТОФЕРРИТА В ОБЛАСТИ ПЛАВНОЙ СПИНОВОЙ
ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Детально визуально исследована и объяснена на основе предложенных физических моделей перестройка доменных структур в пластинах эрбиевого ортоферрита с поверхностным магнито жестким слоем в области плавной спиновой переориентации. Показано, что в таких пластинах при приближении к интервалу температур спиновой переориентации происходит снижение плотности поверхностной энергии доменных границ, разделяющих внутренние и поверхностные домены, в результате чего внутри кристалла совершается переход к доменным структурам, близким к равновесным.

Препринт Физико-технического института низких температур АН УССР, Харьков, 1988, № 49

A. I. Belyaeva,
S. V. Voitsenya,
V. P. Yuryev

HARD-MAGNETIC SURFACE LAYER EFFECT ON ERBIUM ORTHOFERRITE
PLATE DOMAIN STRUCTURES IN THE REGION OF GRADUAL SPIN
REORIENTATION

Rearrangement of domain structures in the erbium orthoferrite plates with hard-magnetic surface layer is investigated during gradual spin reorientation. This phenomenon is explained by means of the proposed physical models. It is shown that in these plates an approach to the temperature interval of spin reorientation causes a decrease in the density of energy of domain walls separating the internal and surface domains. This decrease results in transition to the domain structures which are close to equilibrium ones inside the crystal.

Preprint of the Institute for Low Temperature Physics & Engineering, UkrSSR Academy of Sciences, Kharkov, 1988, N 49

© Физико-технический институт низких температур АН УССР, 1988

ВВЕДЕНИЕ

У многих редкоземельных ортоферритов $RFeO_3$ с понижением температуры в интервале $T_1 \gg T \gg T_2$ происходит плавная спиновая переориентация (СП), при которой вектор суммарной намагниченности \vec{M} поворачивается от кристаллографической оси c ромбического кристалла к оси a в плоскости (ac) [1]. Если при $T > T_1$ кристалл является магнитоодноосным с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной оси c , то при $T=T_1$ кристалл переходит в магнитодвухосное состояние. ОЛН₁ и ОЛН₂ составляют угол θ с осью c , который в интервале температур $T_1 \gg T \gg T_2$ увеличивается от 0 до $\pi/2$, так что при $T < T_2$ кристалл снова становится магнитоодноосным с ОЛН, параллельной оси a (расщепление ОЛН в области СП показано на рис. 2 и 4). Согласно современным теоретическим представлениям [1], плавная СП в $RFeO_3$ осуществляется путем двух фазовых переходов второго рода (ФП II рода) при температурах T_1 и T_2 .

СП вызывает перестройку доменной структуры (ДС), которая исследовалась экспериментально [2-12] и теоретически [13-19]. Изучение ДС в области СП представляет интерес для выяснения закономерностей формирования неоднородных магнитных состояний в реальных кристаллах, а также позволяет получить информацию об особенностях СП.

Поскольку в рамках современных представлений термодинамическая устойчивость ДС обусловлена размагничивающим действием поверхности кристалла, наиболее удобно наблюдать перестройку ДС при (ac) - переориентации в пластинах ортоферритов с развитыми плоскостями (ab) или (bc) , т. е. в (ab) - или (bc) -пластинах. Число различных доменов в ДС равно числу сосуществующих фаз (равновесных ориентаций вектора \vec{M}). Если при $T \gg T_1$ и $T \leq T_2$ сосуществуют по две магнитные фазы соответственно $\theta_{1,2} = 0$; π и $\theta_{1,2} = \pm \pi/2$, то в интервале СП сосуществуют четыре маг-

нитные фазы $\theta_1 = \theta$; $\theta_2 = \theta + \pi$; $\theta_3 = -\theta$; $\theta_4 = \theta + \pi$.

Визуально отмечены некоторые характерные особенности поведения ДС при СП в (ab) -пластинах ортоферритов [5-7]. Основная из них - образование сложной ДС, которая представляет собой совокупность двух систем доменов четырех магнитных фаз, названных макро- и микродоменами. Для визуализации четырех магнитных фаз с различным контрастом пластины ортоферритов вырезались под углами 6° - 8° к кристаллографическим осям. Основными факторами формирования такой ДС являются наличие тангенциальной к поверхности пластины составляющей намагниченности и конечные размеры пластины в плоскости. Построена термодинамическая модель типа Ландау и Лифшица для этой сложной ДС, соответствующая визуально наблюдаемой картине перестройки ДС при СП и позволяющая рассчитать и сопоставить с экспериментальными данными равновесные параметры ДС и их зависимость от температуры [19].

Другая особенность поведения ДС при СП, визуально обнаруженная в (ab) -пластинах ортоферритов, - формирование в очень узком интервале температур при приближении к концу интервала СП (температуре T_2) мелкомасштабной неоднородности намагниченности, названной "рябью" намагниченности, с неоднородной по площади образца дисперсностью 1-50 мкм [12]. Высказано предположение о том, что наблюдаемая "рябь" намагниченности непосредственно связана с длинноволновыми флуктуациями параметра порядка, которым при СП является угол θ , в окрестности критической температуры T_2 (точки ФП I рода). Предполагалось также, что "рябь" намагниченности должна иметь место и в начале СП при T_1 , однако в (ab) -пластинах ее не удавалось заметить на фоне сильноконтрастных основных доменов.

Теоретические исследования в основном посвящены изучению перестройки доменных границ (ДГ) в области плавной СП [13-15, 17] и построению микромагнитной теории ДС в окрестности точек ФП I рода [15-16]. Показано, что в (ab) - или (bc) -пластинах ортоферритов вблизи одного из ФП I рода распределение намагниченности представляет собой плавную периодическую функцию координат, период которой гораздо меньше обычного размера домена в ортоферритах.

Кроме того, недавно безотносительно к конкретному типу ДС построена теория ДС в области плавной СП в термодинамическом приближении магнитных фаз [18], которая находится в полном качественном соответствии с результатами экспериментальных исследований [6].

Во многих случаях, однако, поведение ДС реальных кристаллов в области СП не удается объяснить на основе известных закономерностей. Причина этого, по всей вероятности, связана с наличием в тонких механически полированных пластинках ортоферритов, на которых обычно проводятся магнитооптические исследования, поверхностного слоя толщиной нескольких мкм [20-22], обладающего большой наведенной напряженности одноосной анизотропией и высокой коэрцитивностью ДГ. Доменные конфигурации в таком слое, иногда называемые "теневыми" ДС, обладают большой устойчивостью и оказывают существенное влияние на ДС внутри образца, которое исследовалось экспериментально [7, 20, 21, 23] и теоретически [23] при различных сочетаниях констант материала. Показана возможность образования так называемых "торцевых" ДГ на поверхности раздела антипараллельно намагниченных поверхностных и внутренних доменов. Внутренняя ДС подстраивается под поверхностную так, чтобы сумма магнитостатической энергии и энергии "торцевых" ДГ была минимальной. Таким образом, в тонких пластинках ортоферритов с поверхностным деформированным слоем вступают в силу закономерности формирования ДС, характерные для многослойных систем [23-26]. Это может привести к тому, например, что в зависимости от соотношения между намагниченностью насыщения, граничной энергией и толщиной пластины, внутренняя ДС будет копировать поверхностную или не будет зависеть от нее. Возможны также ситуации, когда период внутренней ДС будет в целое число раз больше или меньше периода поверхностной ДС. Вокруг доменов могут возникать ореолы и т. д.

