

# Индукцированный магнитным полем ориентационный фазовый переход в неоднородно напряженном монокристалле бората железа

© С.Р. Бойдедаев, Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,  
Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 24 июля 2008 г.)

С помощью низкосимметричных механических напряжений индуцирована пространственно неоднородная магнитная анизотропия в базисной плоскости монокристалла бората железа ( $\text{FeBO}_3$ ). Магнитооптическим методом исследовано влияние неоднородной магнитной анизотропии на магнитное состояние этого слабого ферромагнетика. Обнаружено, что при намагничивании неоднородно напряженного  $\text{FeBO}_3$  в базисной плоскости вблизи некоторого (отражающего симметрию возникающих напряжений) направления происходит не наблюдающийся в этом кристалле в отсутствие напряжений переход из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние. Реализующаяся модулированная магнитная фаза исследованного кристалла представима в виде линейно поляризованной в базисной плоскости статичной спиновой волны, в которой азимут вектора слабого ферромагнетизма осциллирует около направления средней намагниченности. Исследованы температурная и полевая зависимости пространственного периода модулированной магнитной структуры и амплитуды осцилляций вектора ферромагнетизма, а также зависимость интервала полей существования модулированной фазы неоднородно напряженного  $\text{FeBO}_3$  от температуры. Обсуждение полученных результатов проведено в рамках феноменологической теории магнитных фазовых превращений. Показано, что используемая теоретическая модель позволяет непротиворечиво описать всю совокупность экспериментальных результатов, полученных при изучении неколлинеарной магнитной фазы неоднородно напряженного  $\text{FeBO}_3$ .

PACS: 75.30.Kz, 75.60.Ch

## 1. Введение

Среди магнитных фазовых переходов типа порядок–порядок принято выделять переходы магнитоупорядоченной среды из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние [1]. Особое место среди фазовых превращений этого типа занимают переходы, вызванные наличием в среде случайного поля, делающего неустойчивым ее состояние с однородной намагниченностью (так называемый эффект Имри–Ма [2]). Причины, приводящие к возникновению в среде случайного поля, могут быть различны: наличие дефектов кристаллической решетки, локальные вариации обменных или магнитоанизотропных взаимодействий, неоднородные упругие напряжения и т.п. Относительно недавно в [3] сообщалось о наблюдении ориентационного фазового перехода из состояния с однородной намагниченностью в пространственно модулированное магнитное состояние в ромбоэдрических легкоплоскостных слабых ферромагнетиках, в состав которых для создания дефектов кристаллической решетки вводились диамагнитные ионы (кристаллы  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ ). Модулированная магнитная структура (ММС)  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  возникала при наложении внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль трех направлений в базисной плоскости кристаллов, являющихся трудными осями внутриплоскостной гексагональной магнитокристаллической анизотропии. Индуцированная магнитным полем

ММС в этом классе магнитоупорядоченных кристаллов наблюдалась впервые и, как показали выполненные в [3] исследования, имела ряд особенностей. Так, например, период модуляции  $D$  магнитного порядка кристаллов  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  уменьшался с ростом  $H$ , в то время как для большинства известных сегодня ММС, за возникновение которых ответственны либо конкуренция обменных взаимодействий разного знака, либо взаимодействие Дзялошинского–Мория, характерна противоположная зависимость  $D(H)$  [1]. Предложенная в [3] модель реализующегося в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  фазового перехода предполагает наличие в базисной плоскости исследованных кристаллов дополнительной неоднородной магнитокристаллической анизотропии, связанной с локальными упругими деформациями кристаллической решетки из-за различия размеров примесных и матричных ионов, вклад которой в термодинамический потенциал кристалла делает (при наложении внешнего магнитного поля) энергетически выгодным состояние с длинноволновой модуляцией магнитного порядка, тогда как пространственные вариации других ответственных за магнитное состояние кристалла взаимодействий (обменного и магнитного диполь-дипольного), вызванные замещением части магнитных ионов Fe диамагнитными примесями, в этом случае неактуальны.

С целью проверки предложенной в [3] модели возникновения модулированной магнитной фазы этого класса магнетиков нами были выполнены исследования влия-

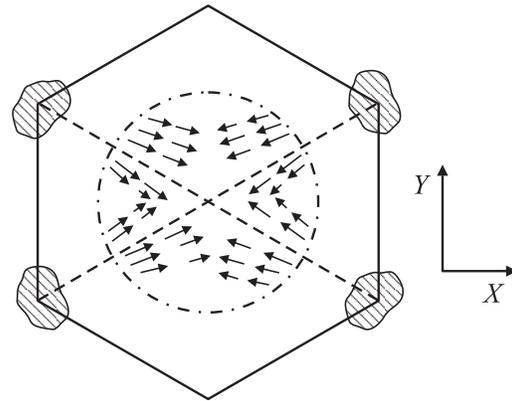
ния неоднородных механических напряжений на магнитную структуру  $\text{FeVO}_3$ , результаты которых приведены далее. Выполненные исследования, в частности, показали, что помимо хорошо известного влияния упругих деформаций на такие параметры магнитоупорядоченной среды, как коэрцитивная сила, магнитная восприимчивость, критическая температура и другие, в соответствии с моделью [3] упругие неоднородности могут приводить к изменению вида магнитного упорядочения кристалла.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Все исследования были выполнены на номинально чистом (беспримесном) монокристалле  $\text{FeVO}_3$ , выращенном методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Образец имел вид плоскопараллельной пластинки толщиной  $\approx 50 \mu\text{m}$  с поперечными размерами  $\sim 3 \times 3 \text{mm}$ , развитые грани которой совпадали с базисной плоскостью (с плоскостью легкого намагничивания) и имели форму, близкую к правильному шестиугольнику. Поверхности исследуемого образца имели достаточно высокое оптическое качество и не подвергались какой-либо механической обработке.