Поверхностный деформированный слой может быть удален путем травливания в ортофосфорной кислоте или путем высокотемпературного отжига ($\sim 1500^\circ\text{C}$) [21, 22]. О полном удалении поверхностного деформированного слоя свидетельствует снижение коэрцитивности обработанных образцов. Однако даже в таких специально обработанных образцах, которые, судя по их гистерезисным свойствам и характеру ДС, не обладают поверхностным деформированным слоем, вблизи поверхности может существовать макроскопический слой, магнитное состояние которого отличается от объемного. Причиной возникновения этого явления, названного "поверхностным магнетизмом", является понижение симметрии окружения магнитоактивных ионов вблизи поверхности [6, 27]. Существование поверхностного магнетизма экспериментально обнаружено в интервале температур 100-140 К на грани (010) одного из наиболее интересных и хорошо изученных ортоферритов - ортоферрита эрбия [27].

Наблюдалось, в частности, сильное смещение в высокотемпературную область (на 40 К) температуры начала СП (T_T) в приповерхностном слое по сравнению с объемом. В $TbFeO_3$ в приповерхностном слое на грани (110) обнаружено даже изменение типа СП [27, 28]. Так, если в объеме $TbFeO_3$ осуществляется (ac)-переориентация, то в приповерхностном слое происходит переход типа Морина в чисто антиферромагнитное состояние.

Таким образом, наличие макроскопического поверхностного слоя с магнитными свойствами, отличающимися от объемных, физической причиной возникновения которого может служить как наклеп при полировке, так и понижение симметрии окружения поверхностных магнитоактивных ионов, является неотъемлемой характеристикой пластин эрбиевого ортоферрита и, по-видимому, целого ряда других ортоферритов в области СП. Несмотря на это, специальные исследования влияния поверхностного слоя на поведение ДС в области СП до настоящего времени не проводились, хотя некоторые особенности ДС при СП в присутствии поверхностного слоя и отмечались [6, 7, 23]. Возможность существования поверхностного слоя не учитывалась при расшифровке наблюдавшейся сложной ДС в области СП [6] и построении ее термодинамической модели [19], а также при теоретическом анализе ДС в области СП [13-18].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию и построению физической модели поведения ДС в пластинах ортоферрита эрбия с поверхностным магнитоактивным слоем в области плавно-ной СП.

I. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ПЕРЕСТРОЙКЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ МОНОКРИСТАЛЛОВ $ErFeO_3$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 300-5 К

Ортоферрит эрбия $ErFeO_3$ имеет ромбическую структуру и относится к пространственной группе D_{2h}^{16} . Элементарная ячейка содержит четыре молекулы $ErFeO_3$, причем ионы Er^{3+} и Fe^{3+} находятся в неэквивалентных позициях, образуя две магнитные подсистемы - железа и эрбия [1].

При $T_N = 636$ К спины ионов Fe^{3+} антиферромагнитно упорядочиваются вдоль оси X (оси a ромбического кристалла) в структуру G-типа со слабым ферромагнетизмом \vec{F} по оси Z (оси c), т. е. образуется антиферромагнитная конфигурация

$G_x F_z$, где $\vec{G} = 1/4 (\vec{m}_1 - \vec{m}_2 + \vec{m}_3 - \vec{m}_4)$; $\vec{F} \equiv \vec{M} = 1/4 \sum \vec{m}_i$;

\vec{m}_i - магнитные моменты четырех подрешеток Fe-подсистемы ($L = 1+4$; $G \sim 10^3$ Гс; $F \sim 10$ Гс) [29]. Спины ионов Er^{3+} находятся в парамагнитном состоянии вплоть до гелиевых температур.

В температурном интервале от $T_1=100$ до $T_2=90$ К происходит плавная СП $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ (СС - переориентация) [29]. При переориентации практически не происходит изменение угла "скоса" магнитных подрешеток Fe, т. е. слабого ферромагнитного момента $\vec{F} \equiv \vec{M}$. Возможные ориентации вектора \vec{M} могут быть найдены при минимизации термодинамического потенциала ортоферрита в форме [1]

$$\Phi = \Phi_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (1)$$

где Φ_0 - часть энергии, не зависящая от ориентации спинов; K_1, K_2 - первая и вторая эффективные константы анизотропии, выражающиеся через постоянные анизотропии, взаимодействия Дзялошинского и однородного обмена; θ - угол между слабоферромагнитным моментом $\vec{F} \equiv \vec{M}$ и осью c (поскольку $\vec{G} \cdot \vec{F} = 0$, θ совпадает с углом между вектором антиферромагнетизма \vec{G} и осью a).

При (АС)-переориентации первая константа анизотропии меняет знак, причем при высоких температурах она положительна ($K_1 = 3,2 \cdot 10^5$ эрг/см³ при $T=130$ К), а вторая константа положительна ($K_2 = 4,7 \cdot 10^4$ эрг/см³) и слабо зависит от температуры [1, 29]. В этом случае при минимизации свободной энергии (1) по θ помимо равновесных состояний с устойчивой ориентацией слабоферромагнитного момента \vec{F} параллельно оси c ($T \geq T_1$; $K_1 \geq 0$; $\theta = 0$) и оси a кристалла ($T \leq T_2$; $\theta = \pi/2$; $K_1 + 2K_2 \leq 0$) в интервале $T_1 \geq T \geq T_2$ реализуется угловая фаза, в которой вектор \vec{F} направлен под углом θ к оси c ,

$$\sin^2 \theta = -K_1 / (2K_2); K_1 + 2K_2 \geq 0; K_1 \leq 0. \quad (2)$$

Согласно современным представлениям [1] СП происходит не за счет температурного изменения констант анизотропии железных подрешеток, а за счет возрастающего с понижением температуры влияния Er -подрешетки.