Для создания в кристалле механических напряжений исследуемый образец приклеивался (клей БФ-2) четырьмя своими углами (рис. 1) к медной шайбе так, чтобы его центр совпадал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась на хладопроводе азотного оптического криостата. При понижении температуры от комнатной происходит деформация шайбы (ее диаметр уменьшается), которая передается образцу, вызывая его упругие напряжения. Согласно результатам, полученным в [4], в этом случае происходит сжатие кристалла в базисной плоскости вдоль радиусов шайбы.

На рис. 1 схематически показано направление сжимающих кристалл сил и распределение продольных („сжимающих“) компонент тензора возникающих в центральной области „приклеенного“ образца напряжений. Как видно из рис. 1, сжимающие силы создают в образце поле упругих напряжений, неоднородное по его площади. Эти напряжения наводят в базисной плоскости  $\text{FeVO}_3$  дополнительную пространственно неоднородную анизотропию, характеризующуюся константой  $K_A \propto \Lambda \sigma(x, y)$  (где  $\Lambda$  — константа магнитоупругости,  $\sigma(x, y) = f(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$  — эффективное плоскостное напряжение в точке на базисной плоскости с координатами  $x, y$  и азимутом оси  $\Theta_A(x, y)$  [5]. Поскольку ненапряженный  $\text{FeVO}_3$  в магнитном отношении практически изотропен в базисной плоскости (при температуре  $T = 77 \text{K}$  эффективное поле внутривоскостной гексагональной анизотропии  $H_a < 1 \text{Oe}$  и уменьшается с ростом  $T$  [6]), можно ожидать, что анизотропия, наведенная напряжениями, будет играть заметную роль в процессе намагничивания „приклеенного“ образца.

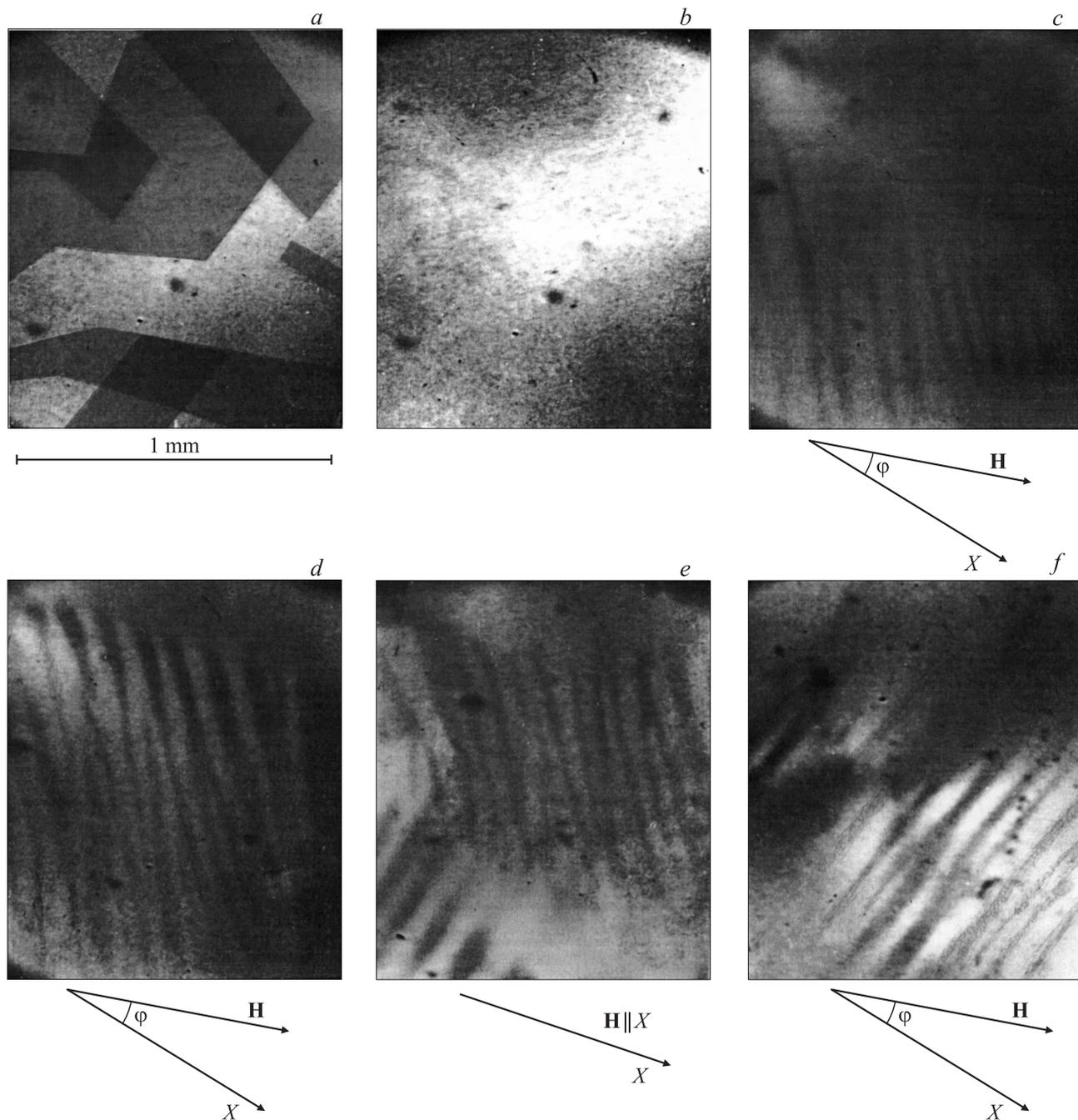


**Рис. 1.** Схематическое изображение исследуемого кристалла. Заштрихованные области — капли клея, которыми кристалл приклеен к медной шайбе. Штриховые линии — направления сжимающих кристалл сил. Штрихпунктирная окружность — контур отверстия шайбы. Стрелки — „сжимающие“ компоненты тензора напряжений (длина стрелок пропорциональна величине локальной сжимающей силы).

Изучение влияния неоднородных напряжений на магнитное состояние  $\text{FeVO}_3$  проводилось магнитооптическим методом, аналогичным описанному в [7]: с помощью поляризационного микроскопа визуально исследовалась эволюция доменной структуры (ДС) образца, вызванная возникающими в кристалле напряжениями, а также изменениями величины и направления внешнего магнитного поля, прикладываемаемого в базисной плоскости. Наблюдение ДС осуществлялось „на просвет“ в области длин волн  $\lambda \approx 0.5 \mu\text{m}$  (в окне оптической прозрачности  $\text{FeVO}_3$ ) при нормальном падении света на плоскость образца (при распространении света вдоль оптической оси кристалла — оси  $C_3$ ). Система намагничивания, состоящая из двух скрещенных пар катушек Гельмгольца, позволяла создавать в области образца однородное магнитное поле напряженностью  $H \leq 70 \text{Oe}$  и ориентировать вектор  $\mathbf{H}$  вдоль любого направления в базисной плоскости кристалла с погрешностью  $\sim \pm 1^\circ$  при  $|\mathbf{H}| = \text{const}$ . Полученные изображения образца фиксировались цифровой фотокамерой.

## 3. Экспериментальные результаты

При комнатной температуре в размагниченном состоянии образец имел обычную для свободных от механических напряжений достаточно тонких кристаллов  $\text{FeVO}_3$  регулярную двухслойную 180 градусную ДС, визуализирующуюся в виде полос шириной  $0.3\text{--}0.5 \text{mm}$  с четко очерченными границами [4,8,9]. При охлаждении образца его ДС, оставаясь двухслойной, существенно менялась: ниже  $T \approx 200 \text{K}$  доменные границы постепенно ис-



**Рис. 2.** Изображения неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$ , полученные в поляризованном свете при  $T = 80 \text{ К}$  и различной напряженности и ориентации магнитного поля в базисной плоскости кристалла.  $H$ , Ое:  $a - 0$ ,  $b - 10$ ,  $c - 12$ ,  $d-f - 13$ . Показаны направления оси  $X$  и вектора  $H$ ;  $\varphi \approx 10^\circ$  — угол между осью  $X$  и направлением намагничивания.

кривлялись и домены приобретали форму сложных, различающихся по площади геометрических фигур.<sup>1</sup> При этом конкретная реализация доменной конфигурации, как правило, менялась при каждом охлаждении образца. В качестве примера на рис. 2,  $a$  показан типичный вид ДС „приклеенного“ образца, наблюдаемый в нулевом

<sup>1</sup> Известно, что возникновение нерегулярной ДС указывает на наличие в монокристаллическом магнетике неоднородных механических напряжений (см., например, [10]).

магнитном поле при  $T = 80 \text{ К}$  (визуально „темные“ домены воспринимаются коричневыми, „светлые“ — зелеными). Обратившись к рис. 2,  $a$ , можно заметить, что хотя домены имеют разную форму, в целом углы, образованные доменными границами в плоскости образца, близки к  $120$  или  $60^\circ$ . Следовательно, азимуты преимущественной ориентации векторов ферромагнетизма  $m$  в ДС „приклеенного“ кристалла при  $T = 80 \text{ К}$  различаются между собой приблизительно на  $60$  или  $120^\circ$ .

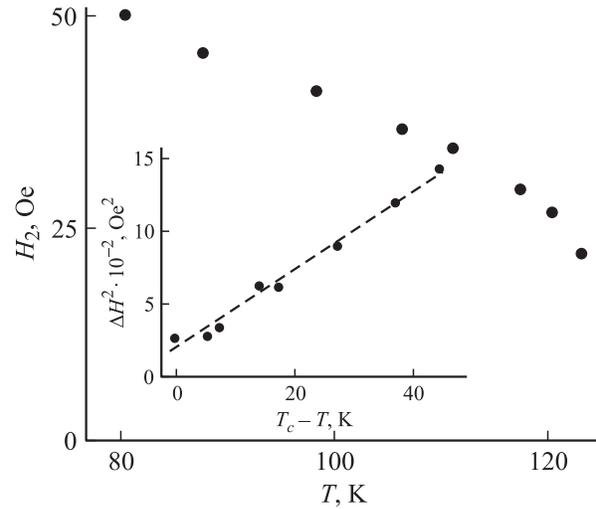
Известно, что в силу слабой внутрислойной магнитокристаллической анизотропии в напряженном состоянии кристалла  $\text{FeVO}_3$  при  $H = 0$  вектор  $\mathbf{m}$  ориентируется в базисной плоскости перпендикулярно направлению сжатия [9,11]. Принимая во внимание это обстоятельство и учитывая симметрию сжимающих сил (рис. 1), а также величину углов, образованных доменными границами в базисной плоскости, можно заключить, что при низкой температуре „приклеенный“ образец имеет две оси легкого намагничивания, ориентированные в его плоскости под углами к оси  $Y$ , близкими к  $\pm 30^\circ$  (ориентация осей лабораторной системы координат показана на рис. 1), т.е. приблизительно перпендикулярно направлению сжимающих кристалл сил (перпендикулярно осям трудного намагничивания).

В области достаточно высоких температур техническое намагничивание „приклеенного“ образца в базисной плоскости происходило обычным образом: площади доменов, азимут вектора  $\mathbf{m}$  в которых составляет острый угол с  $\mathbf{H}$ , росли за счет доменов с менее выгодной ориентацией  $\mathbf{m}$  до тех пор, пока в поле  $H_0 \approx 7-10$  Ое (в зависимости от  $T$  и ориентации  $\mathbf{H}$ ) на изображении кристалла не оставалось доменных границ (рис. 2, *b*),<sup>2</sup> т.е. его намагниченность ни достигала насыщения. Однако ниже  $T_c \approx 125$  К при намагничивании образца вблизи направления оси  $X$  при достижении полем величины  $H_0 \approx 10$  Ое домены в базисной плоскости пропадали, а затем с ростом  $H$  на изображении образца проявлялись квазипериодические системы чередующихся „светлых“ и „темных“ полос. При отклонении  $\mathbf{H}$  от этого выделенного в базисной плоскости „приклеенного“ кристалла направления на угол  $-5 \leq \varphi \leq +5^\circ$  можно было наблюдать одновременно две системы полос, а при  $5 \leq |\varphi| \leq 10^\circ$  — только ту из них, для которой угол между вектором  $\mathbf{H}$  и перпендикулярном к среднему направлению полос был наименьшим (рис. 2, *c-f*). При дальнейшем увеличении угла  $\varphi$  появление полос на изображении кристалла не наблюдалось вплоть до максимально достижимой в эксперименте напряженности магнитного поля.