Если исследуемый образец имеет форму пластины с нормалью, параллельной кристаллографическим осям a или c , то в области СП можно ожидать реализации двухфазных и четырехфазных

ДС. Границы между доменами магнитных фаз θ_i ($i=1, 2$, см. введение) в зависимости от своей ориентации могут иметь как блоховский, так и неелевский характер, но в любом случае вращение вектора суммарной намагниченности \vec{M} в них будет происходить в плоскости (ас) [30] на углы 2θ , $(180^\circ - 2\theta)$ или 180° . Тогда ДГ, параллельные плоскости (ас), будут блоховскими, а параллельные, например, плоскости (bc) - неелевскими. Следуя [15], для плотности поверхностной энергии блоховских ДГ различной градусности в области СП ($T_1 \geq T \geq T_2$) получим

$$\sigma_{2\theta} = \sqrt{\frac{A}{K_2}} \left[\sqrt{-K_1(K_1 + 2K_2)} - 2\theta(K_1 + K_2) \right]; \quad (3)$$

$$\sigma_{\pi-2\theta} = \sqrt{\frac{A}{K_2}} \left[\sqrt{-K_1(K_1 + 2K_2)} + (\pi - 2\theta)(K_1 + K_2) \right]; \quad (4)$$

$$\sigma_{\pi} = 2 \sqrt{\frac{A}{K_2}} \left[\sqrt{-K_1(K_1 + 2K_2)} + \left(\frac{\pi}{2} - 2\theta\right)(K_1 + K_2) \right]; \quad (5)$$

$$\theta = \arcsin \sqrt{-\frac{K_1}{2K_2}},$$

где $A \equiv A_b \sim 4 \cdot 10^{-7}$ эрг/см - эффективная константа неоднородного обменного взаимодействия между магнитными моментами, разделенными смещением вдоль оси b .

Выше интервала СП плотность энергии блоховских ДГ

$$\sigma_{\pi} = 2 \sqrt{\frac{A}{K_2}} \left[\sqrt{K_1 K_2} + (K_1 + K_2) \arcsin \sqrt{\frac{K_2}{K_1 + K_2}} \right]. \quad (6)$$

а отношение плотности энергии блоховских ДГ к плотности энергии неелевских при $K_2 \ll K_1$ [30]

$$\sigma_{\pi} / \sigma_{\pi}^{(N)} = \sqrt{\frac{A_b / A_a}{1 + 1/\theta}}, \quad (7)$$

где A_a - константа обменного взаимодействия между моментами, разделенными смещением вдоль оси a (константы A_a и A_b имеют различные значения, т. к. атомное расстояние вдоль оси b больше, чем вдоль оси a); $Q = K_1 / 2\pi M^2$ - фактор качества. Поскольку последний для ортоферритов относительно велик, разность между энергиями блоховских и неелевских ДГ невелика,

т. е. энергия стенок в ортоферритах слабо зависит от их ориентации относительно кристаллографических осей.

При температурах, лежащих ниже интервала СП, плотность энергии блоховских ДГ

$$\sigma_{\mathcal{L}} = 2\sqrt{\frac{A}{K_2}} \left[\sqrt{-K_2(K_1 + 2K_2) - (K_1 + K_2) \arcsin \sqrt{\frac{-K_2}{K_1 + K_2}}} \right]. \quad (8)$$

Отрицательное обменное взаимодействие между ионами железа и эрбия определяет ориентацию последних в направлении, противоположном результирующей намагниченности ионов железа, что приводит к появлению точки магнитной компенсации при температуре $T_K = 45$ К.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины, вырезанные из массивных монокристаллов $ErFeO_3$ перпендикулярно кристаллографическим осям a и c . Ориентация осей производилась рентгенографически с погрешностью $\pm 0,5^\circ$. Пластины шлифовались на корундовых порошках, затем полировались с помощью алмазных паст, но не отжигались и не подвергались химическому травлению. Толщина исследуемых образцов h составляла (50 ± 5) мкм, а размеры в плоскости 2–3 мм.

Для визуализации ДС с помощью магнитооптических эффектов в интервале низких температур 300–5 К образец в оптическом криостате помещался между анализатором и поляризатором и освещался светом лампы ДКСШ-120. Ввиду того, что магнитоотрицательные эффекты в ортоферритах накладывают существенные ограничения на формирование ДС, установка образца в экспериментальной камере криостата была максимально свободной – он фиксировался на медной шайбе полосоками алюминиевой фольги так, чтобы оставалась возможность движения в образовавшейся оправке.

3. ДС В ПЛАСТИНАХ $ErFeO_3$ В ОБЛАСТИ ПЛАВНОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ: ВИЗУАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

3.1 Пластина с развитой плоскостью (ab)

На рис. 1 показано изменение характера ДС в (ab) -пластине $ErFeO_3$ при последовательном понижении температуры от 300 до 5 К без применения магнитной "тряски". При комнатной температуре

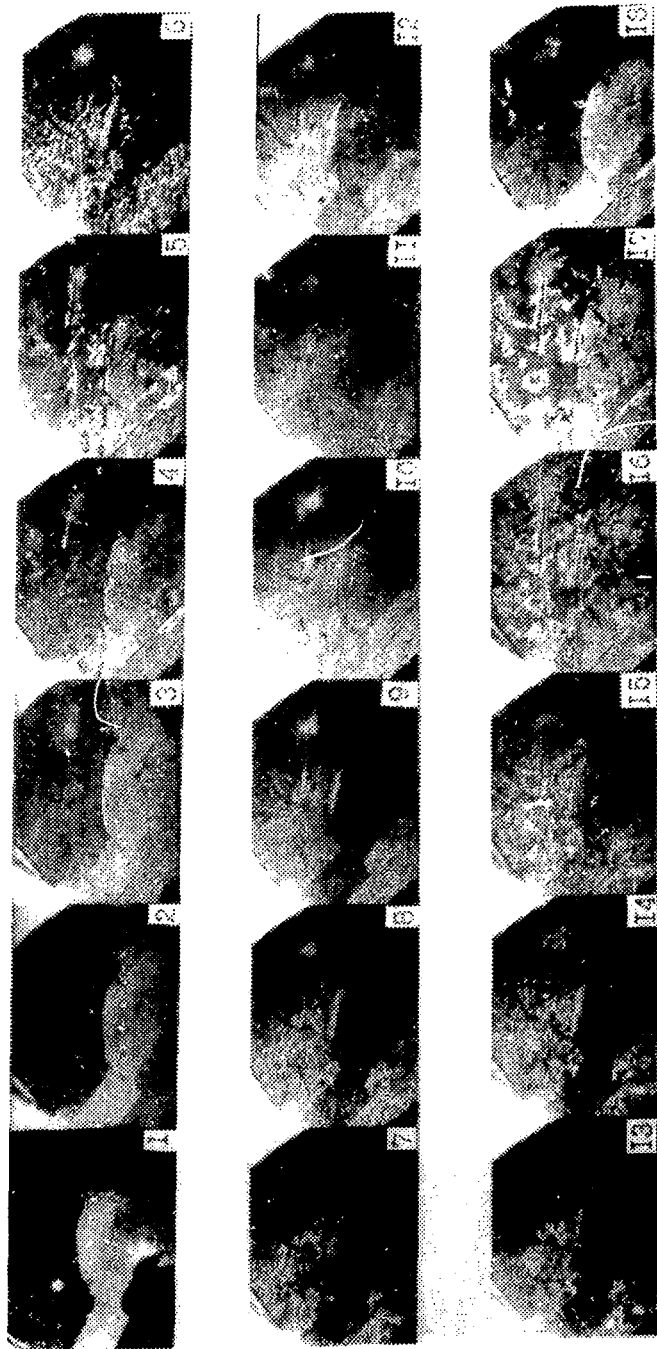


Рис. 1. Изменение ДС в (сб)-пластине $ErFeO_3$ при охлаждении и отогреве: I - $T=300$ К; 2 - $T=T_f=100$ К; 3 - $T=96,5$ К; 4 - 96; 5 - 95; 6 - 93,5; 7 - 92,5; 8 - 92; 9 - 91; 10 - 87; II - 83-5; I2 - 92; I3 - 92,7; I4 - 94; I5 - 95; I6 - 96,5; I7 - 98; I8 - 100

(рис. I.1) в кристалле реализуется ДС, состоящая из доменов неправильной формы с характерными линейными размерами порядка нескольких сотен мкм, т. е. порядка размеров образца в плоскости. В поле зрения рис. I.1 попадают три таких домена (два "темных" и один "светлый"). Эта структура сохраняется практически без изменений вплоть до верхней границы температурного интервала СП ($T_1 \sim 100$ К) (рис. I.1, I.2). Наиболее существенные изменения ДС происходят в области СП 100-90 К.

При $T \lesssim T_1 = 100$ К (рис. I.2, I.3) можно заметить появление мелкодисперсной магнитной неоднородности с очень малым контрастом, которую, следуя [12], будем называть "рябью" намагниченности. Дисперсность "ряби" в различных участках пластины неодинакова и может составлять от 5 до 20 мкм (на рис. I.2, I.3 "рябь" не видна в связи с офсетным воспроизведением фотоснимков).

Наряду с этим при $T \approx T_1$ (рис. I.3-I.5) внутри крупных доменов (макродоменов) возникают значительно меньшие по размерам домены, которые, следуя [5, 6, 12], будем условно называть микродоменами. Отметим, что внутри темносерых макродоменов возникают в основном белые микродомены, а внутри светлосерых - черные, т. е. формируется сложная ДС, в фарадеевской картине которой различаются четыре градации контраста (черные домены, темносерые, светлосерые и белые). Микродомены вначале появляются вблизи локальных дефектов, вдоль поверхностных царапин, и их суммарный объем мал по сравнению с объемом макродоменов, т. е. каждый макродомен продолжает обладать некоторым результирующим магнитным моментом. "Рябь" намагниченности перестает выявляться, когда в макродоменах начинают формироваться микродомены.

При понижении температуры (рис. I.5, I.6) количество микродоменов увеличивается, их средний размер уменьшается и они равномерно распределяются по объему макродомена, так что при $T \sim 94$ К внутри макродомена образуется достаточно регулярная ДС с характерным размером микродоменов порядка десятков мкм (20-50 мкм). Микродомены имеют неправильную форму, часто близкую к ЦМД. Этот процесс сопровождается уменьшением, исчезновением и последующей инверсией контраста между макродоменами с микроструктурой.

Дальнейшее понижение температуры приводит к уменьшению размеров микродоменов и контраста между ними, так что при $T \sim 90$ К они перестают выявляться (рис. I.6-I.10). Когда микродомены исчезают, можно снова видеть "рябь" намагниченности, которая затем также

исчезает. Остаются только макродомены, которые при дальнейшем понижении температуры не изменяют своей формы, но их контраст медленно ослабевает (рис. I.10, I.11). При $5 < T \leq 83$ К макродомены практически не выявляются, но вновь восстанавливаются в своей прежней форме при повышении температуры (рис. I.12). При дальнейшем росте температуры перестройка ДС происходит аналогичным образом в обратном порядке с ярко выраженным температурным гистерезисом (рис. I.12-I.18).

Таким образом, в исследовавшемся образце наблюдаются основные характерные особенности поведения ДС при плавной СП в (ab)-пластинах ортоферритов, отмеченные в [5-7, 12]: образование сложной ДС, состоящей из макро- и микродоменов, в фарадеевской картине которой различаются четыре градации контраста; смена контраста макродоменов в интервале СП; появление "ряби" намагниченности при приближении к концу СП и др. Однако если в [5, 6, 12] четыре магнитные фазы в ДС были визуально различимы вследствие отклонения кристаллографической оси *c* от нормали к поверхности пластины на $6-8^\circ$, то в данном случае возникновение четырех градаций контраста должно иметь другое объяснение, поскольку пластина вырезана перпендикулярно оси с погрешностью не хуже $\pm 0,5^\circ$. В настоящей работе эта, а также целый ряд других наблюдавшихся отличительных особенностей поведения ДС в области СП объясняются в предположении существования в (ac)-пластине $ErFeO_3$ поверхностного магнитоэлектрического слоя, в котором переориентация смещена по температуре. В настоящее время это предположение имеет прямое экспериментальное подтверждение [27] (см. введение).

Предлагаемые модели ДС, соответствующие визуально наблюдаемым фарадеевским картинам (рис. 1) и объясняющие перестройку ДС в области СП, приведены на рис. 2. При $T \geq T_1 = 100$ К ДС состоит из крупных сквозных доменов двух равноправных фаз ("темносерых" \vec{M}_1 и "светлосерых" \vec{M}_2), разделенных 180° -градусными ДГ, перпендикулярными плоскости пластины (рис. I.1, I.2 и рис. 2, а; на рис. 2, а наличие поверхностного слоя показано пунктирной линией). Следует отметить, что в этой области температур линейные размеры наблюдаемых доменов (сотни мкм) значительно превышают их равновесные значения. Так, равновесная ширина полосового домена в области СП [15]

$$d = \left(\frac{\sigma_{F-2\theta} \cdot h}{1,7 M^2 c_{DS}^2 \theta} \right)^{1/2} \quad (9)$$