Отметим, что манипуляции напряженностью поля и его ориентацией в базисной плоскости не приводили к появлению аналогичных полос на изображениях этого же образца в отсутствие в нем напряжений во всей исследуемой области температур.<sup>3</sup> Также не сообщалось о возникновении полос при визуальном наблюдении за процессом намагничивания монокристалла  $\text{FeVO}_3$ , подвергнутого однородному одноосному сжатию в базисной плоскости [9], или при возникновении в его базисной плоскости напряжений с симметрией  $C_3$  [4].

<sup>2</sup> Некоторая неоднородность окраски, наблюдаемая на изображении образца, приведенном на рис. 2, *b*, вероятно, связана с двулучепреломлением, наведенным в напряженном образце деформациями кристаллической решетки.

<sup>3</sup> Конструкция держателя образца, сводящая к минимуму воздействие на кристалл температурных деформаций металлического хладопровода криостата, т.е. позволяющая проводить исследования на „ненапряженном“ образце, описана в [8].



**Рис. 3.** Температурная зависимость поля исчезновения системы полос на изображении исследованного кристалла. На вставке — зависимость величины  $\Delta H^2 = (H_2 - H_1^2)$  от разности  $T_c - T$ .  $T_c = 125$  К,  $H_1 = 12$  Ое.

Экспериментально было установлено, что при нормальном падении света на плоскость напряженного образца максимальный контраст изображения систем полос наблюдался, когда ось пропускания анализатора была слегка отклонена от „скрещенного“ положения с осью пропускания поляризатора (изображения полос, представленные на рис. 2, *c-f*, получены при угле между осями поляризатора и анализатора  $\Delta \approx 95^\circ$ ). Причем при синхронном повороте поляризатора и анализатора вокруг направления распространения света на угол  $\sim 10-15^\circ$  (в зависимости от  $T$  и  $H$ ) можно было получить инверсное изображение полос, т.е. при таком повороте поляризатора и анализатора „светлые“ полосы становились „темными“, а „темные“ — „светлыми“.<sup>4</sup>

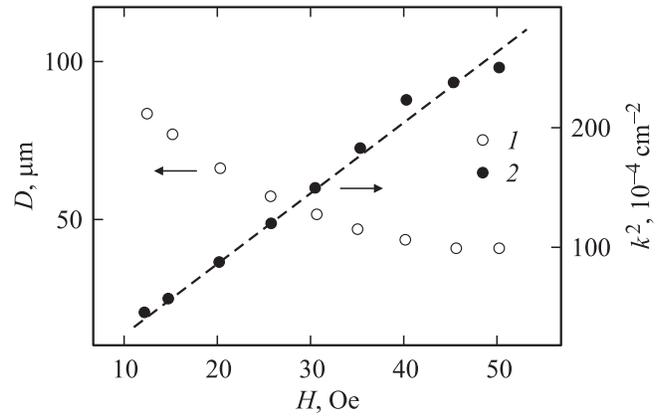
Возникающие системы полос существовали в зависимости от температуры интервале полей  $H_1 \leq \Delta H \leq H_2$  (интервалы  $\Delta H$  для каждой системы полос несколько различаются между собой) и исчезали (с ухудшением контраста между соседними „темными“ и „светлыми“ полосами) при  $H = H_2$ . Как показали наблюдения, процесс возникновения и исчезновения полос растянут в некотором интервале полей. При  $H = H_1$  полосы возникают лишь в небольшой области кристалла (рис. 2, *c*); с ростом  $H$  полосы постепенно удлиняются, „прорастая“ на всю наблюдаемую площадь образца (рис. 2, *d*). Затем при  $H \approx 0.9H_2$  в первую очередь полосы начинают пропадать в той области кристалла, где они появились при  $H = H_1$ , и постепенно, по мере достижения полем значения  $H_2$ , поверхность образца приобретает вид, близкий

<sup>4</sup> К сожалению (видимо из-за упоминавшегося выше влияния на поляризацию света двулучепреломления, наводимого в кристалле напряжениями), контраст получаемых при этом изображений полос был значительно хуже контраста полос, показанных на рис. 2, *c-f*, поэтому эти изображения здесь не приводятся.

к показанному на рис. 2, *b*. При повышении температуры интервал  $\Delta H$  уменьшается, достигая некоторого минимального значения при  $T = T_c$ . Для иллюстрации последнего факта на рис. 3 представлена температурная зависимость поля  $H_2$ , полученная для системы полос, изображения которой показаны на рис. 2, *c, d* (для этой системы полос величина  $H_1$  при изменении  $T$  от 80 до 125 К уменьшается примерно от 12 до 11.5 Ое; для системы полос, изображение которой представлено на рис. 2, *f*,  $H_1 \approx 13$  Ое,  $H_2 \approx 52$  Ое).

Как следует из рис. 2, *c-f*, среднее направление полос составляет с осью  $X$  угол  $\sim \pm 60^\circ (\pm 120^\circ)$ , который, согласно наблюдениям, в пределах точности эксперимента не изменяется во всей области полей и температур существования полос. Отметим, что при инверсии вектора  $\mathbf{H}$  направление полос относительно оси  $X$  не изменяется. Из рис. 2, *c-f* видно, что пространственные периоды  $D$  (средние расстояния между „темными“ и „светлыми“ полосами) двух систем полос заметно различаются. В то же время оказалось, что зависимости  $D$  от  $T$  и  $H$  для обеих систем полос схожи: в исследованном температурном интервале период  $D$  практически не зависит от  $T$ , но монотонно изменяется при изменении величины  $H$ , причем при перемагничивании кристалла не наблюдалось заметного гистерезиса значений  $D$ . Изменение  $D$  при увеличении (уменьшении)  $H$  происходило путем одновременного уменьшения (увеличения) ширины „светлых“ и „темных“ полос, т. е. с ростом (уменьшением)  $H$  наблюдался рост (уменьшение) числа полос на единицу площади поверхности образца. Обратим внимание на то, что некоторые полосы на рис. 2, *c-f* раздвоены книзу; как показали наблюдения, при увеличении  $H$  эти полосы из одной превращаются в две, при этом раздвоенными книзу оказываются другие полосы. Данный процесс и определяет уменьшение периода  $D$  при росте  $H$ . На рис. 4 приведена полевая зависимость периода системы полос, изображения которой показаны на рис. 2, *c, d*. Представленные на рис. 4 величины  $D$  определялись усреднением расстояний (измеряемых при помощи окуляра-микрометра) между шестью соседними полосами, наблюдаемыми при заданном  $H$  в центральной части образца.

При интерпретации полученных результатов учтем, что сжатие  $\text{FeVO}_3$  в базисной плоскости не приводит к выходу вектора  $\mathbf{m}$  из плоскости образца [9], следовательно, основными магнитооптическими эффектами при нормальном падении света на плоскость исследуемого кристалла будут магнитное линейное двулучепреломление и магнитный линейный дихроизм (МЛД). Из результатов измерений, выполненных в [7], следует, что в выбранной геометрии эксперимента в спектральной области  $\lambda \approx 0.5 \mu\text{m}$  вклад магнитного линейного двулучепреломления в интенсивность света, формирующего изображения кристалла, незначителен. Следовательно, контраст наблюдаемых систем полос в основном возникает за счет различия величины МЛД в соседних участках образца в направлении, перпендикулярном направлению



**Рис. 4.** Полевые зависимости пространственного периода системы полос (1) и квадрата модуля волнового вектора модулированной магнитной структуры (2), полученные при ориентации вектора  $\mathbf{H}$  под углом  $10^\circ$  к оси  $X$  ( $T = 80$  К). Штриховая линия — зависимость  $k^2 \propto H - \text{const}$ .

полос. Как уже отмечалось, наилучший контраст полос наблюдался в слегка „расскращенной“ геометрии осей пропускания поляризатора и анализатора. В этом случае интенсивность света, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор в точке на плоскости образца с координатами  $x$  и  $y$ , можно представить как

$$I(x, y) = I_0 \cos^2[\Delta + \alpha(x, y)] \approx I_0 [1 + \cos 2\Delta - 2\alpha(x, y) \sin 2\Delta] / 2, \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность света на выходе из образца,  $\Delta = \pi/2 + \phi$  — угол между осями пропускания поляризатора и анализатора ( $\phi \ll \pi/2$ ),  $\alpha(x, y)$  — угол поворота плоскости поляризации света за счет МЛД в образце [7].

На основании (1) контраст изображения системы полос в направлении, перпендикулярном среднему направлению полос, определяется как

$$\Delta I = I(r_1) - I(r_2) = I_0 \sin 2\Delta [\alpha(r_2) - \alpha(r_1)], \quad (2)$$

где  $\alpha(r_1)$  и  $\alpha(r_2)$  — величина МЛД в точках  $r_1$  и  $r_2$  (ось  $r$  лежит в плоскости образца и перпендикулярна среднему направлению полос).

Известно [12], что МЛД в  $\text{FeVO}_3$  определяется плоскостной компонентой вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2$ , где  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — подрешеточные магнитные моменты (соответственно  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2$ ,  $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$ ). Учитывая зависимость величины МЛД от ориентации вектора  $\mathbf{l}$  относительно плоскости поляризации падающего на кристалл света [12], выражение (2) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \Delta I &= \alpha I_0 \sin 2\Delta \{ \sin 2[\vartheta - \beta(r_2)] - \sin 2[\vartheta - \beta(r_1)] \} \\ &= 2\alpha I_0 \sin 2\Delta \sin [\beta(r_2) - \beta(r_1)] \\ &\quad \times \cos 2\{ \vartheta - [\beta(r_1) - \beta(r_2)] / 2 \}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\alpha$  — максимальное магнитооптическое вращение плоскости поляризации прошедшего кристалл света (по

нашим данным  $\alpha \approx 0.3^\circ$ ),  $\vartheta$  — угол между осью пропускания поляризатора и осью  $r$ ,  $\beta(r_1)$  и  $\beta(r_2)$  — азимуты (относительно той же оси) локального вектора  $\mathbf{l}$  в точках  $r_1$  и  $r_2$ .

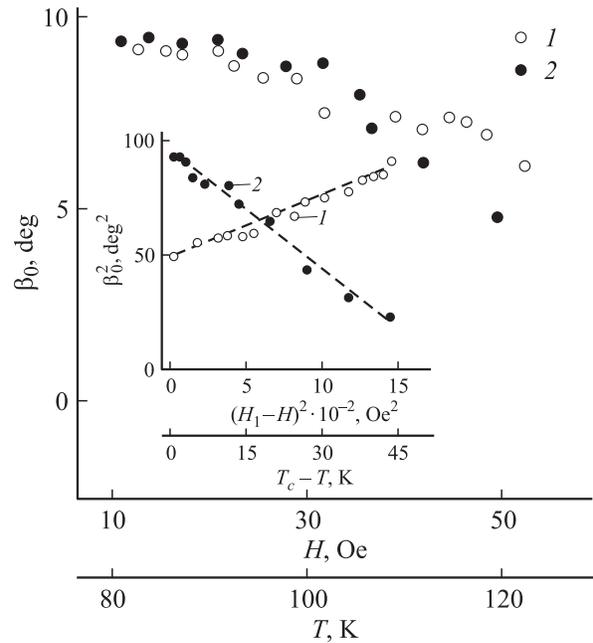
Если под  $r_1$  и  $r_2$  понимать координаты центров соседних „светлой“ и „темной“ полос, то из (3) вытекает, что максимальный контраст изображения системы полос будет наблюдаться при условиях:  $\vartheta_1 = [\beta(r_1) - \beta(r_2)]/2$  и  $\vartheta_2 = [\beta(r_2) - \beta(r_1)]/2$ . Следовательно, при синхронном повороте поляризатора и анализатора вокруг направления распространения света (при  $\Delta = \text{const}$ ) на угол  $[\beta(r_2) - \beta(r_1)]/2$  должно возникать инверсное изображение полос, что и наблюдалось экспериментально. Очевидно, что разность углов двух положений поляризатора ( $\vartheta_1 - \vartheta_2$ ), при которых наблюдается максимальный контраст прямого и инверсного изображения полос, будет в точности равна разности азимута вектора  $\mathbf{l}$  в центрах соседних полос.