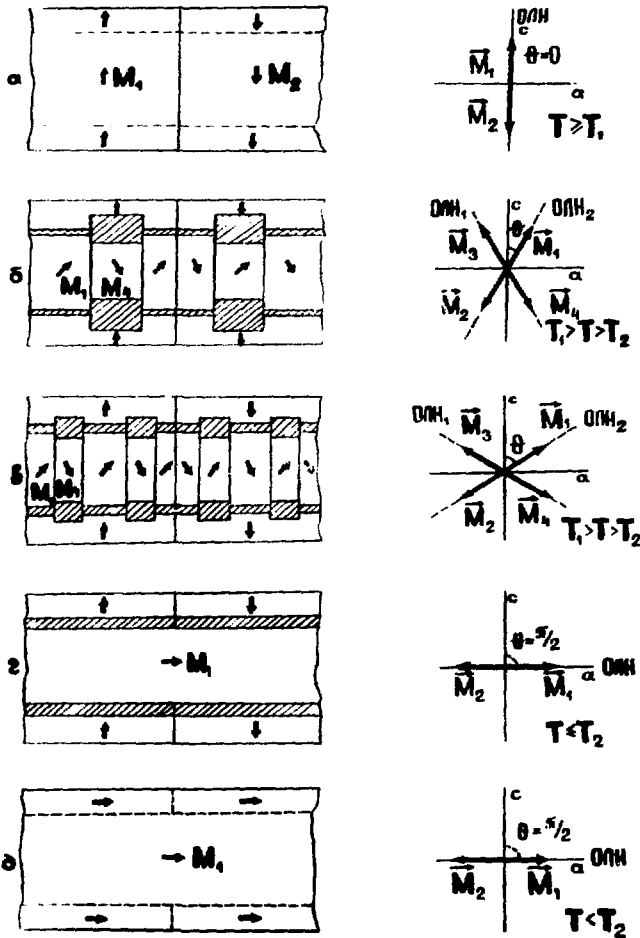


Рис. 2. Модели, объясняющие перестройку ДС в (ab) -пластине при СП. Справа от них показаны соответствующие положения ОПН и ориентации \vec{M} в сосуществующих магнитных фазах. "Торцевые" ДГ заштрихованы, причем длина штрихов пропорциональна плотности поверхностной энергии ДГ. СП в поверхностном слое смещена в область низких температур. При $T \geq T_1$ наличие поверхностного слоя показано пунктирной линией.

Отсюда, учитывая (4), на верхней границе интервала СП, где K_1 обращается в нуль, для исследуемой пластины получим

$$d = \left(\frac{\pi \sqrt{AK_2} \cdot h}{1,7M^2} \right)^{1/2} \approx 36 \text{ мкм.} \quad (10)$$

При более высоких температурах равновесный размер доменов (9) еще меньше вследствие резкого возрастания K_1 (например, при $T=130 \text{ К}$ $K_1=3,2 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3 \gg K_2$) и, следовательно, поверхностной энергии ДГ (6).

Таким образом, при температурах, лежащих выше интервала СП, образование термодинамически равновесной ДС, соответствующей магнитным константам материала, не происходит, что связано с существ-

вованием магнитоэпического поверхностного слоя, в котором, вследствие высокой коэрцитивности ДГ, ДС "заморожена", т. е. геометрические параметры не изменяются при изменении параметров материала с температурой. По всей вероятности, ДС в поверхностном слое повторяет распределение механических напряжений, возникших вблизи поверхности при полировке. Внутри кристалла образование равновесной ДС также не происходит, поскольку это сопряжено с необходимостью образования "торцевых" ДГ. Внутренняя ДС копирует поверхностную.

Очевидно, что переход внутри кристалла к ДС, близкой к равновесной, является пороговым процессом, который происходит, если выигрыш в энергии превышает энергию образования "торцевой" ДГ. Простые оценки показывают, что, например, при $T=130$ К выигрыш при переходе к внутренней равновесной ДС меньше, а при $T=T_1=100$ К — больше энергии образования "торцевой" ДГ. Поэтому при понижении температуры до верхней границы интервала СП становится энергетически выгодным переход к равновесной ДС в объеме образца. Внутри макродоменов возникают домены обратной намагниченности (рис. 1.3–1.5 и рис. 2,б). В начале СП их объем мал по сравнению с объемом макродоменов, т. к. их существование связано с содержанием $(\mathcal{K}-2\theta)$ -градусной "торцевой" ДГ, в то время как внутренние макродомены отделены от поверхностного слоя 2θ -градусной "торцевой" ДГ. На рис. 2,б "торцевые" ДГ заштрихованы, причем длина штрихов пропорциональна плотности поверхностной энергии ДГ ($\sigma_{\mathcal{K}-2\theta}$ или $\sigma_{2\theta}$). Напомним, что в приповерхностном слое ориентация спинов не изменяется, поскольку СП смещена по температуре. Влияние этих дополнительных стенок ("торцевых" ДГ) на внутреннюю ДС эквивалентно действию некоторого эффективного поля смещения H_e . По аналогии с [24] легко показать, что

$$H_e = \frac{\sigma_{\mathcal{K}-2\theta} - \sigma_{2\theta}}{Mh} \quad (II)$$

Для объяснения возникновения четырех градаций контраста в магнитооптических картинах ДС, приведенных на рис. 1.3–1.5, на основе изложенной модели необходимо учесть, что ортоферриты в оптическом отношении являются гиротропной анизотропной средой. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, является осциллирующей функцией толщины кристалла, причем в ортоферритах контрастность доменов в поверхностном слое сравнима с контрастностью объемных доменов [20]. Поэтому при наличии поверхностного слоя, как видно из рис. 2,б, домены обратной намагниченности \bar{M}_4 внутри темносерых

макродоменов M_1 могут быть белыми, а внутри светлосерых M_3 — черными M_2 . В кристалле без двупреломления, когда интенсивность выходящего из анализатора света определяется только эффектом Фарадея, т. е. алгебраической суммой намагниченностей кристалла вдоль направления распространения света, такая ситуация была бы невозможной, т. к. наиболее контрастными были бы макродомены. Следует также заметить, что при наличии ДС в поверхностном слое как двухфазная в объеме образца ДС, показанная на рис. 2, б, так и четырехфазная, могут давать магнитооптическую картину с четырьмя градациями контраста. Аналогичным образом (т. е. осциллирующим характером интенсивности проходящего света в зависимости от толщины кристалла и ориентации намагниченности) можно объяснить и эффект смены контраста макродоменов в области СП.

Далее с понижением температуры угол θ между ОЛН_{1,2} и осью С в объеме пластины увеличивается, поверхностные энергии 2θ -градусных и $(\pi - 2\theta)$ -градусных "торцевых" ДГ сближаются, дополнительное эффективное поле смещения (II) уменьшается, и в объеме пластины развивается регулярная ДС, параметры которой приближаются к равновесным (десятки мкм (10)) (рис. 1.5, 1.6 и рис. 2, в). Равновесный размер микродомена (9) при дальнейшем понижении температуры и увеличении угла θ уменьшается. Его предельное значение [19] $\lim_{\theta \rightarrow \pi/2} d = 0$. Наблюдаемая внутренняя ДС ведет себя как равновесная: при приближении к концу СП происходит бесконечное уменьшение ширины микродоменов и их исчезновение (рис. 1.6–1.9 и рис. 2, в, г.). Остаются только макродомены в поверхностном слое (рис. 1.9, 1.10, рис. 2, г), которые имеют контрастность, сравнимую с объемными, но другого знака. При дальнейшем понижении температуры начинается СП в приповерхностном слое, в результате которой моменты в поверхностных доменах ложатся в плоскость пластины и их контраст плавно исчезает (рис. 1.10; 1.11, рис. 2, д).