Из полученных выше результатов можно заключить, что системы полос, возникающие на изображениях неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$ , обуславливаются вариациями азимутального угла локального вектора  $\mathbf{l}$  в базисной плоскости кристалла вдоль направления  $r$ . Отсутствие резких границ между „светлыми“ и „темными“ полосами, а также их периодичность позволяют на основании (3) описать пространственное распределение азимута вектора  $\mathbf{l}$  в плоскости „приклеенного“ образца при  $T < 125$  К в области полей существования систем полос периодической функцией типа

$$\beta = \beta_0 \cos kr + \gamma, \quad (4)$$

где  $k = 2\pi/D$  — модуль волнового вектора системы полос ( $\mathbf{k}$  параллелен оси  $r$ ),  $\gamma \approx \pm 30^\circ$  — угол между осью  $X$  и направлением вектора  $\mathbf{k}$  (т.е. в пределах точности эксперимента  $\mathbf{k}$  коллинеарен одному из направлений сжимающих сил),  $\beta_0$  — амплитуда угла отклонения локального вектора  $\mathbf{l}$  от направления, перпендикулярного вектору  $\mathbf{k}$  (или амплитуда отклонения вектора  $\mathbf{m}$  от направления средней намагниченности). При этом в соответствии с наблюдаемым при росте температуры и напряженности магнитного поля ухудшением контраста между „светлыми“ и „темными“ полосами следует положить  $\beta_0$  функцией  $T$  и  $H$ . Полевая и температурная зависимости угла  $\beta_0$  (полученные из измерений разности  $\vartheta_1 - \vartheta_2$ ) для системы полос, изображения которой приведены на рис. 2, *c, d*, представлены на рис. 5. Существенно, что, так же как и в ММС, исследованной в [3], в нашем случае период модуляции азимута вектора  $\mathbf{l}(\mathbf{m})$  уменьшается с ростом  $H$  (рис. 4).

Выполненный выше анализ результатов наблюдений позволяет констатировать, что при ориентации  $\mathbf{H}$  вблизи диагонали меньшего из углов между направлениями сжимающих образец сил в процессе доворота вектора средней намагниченности к направлению  $\mathbf{H}$  поле



**Рис. 5.** Полевая и температурная зависимости угла  $\beta_0$ . 1 —  $\beta_0(T)$ ,  $H = H_1 = 12$  Ое; 2 —  $\beta_0(H)$ ,  $T = 80$  К. На вставке — зависимости  $\beta_0^2$  от  $T_c - T$  (1) и  $\beta_0^2$  от  $(H_1 - H)^2$  (2).  $T_c = 125$  К. Штриховые прямые проведены для наглядности.

$H_1 < H < H_2$  индуцирует переход кристалла из однородного магнитного состояния (состояния с параллельными локальными векторами  $\mathbf{l}(\mathbf{m})$ ) в пространственно модулированное с волновым вектором, ориентированным под углом  $\sim 30^\circ$  к  $\mathbf{H}$ . Приблизительно под этим же углом вектор  $\mathbf{k}$  ориентируется к направлению легкой оси, т.е. модуляция азимута вектора  $\mathbf{l}(\mathbf{m})$  возникает, когда вектор средней намагниченности оказывается направленным вдоль сжимающих кристалл сил (рис. 1). Именно в этих направлениях максимальна величина напряжений, а следовательно, наиболее сильна тенденция ориентации  $\mathbf{m}$  перпендикулярно направлению сжатия. Из полевых и температурных зависимостей угла  $\beta_0$  и периода модуляции  $D$  (при  $H = H_1$  и  $H = H_2$  величины  $D$ ,  $\beta_0 \neq 0$  (рис. 4, 5)) следует, что переходы „низкополевая“ однородная магнитная структура  $\rightarrow$  ММС  $\rightarrow$  „высокополевая“ однородная магнитная структура — фазовые переходы первого рода. Реализующаяся модулированная магнитная фаза представляется в виде статичной поперечной спиновой волны, линейно поляризованной в базисной плоскости кристалла, в которой азимут вектора слабого ферромагнетизма осциллирует около направления средней намагниченности. Аналогичную (за исключением различия угла между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$ ) структуру имеет неколлинеарная магнитная фаза исследованных в [3] кристаллов  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ . Учитывая ориентацию полос в плоскости „приклеенного“ образца (рис. 2, *d, f*), можно заключить, что в отличие от ММС, реализующихся во внешнем магнитном поле в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  [3], сим-

метрия волновых векторов которых отражает гексагональную симметрию кристаллов в базисной плоскости, в нашем случае симметрия исследованной магнитной сверхструктуры определяется симметрией возникающих в кристалле напряжений.

Таким образом, несмотря на некоторые различия в деталях между неколлинеарными магнитными фазами неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  и кристаллов  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  и  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ , в целом, выполненные исследования подтверждают модель возникновения ММС легкоспоскостных слабых ферромагнетиков, предложенную в [3]. Поэтому обсуждение полученных экспериментальных результатов проведем на основе этой модели.