При повышении температуры поверхностная ДС, заданная механическими напряжениями, восстанавливается. Отличие ДС, наблюдаемых при повышении температуры (рис. 1.12–1.18), от наблюдаемых при охлаждении (рис. 1.1–1.11) свидетельствует об отмеченной в [18] произвольности в распределении долей магнитных фаз в ДС при СП, а также о том, что ДС, образующиеся в отсутствие магнитной тряски, не являются полностью термодинамически равновесными.

Следует отметить, что в отличие от [12], где "рябь" намагниченности наблюдалась только в конце СП при $T \sim T_2$, в исследован-

ной пластине удалось выявить "рябь" и в начале СП, поскольку при этом, вследствие наличия поверхностного магнитожесткого слоя, равновесные сильноконтрастные домены отсутствовали. Если принять предположение [12] о том, что "рябь" намагниченности связана с длинноволновыми флуктуациями параметра порядка в окрестности ФП II рода, то имеются основания принять температуры, при которых заметна "рябь" (100 и 90 К), за температуры начала и конца СП.

3.2. Пластина с развитой плоскостью (bc)

На рис. 3 показано изменение ДС (bc)-пластины ортоферрита в области плавной СП. При комнатной температуре (рис. 3.1) и при охлаждении вплоть до $T \sim T_1=100$ К ДС в образце не выявляется. При $T \sim T_1$ появляется слабоконтрастная микроструктура, состоящая из доменов неправильной формы, часто близкой к ЦМД, с характерными линейными размерами 5-10 мкм (рис. 3.2). На фоне этой микроструктуры вырисовываются очертания некоторой макроструктуры. Контраст макродоменов определяется тем, что в одних макродоменах преобладают темные микродомены, а в других - светлые.

По мере охлаждения неравенство объемов фаз внутри макродоменов усиливается, количество микродоменов уменьшается за счет коллапса части из них, а их линейные размеры растут (рис. 3.2-3.5). Контраст доменов усиливается, так что в фарадеевских картинах ДС на рис. 3.4, 3.5 уже можно отчетливо различить четыре градации контраста. Наряду с этим уменьшается общая длина ДГ, исчезают "усы" у макродоменов и сглаживаются их очертания. В результате этого процесса (рис. 3.6-3.8) в пластине ортоферрита образуется структура сквозных одностеночных доменов с характерными размерами ~ 50 мкм, которая в основных чертах воспроизводит структуру макродоменов, выявленную в начале СП. Далее, при подходе к концу СП сквозная ДС еще несколько укрупняется и около ДГ появляются ореолы, которые представляют собой светлую и темную полосы, параллельные ДГ (рис. 3.8-3.10).

При температурах, лежащих ниже интервала СП, в (bc)-пластине можно наблюдать особенность ДС, характерную для точки магнитной компенсации T_K . Максимальный размер доменов наблюдается в интервале 50-40 К (рис. 3.13-3.15). При дальнейшем охлаждении ниже $T=40$ К ДС снова мельчает, постепенно выстраиваясь в полосовую, параллельную оси c (рис. 3.14-3.18). При $T=1,6$ К ширина полосовых доменов $d \approx 20$ мкм.



Рис. 3. Поведение ДС в (bcc)-пластине $ErFeO_3$ при охлаждении:
 1 - от $T-T_{комн}$ до $T_T=100$ К; 2 - $T=99$ К; 3 - 98; 4 - 97; 5 - 96;
 6 - 95; 7 - 94; 8 - 93; 9 - 92; 10 - 90; 11 - 86; 12 - 74;
 13 - 60; 14 - 40; 15 - 25; 16 - 21; 17 - 5; 18 - 1,6.

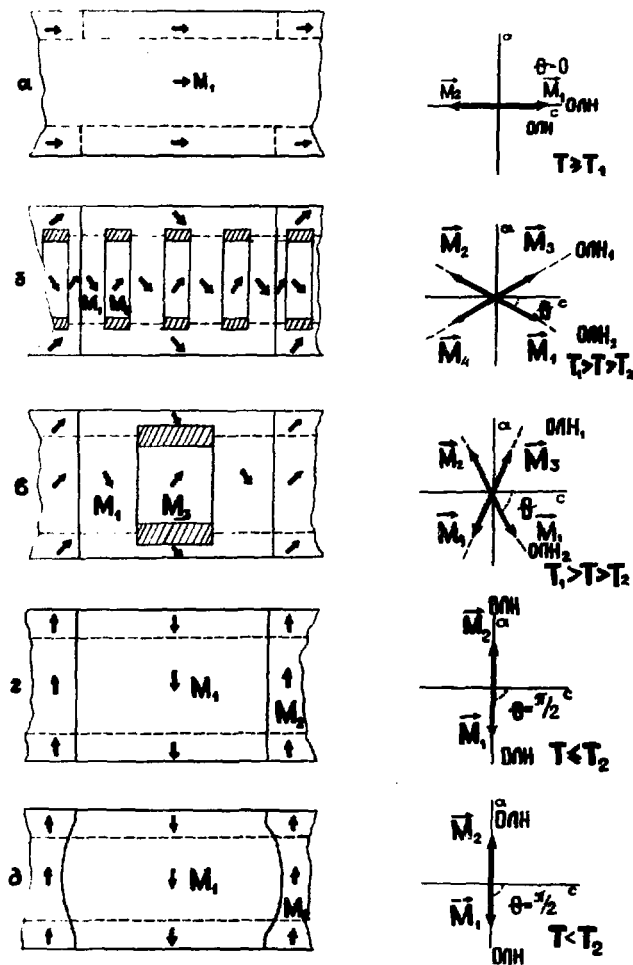


Рис. 4. Модели, объясняющие перестройку ДС в (bc) -пластине. Условные обозначения те же, что и на рис. 2.

Для анализа описанных особенностей поведения ДС в области СП рассмотрим модели ДС, представленные на рис. 4. При построении моделей предполагалось существование поверхностного магнитожегкого слоя, толщина которого много меньше толщины пластины, с "замороженной" доменной конфигурацией, обусловленной, например, неоднородным распределением внутренних напряжений в поверхностном слое, возникающим при механической полировке пластины.

При комнатной температуре в кристалле существует одна ОЛН, параллельная поверхности пластины (рис. 4, а), и ДС не выявляется (рис. 3.1). Вертикальные пунктирные линии на рис. 4, а разделяют области в поверхностном слое, отличающиеся величиной и направлением внутренних напряжений.

Понижение температуры до $T_1 \sim 100$ К приводит к расщеплению ОЛН на две, лежащие под углом к поверхности пластины (рис. 4, б). Это, в свою очередь, приводит к возникновению поверхностной ДС, повторяющей распределение внутренних механических напряжений в

поверхностном слое, и внутренней ДС (рис. 4, б и рис. 3.2), размеры доменов которой близки к равновесной ширине доменов полосовой ДС при данных значениях констант материала:

$$d = \left(\frac{\sigma_{2\theta} h}{1,7 M^2 \sin^2 \theta} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Внутренние домены с намагниченностью, антипараллельной намагниченности в поверхностном слое, отделены от него "торцевыми" ДГ (рис. 4, б), влияние которых на внутреннюю ДС эквивалентно действию дополнительного эффективного поля смещения

$$H_e = \sigma_{2\theta} / (Mh). \quad (13)$$

Равновесная ширина полосовых доменов d (12), аномально малая при $T \sim T_1$, возрастает до $d \approx 36$ мкм с понижением температуры от T_1 до T_2 . Плотность поверхностной энергии "торцевой" ДГ $\sigma_{2\theta}$ (3), а с ней и величина эффективного поля смещения (13) также растут. В соответствии с этим, наряду с ростом размеров микродоменов внутренней ДС, наблюдается коллапс части из них и увеличение неравенства объемов фаз внутри макродоменов, что обусловлено увеличением эффективного поля смещения (рис. 4, б, в и рис. 3.2-3.8). Поскольку характерные линейные размеры доменов поверхностной ДС (≈ 50 мкм) в данном случае близки к равновесному значению периода ДС при температуре T_2 (≈ 36 мкм), этот процесс приводит к образованию сквозной ДС при приближении к концу СП (рис. 4, в, г и рис. 3.6-3.10),

Дальнейшее увеличение первой эффективной константы анизотропии K_1 при понижении температуры и последующее уменьшение намагниченности насыщения приводят, согласно (8), (12), к дальнейшему росту равновесного значения периода внутренней ДС, в результате чего он становится больше периода ДС, "замороженной" в поверхностном слое. С другой стороны, происходит дальнейший рост плотности поверхностной энергии "торцевой" ДГ, образование которой препятствует расслоению внутренней и поверхностной ДС. В связи с этим при согласовании внутренней и поверхностной ДС возникает изгиб ДГ (рис. 4, д), что в присутствии двупреломления в ортоферритах приводит к появлению ореолов вокруг доменов в виде темных и светлых полос, параллельных ДГ [20].

При приближении к точке компенсации равновесный размер доменов внутренней ДС $d \rightarrow \infty$. При этом стремление не допустить образования торцевой ДГ приводит, ввиду ее возросшей плотности поверх-

ностной энергии, к тому, что поверхностная ДС подстраивается под внутреннюю, вследствие чего часть сквозных доменов коллапсирует, а размеры оставшихся растут (рис. 3.11-3.14). В дальнейшем энергия торцевой ДГ настолько велика, что ДС в пластине не расслаивается и задается внутренней ДС (рис. 3.14-3.18).

ВЫВОДЫ

Впервые проведены детальные визуальные исследования эволюции ДС (ab)- и (bc)-пластин $ErFeO_3$ с поверхностным магнитоэлектрическим слоем в области плавной СП. Предложены модели ДС, соответствующие наблюдаемым магнитооптическим картинам и качественно объясняющие перестройку ДС в области СП в предположении существования в пластине поверхностного магнитоэлектрического слоя, в котором СП смещена по температуре. При необходимости и точном знании температурных зависимостей констант анизотропии и намагниченности исследуемого образца равновесные геометрические параметры этих моделей могут быть легко определены на основе стандартной теории ДС Ландау и Лифшица и сопоставлены с экспериментальными данными.

В результате проведенного исследования выявлен ряд отличительных особенностей поведения ДС и их магнитооптических картин в области СП при наличии поверхностного магнитоэлектрического слоя:

I. В (ab)- и (bc)-пластинах $ErFeO_3$ при температурах, лежащих соответственно выше и ниже интервала СП, образование термодинамически равновесных ДС, соответствующих магнитным константам, не происходит. При этом в поверхностных слоях пластин существуют "замороженные" доменные конфигурации, обусловленные неоднородным распределением механических напряжений, возникающих при полировке, а ДС внутри пластин копируют поверхностные, не допуская образования "торцевых" ДГ. Переход внутри кристалла к ДС, близкой к равновесной, является пороговым процессом, происходящим, если выигрыш в энергии превышает энергию образования "торцевой" ДГ. В области СП происходит снижение энергии "торцевой" ДГ за счет уменьшения ее градусности и величины первой эффективной константы анизотропии K_1 , что способствует образованию ДС, близких к равновесным, в объеме образца. Влияние поверхностного слоя на внутреннюю ДС, домены которой, как правило, меньше доменов "замороженной" поверхностной ДС, эквивалентно действию эффективного поля смещения, пропорционального разности поверхностных энергий "торцевых" ДГ, отделяющих от

поверхностного слоя внутренние домены различных магнитных фаз.

2. В (ab) - и (bc) -пластинах из-за двупреломления, свойственного ортоферритам, поверхностная и внутренняя ДС, налагаясь друг на друга, дают сложную, состоящую из макро- и микродоменов, фарадеевскую картину, в которой различаются четыре градации контраста. В отличие от четырехфазных ЛС, наблюдавшихся в пластинах ортоферритов, вырезанных под углами $6^\circ - 8^\circ$ к кристаллографическим осям [12, 17], при наличии поверхностного слоя четыре градации контраста могут давать даже двухфазные ДС в пластинах, вырезанных строго вдоль кристаллографических осей.

3. В (ab) -пластине $ErFeO_3$ с поверхностным магнитоже- стким слоем обнаружена "рябь" намагниченности не только в конце, но и в начале СП, поскольку в последнем случае отсутствовала равнове- сная сильноконтрастная ДС. Это подтверждает предположение [12] о том, что "рябь" намагниченности связана с длинноволновыми флуктуа- циями параметра порядка (угла θ) в окрестности ФП $\bar{1}\bar{1}$ рода, и позволяет принять температуры, при которых заметна "рябь" (100 и 90 К), за температуры начала и конца СП.

Поскольку существование поверхностного слоя, причиной возник- новения которого может служить как наклеп при полировке, так и по- низение симметрии окружения поверхностных ионов, является неотъем- лемым свойством пластин эрбиевого и, по всей вероятности, ряда дру- гих ортоферритов, необходимо учитывать выявленные в настоящей ра- боте закономерности и отличительные особенности, обусловленные на- личием поверхностного слоя, при расшифровке наблюдаемых сложных ДС в области СП в ортоферритах и их теоретическом анализе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. Э. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетитах. - М.: Наука, 1979. - 436 с.
2. Rossol F.C. Temperature dependens of magnetic domain struc- ture and wall energy in single-crystal thulium orthoferrite // J. Appl. Phys. - 1968. - 39, N II. - P. 5263-5267.
3. Belyaeva A. I., Kotlyarskii M.M., Stelmakhov Iu.N. Visual in- vestigation of spin reorientation in $TmFeO_3$ // Phys. Status Solidi (a). - 1976. - 38, N 2. - P. K103-K105.