#### 4. Обсуждение результатов

Следуя работе [3], описание ММС, возникающей в неоднородно напряженном  $\text{FeVO}_3$ , проведем в рамках феноменологической теории фазовых переходов, основывающейся на исследовании термодинамического потенциала кристалла с неоднородным распределением параметра порядка [1,13]. Для простоты рассмотрим неколлинеарную магнитную фазу исследованного кристалла с одним вектором  $\mathbf{k}$ , т.е. будем считать, что вектор  $\mathbf{H}$  отклонен от оси  $X$  на  $10^\circ$ . Поскольку, согласно эксперименту, направление  $\mathbf{k}$  практически не зависит от  $H$  и  $T$ , рассмотрение удобно провести в прямоугольной системе координат, одна из осей которой параллельна вектору  $\mathbf{k}$  (ось  $r$ , см. формулу (4)). При этом будем учитывать, что в разложении термодинамического потенциала слабых ферромагнетиков по степеням параметра порядка слагаемыми, содержащими  $\mathbf{m}$ , можно пренебречь по сравнению с членами, зависящими от  $\mathbf{l}$  [14]. Поскольку в выбранной системе координат в модулированном магнитном состоянии кристалла проекция вектора антиферромагнетизма на ось  $r$  суть  $l_{\parallel} = |\mathbf{l}| \sin \beta \approx |\mathbf{l}| \beta \ll |\mathbf{l}|$ , а перпендикулярная этой оси компонента  $l_{\perp} \approx |\mathbf{l}| = \text{const}$ , достаточно разложить термодинамический потенциал кристалла по  $l_{\parallel}$  и учитывать лишь инварианты с производными по текущей координате вдоль оси  $r$ . Это позволяет представить анизотропную часть термодинамического потенциала кристалла (с учетом магнитных и упругих неоднородностей) как

$$\Phi = \int \left[ a l_i^2 + b l_i^4 + a_1 l_i^2 + b_1 l_i^2 + \eta (l_i u_{ij} - \dot{u}_{ij} l_i) + v u_{ij}^2 + \xi \dot{u}_{ij}^2 \right] dr, \quad (5)$$

где  $l_i \equiv l_{\parallel}$ ;  $a, b, a_1, b_1, \eta, v, \xi$  — коэффициенты разложения;  $u_{ij}$  — компонента тензора деформации, такая, что существует инвариант с коэффициентом  $\eta$ , учитывающий взаимодействие  $l$  и  $u$ ; точки над  $l$  и  $u$  означают соответствующую производную по  $r$ .

Термодинамический потенциал, совпадающий по структуре с (5) (с заменой компоненты вектора антиферромагнетизма на соответствующую компоненту вектора

поляризации), применялся, например, в [15] для описания переходов в модулированную (несоразмерную) фазу в сегнетоэлектриках. Там же приведена аргументация ограничения числа слагаемых в (5). Минимизируя  $\Phi$  по  $u$  и исключая  $u$  и  $\dot{u}$  из (5), получим (см. [15])

$$\Phi = \int \left[ a l_i^2 + b l_i^4 + \left( a_1 - \frac{\eta^2}{v} \right) \dot{l}_i^2 + \left( b_1 + \frac{\eta^2 \xi}{v^2} \right) \dot{l}_i^2 \right] dr. \quad (6)$$

Такой вид функционала  $\Phi$  с коэффициентом  $a < 0$  (в обменном приближении с учетом лишь одноосной анизотропии  $a = (J + K)$ , где  $J(T)$  и  $K(T)$  — соответственно обменная константа и константа одноосной магнитной анизотропии) широко используется при исследованиях перехода (первого рода) магнитоупорядоченной среды из однородного состояния в модулированное, и следствия теоретического рассмотрения потенциала (6) хорошо известны (см., например, [1,13]). Поэтому при интерпретации данных эксперимента воспользуемся результатами, полученными в [13]. Вместе с тем учтем, что в отличие от рассмотренных в [13] фазовых переходов, происходящих при изменении температуры, в нашем случае ММС возникает во внешнем магнитном поле.

При обсуждении результатов эксперимента удобно переписать функционал  $\Phi$  в виде

$$\Phi = \int \left[ \frac{1}{2} A \beta^2 + \frac{1}{4} B \beta^4 + \frac{1}{2} \alpha (\dot{\beta})^2 + \frac{1}{4} \delta (\ddot{\beta})^2 \right] dr, \quad (7)$$

где  $A < 0, B, \delta > 0$  — не зависящие от  $H$  и  $T$  константы, а коэффициент  $\alpha$  может изменять знак при изменении внешних условий (как видно из (6), простого физического смысла  $\alpha$  и  $\delta$  не имеют).

Согласно [13], модулированное магнитное состояние становится энергетически выгодным, когда коэффициент при квадрате первой производной в (7) становится меньше нуля. Поскольку в нашем случае (так же как и в [3]) ММС возникает в процессе вращения вектора намагниченности в базисной плоскости кристалла во внешнем магнитном поле, для выполнения условия перехода в модулированное магнитное состояние необходимо считать коэффициент  $\alpha$  зависящим от  $H$ , а  $A = l^2 K$  ( $K$  — константа одноосной анизотропии, наведенной в кристалле напряжениями).<sup>5</sup> Как показано в [13], при  $\alpha < 0$  вблизи точки фазового перехода функционал (7) минимизируется гармонической функцией  $\beta(r)$ , которая в принятых нами обозначениях аналогична функции (4) с параметрами

$$\beta_0 = 2(-A_k/3B)^{1/2},$$

$$k = (-\alpha/\delta)^{1/2} \propto (H - H_c)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $A_k = A - \frac{1}{28} \alpha^2$ ,  $H_c$  — критическое поле. При этом значения термодинамического потенциала в однород-

<sup>5</sup> Мы не включили в (7) зеемановскую энергию кристалла  $-mH \int \cos(\gamma + \beta) dr \approx -mH \int (\cos \gamma - \beta \sin \gamma) dr$ , считая, как и выше, что зависящим от  $m$  вкладом  $mH \sin \gamma \int \beta dr$  в  $\Phi$  можно пренебречь.