4. Беляева А. И., Котлярский М. М., Стельмахов Ю. Н. Спектральное и магнитооптическое исследование явления спиновой переориентации в $ErFeO_3$ // Физика твердого тела. - 1976. - 18, вып. 6. - С. 2229-2231.
5. Кандаурова Г. С., Васьковский В. О. Новый тип доменной структуры и "эффект доменной памяти" в кристаллах ортоферритов // Письма в ЖТФ. - 1977. - 3, вып. 8. - С. 346-348.
6. Васьковский В. О., Кандаурова Г. С., Синицын Е. В. Особенности доменной структуры кристаллов ортоферритов в области спиновой переориентации // Физика твердого тела. - 1977. - 19, вып. 5. - С. 1245-1251.
7. Ковтун Н. М., Хохлов В. А. Доменная структура ортоферрита $D_{0.998}Co_{0.012}FeO_3$ в районе магнитных фазовых переходов I и 2 родов // Там же. - 1979. - 21, вып. 2. - С. 320-326.
8. Горобец Ю. И., Лапченко В. Ф., Прокопенко А. К., Хохлов В. А. Температурная зависимость доменной структуры в ортоферрите туля // Физика низк. температур. - 1981. - 7, № II. - С. 1463-1466.
9. Гесь А. П., Соловух Т. К., Федотова В. В. Особенности доменной структуры некоторых ортоферритов в области фазовых переходов // Изв. АН БССР. Сер. физич. и матем. наук. - 1977. - 6. - С. III-III3.
10. Ges A. P., Fedotova V. V. Domain structure in main crystallographic planes of orthoferrites at spin reorientation // Crystal Res. and Technol. - 1981. - 16, N 4. - P. 421-426.
11. Szymozak R. Domain structure in single crystal ferromagnetic oxide film near the phase transitions // J. Magnetism Magnetic Mater. - 1983. - 35, N 1-3. - P. 243-248.
12. Экспериментальное и теоретическое исследование доменной структуры кристаллов $(Sm-Tb)FeO_3$ в области спонтанного спиноориентационного перехода/ Кандаурова Г. С., Агамальян Т. Х., Иванов Ю. В., Бердышева Г. А., Осадченко В. Х., Нестеренко С. И., Урал. гос. ун-т. - Свердловск, 1985. - 61 с. - Библиогр.: 24 назв.- Деп. в ОНИИТЭ 10.07.85, № 884хп-85Деп.
13. Звездин А. К., Каленков С. Г. Доменная структура ортоферритов вблизи температуры переориентации спинов и влияние ее на фазовый переход // Физика твердого тела. - 1972. - 14, вып. 10. - С. 2835-2840.

14. Барьяхтар В. Г., Разсукованый Б. Н., Стефановский Е. П. К теории явления переориентации спинов в редкоземельных ортоферритах // Физика металлов и металловедение. - 1973. - 36, вып. 3. - С. 455-461.
15. Иванов Б. А., Краснов В. П. О доменной структуре редкоземельных ортоферритов в области плавной спиновой переориентации // Физика твердого тела. - 1974. - 16, вып. 10. - С. 2971-2977.
16. Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. Теория полосовой доменной структуры в редкоземельных ортоферритах в окрестности точки переориентации спинов // Там же. - 1976. - 16, вып. 6. - С. 1576-1582.
17. Фарзудинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А. Структура доменных границ в ортоферритах // Там же. - 1979. - 21, вып. 5. - С. 1522-1527.
18. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. Основное состояние и доменная структура ортоферрита в области плавной спиновой переориентации // Там же. - 1987. - 29, вып. 1. - С. 116-121.
19. Кандаурова Г. С., Агамальян Т. Х., Есина Г. А., Осадченко В. Х. Модель доменной структуры магнитодвухосных кристаллов // Там же. - 1988. - 30, вып. 3. - С. 838-844.
20. Антонов А. В., Балбашов А. М., Звездин А. К., Червоненкис А. Я. Конфигурация доменных стенок в монокристаллах редкоземельных ортоферритов // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1971. - 35, № 6. - С. 1193-1195.
21. Антонов А. В., Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Особенности доменной структуры редкоземельных ортоферритов // Изв. вузов. Физика. - 1972. - № 5. - С. 146-148.
22. Генделев С. Ш., Войтова Л. Н., Филонич В. С., Щербак Н. Г. Поверхностный слой в монокристаллах ортоферритов // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1975. - 39, № 1. - С. 233-234.
23. Васьяковский В. О., Иванов Ю. В., Кандаурова Г. С. Полосовые домены в многослойных магнитных средах // Журн. эксперим. и теор. физики. - 1976. - 71, вып. 5(11). - С. 1905-1911.
24. Беляева А. И., Милославская О. В., Юрьев В. П., Потакова В. А. Исследование природы взаимодействия феррит-гранатовых слоев двухслойной пленки в интервале температур 4,2-300 К // Физика твердого тела. - 1985. - 27, вып. 2. - С. 340-348.
25. Беляева А. И., Милославская О. В., Юрьев В. П., Потакова В. А.

- Ориентационные переходы в двухслойной феррит-гранатовой пленке, индуцируемые полем смещения // Там же, - 1984. - 26, вып. II. - С. 3250-3254.
26. Беляева А. И., Милославская О. В., Юрьев В. П. Влияние взаимодействия слоев на магнитные состояния двухслойных эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок. - Харьков, 1986. - 48 с. - (Препринт/ АН УССР. ФТИНТ; 51-86).
27. Балькина Е. А., Ганьшина Е. А., Кринчик Г. С. Магнитооптические свойства редкоземельных ортоферритов в области спин-переориентационных переходов // Журн. эксперим. и теор. физики. - 1987. - 93, вып. 5(II). - С. 1879-1887.
28. Балькина Е. А., Ганьшина Е. А., Кринчик Г. С. Поверхностный магнетизм в тербиевом ортоферрите // Физика твердого тела. - 1988. - 30, вып. 2. - С. 570-572.
29. Belov K. P., Kadomtseva A. M., Kovtun N. M., Dercachenko V.N., Melov V. N., Khokhlov V. A. On the character of phase transitions in ErFeO_3 // Phys. Status Solidi (a). - 1976. - 36, N 1. - P. 415-425.
30. Della Torre E., Dimyan M. Y. Anisotropy of wall energy in orthoferries // IEEE Trans. Magn. - 1970. - MAG-6, N 3. - P. 489-492.

БЕЛЯЕВА Алла Ивановна

ВОЙЦЕНЯ Сергей Викторович

ЮРЬЕВ Валерий Петрович

Ответственный за выпуск Васильченко Н. С.

БЦ № 23254 Подписано к печати 01.12.88. Физ. п. л. 1,5
Уч.- изд. л. 1,5 Заказ 68. Тираж 200 экз. Цена 15 к.

Ротапринт ФТИНТ АН УССР, Харьков 164, пр. Ленина, 47