ной магнитной фазе  $\Phi = \Phi_1 = -\frac{1}{4B}A^2$ , а в модулированной —  $\Phi = \Phi_2 = -\frac{1}{6B}(A - \frac{1}{2\delta}\alpha^2)^2$ . Следовательно, модулированное магнитное состояние кристалла будет устойчивым при  $(A - \frac{1}{2\delta}\alpha^2)^2 > \frac{3}{2}A^2$ , что эквивалентно условию

$$(\sqrt{6} - 2)A\delta \approx 0.4A\delta > \alpha^2. \quad (9)$$

Основываясь на соотношении (8) и экспериментально полученной полевой зависимости периода исследованной ММС (как видно из рис. 4,  $k^2(H) \propto H - \text{const}$ ), можно переопределить коэффициент при квадрате первой производной в (7) следующим образом:

$$\alpha = \alpha_0 - s_1 l H = \alpha_0 - sH, \quad (10)$$

где  $\alpha_0, s_1 > 0$  — не зависящие от  $H$  и  $T$  константы.<sup>6</sup> Тогда при  $H > \alpha_0/s$  условие (9) представляется в виде  $0.4A\delta > (\alpha_0 - sH)^2$ , откуда следует, что в интервале полей  $\alpha_0/s \leq \Delta H \leq (\alpha_0 + \sqrt{0.4A\delta})/s$  в кристалле будет существовать ММС. В принятой нами модели волновой вектор структуры  $k = [(sH - \alpha_0)/\delta]^{1/2}$  и граничное поле  $H_1 = \alpha_0/s$  не зависят от  $T$ , что согласуется с результатами наблюдений (см. раздел 3), а сам интервал  $\Delta H$  будет определяться температурной зависимостью константы  $A$ . Принимая во внимание природу возникающей в кристалле магнитной анизотропии, можно записать

$$A \propto \sigma_c [1 + \varepsilon(T_c - T)], \quad (11)$$

где  $\sigma_c$  — средняя „сжимающая“ компонента тензора напряжений при  $T = T_c$ ,  $\varepsilon \ll 1$  — разность коэффициентов теплового расширения бората железа и меди (мы предполагаем, что в исследованном температурном интервале коэффициенты теплового расширения имеют линейную температурную зависимость, а константа магнитострикции  $\Lambda$  от  $T$  не зависит). Как видно из рис. 3, температурная зависимость  $A$  в форме (11) позволяет объяснить наблюдаемую экспериментально зависимость  $\Delta H(T)$ .

Обратимся к сравнению вытекающих из рассмотренной модели зависимостей угла  $\beta_0$  от  $T$  и  $H$  с результатами эксперимента. На основании соотношений (8) и (10) угол  $\beta_0$  представляется как

$$\beta_0 = 2 \left\{ \left[ A - \frac{1}{2\delta}(\alpha_0 - sH)^2 \right] / 3B \right\}^{1/2},$$

откуда  $\beta_0^2(T) \propto T_c - T + \text{const}$ ,  $\beta_0^2(H) \propto \text{const} - (H_1 - H)^2$ . Из рис. 5 видно, что именно такие зависимости  $\beta_0^2(T)$  и  $\beta_0^2(H)$  следуют из результатов измерений.

## 5. Заключение

Выполненные в настоящей работе исследования и результаты, полученные в [3], позволяют заключить, что индуцированные магнитным полем ориентационные фа-

<sup>6</sup> Множитель  $l$  обеспечивает инвариантность слагаемого  $s_1 l H$  к инверсии координат и обращению времени.

зовые переходы из однородного в модулированное магнитное состояние в магнитоупорядоченных кристаллах с анизотропией типа „легкая плоскость“ — достаточно распространенное явление. Однако, насколько нам известно, реализующиеся в этом случае длинноволновые ММС в монокристаллических средах ранее не наблюдались. Возможно, это связано с тем, что традиционно для исследований ММС кристаллических магнетиков используется метод дифракции нейтронов [1] — метод достаточно дорогостоящий и практически недоступный большинству исследователей. Кроме того, нейтронографический метод — непрямой в том смысле, что для получения информации об основных параметрах магнитной неоднородности среды требуется расшифровка нейтронограмм, допускающая неоднозначность интерпретации данных эксперимента. Благодаря оптической прозрачности бората железа в настоящей работе удалось с помощью магнитооптического метода визуально наблюдать процесс возникновения и эволюции модулированного магнитного состояния кристалла под действием магнитного поля, а также выяснить условия перехода этого класса слабых ферромагнетиков из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние. Существующая термодинамическая теория магнитных фазовых переходов позволила непротиворечиво описать (на качественном уровне) всю совокупность выявленных закономерностей поведения основных параметров исследованной ММС.<sup>7</sup>

## Список литературы

- [1] Ю.М. Изюмов. УФН **144**, 3, 439 (1984).
- [2] Y. Imry, S. Ma. Phys. Rev. Lett. **35**, 21, 1399 (1975).
- [3] Б.Ю. Соколов. ЖЭТФ **126**, 2 (8), 472 (2004).
- [4] Б.Ю. Соколов. ЖТФ **76**, 5, 56 (2006).
- [5] Б.А. Беляев, А.В. Изотов. ФТТ **49**, 9, 1651 (2007).
- [6] Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.И. Медведев, М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЖЭТФ **95**, 2, 613 (1989).
- [7] С.Р. Бойдедаев, Д.Р. Джураев, Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов. Опт. и спектр. **104**, 4, 670 (2008).
- [8] Б.Ю. Соколов. ФТТ **47**, 9, 1644 (2005).
- [9] G.V. Scott. J. Phys. D: Appl. Phys. **7**, 11, 1574 (1974).
- [10] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
- [11] М.М. Фарздинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). 155 с.
- [12] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ФТТ **26**, 1, 220 (1984).
- [13] A. Michelson. Phys. Rev. B **16**, 1, 577; 5121 (1977).
- [14] И.Е. Дзялошинский, В.И. Манько. ЖЭТФ **46**, 4, 1352 (1964).
- [15] Д.Г. Санников. ФТТ **50**, 4, 715 (2008).

<sup>7</sup> Мы не обсуждали зависимость условий возникновения ММС от ориентации вектора  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости кристалла. Очевидно, что используемая модель фазового перехода не может описать весь процесс вращения намагниченности во внешнем магнитном поле; этот вопрос выходит за рамки цели настоящей работы.