

# Влияние неоднородных механических напряжений на доменную структуру бората железа

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,  
700174 Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 16 ноября 2004 г.)

Магнитооптическим методом исследовано влияние неоднородных радиально направленных механических напряжений на доменную структуру, магнитную восприимчивость и петли магнитного гистерезиса монокристалла  $\text{FeVO}_3$ . Обнаружено, что в магнитном поле, приложенном в базисной плоскости  $\text{FeVO}_3$  вдоль направления вектора напряжения, в процессе намагничивания в кристалле возникает система клиновидных доменов, существующая в некотором зависящем от температуры интервале полей  $H_0 \leq H \leq H_c$ . Установлено, что возникновение системы клиновидных доменов оказывает существенное влияние на процесс технического намагничивания напряженного кристалла. Обсуждение полученных результатов проведено в рамках термодинамической теории доменной структуры. Показано, что используемая теоретическая модель позволяет описать экспериментально полученные температурную и полевую зависимости величины  $D/\sqrt{L}$  ( $D$  – средняя ширина клиновидного домена,  $L$  — его длина), при этом рассчитанное значение  $D$  оказывается примерно в 1.3 раза меньше ширины наблюдаемых доменов.

Борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ) — один из немногочисленных известных в настоящее время легкоплоскостных слабых ферромагнетиков, прозрачных в видимой области спектра, что делает его удобным объектом для визуального изучения магнитного состояния и процесса намагничивания этого класса магнетиков магнитооптическим методом. Так, например, в [1,2] с помощью поляризационного микроскопа фарадеевской методикой исследовались доменная структура (ДС)  $\text{FeVO}_3$ , а также влияние на нее сжимающего механического напряжения и внешнего магнитного поля, прикладываемых в базисной плоскости кристалла. В результате выполненных в [1,2] исследований, в частности, было установлено, что как относительная ориентация вектора спонтанной намагниченности  $I_s$  в соседних доменах, так и направление доменных границ (ДГ) в  $\text{FeVO}_3$  чрезвычайно чувствительны к наличию в кристалле механических напряжений.

В отличие от [1,2], где эксперименты проводились в условиях однородного одноосного напряжения кристалла, далее представлены результаты исследований влияния на ДС  $\text{FeVO}_3$  неоднородных механических напряжений. Поскольку прозрачные слабые ферромагнетики являются (в первую очередь, благодаря высокой подвижности ДГ) перспективной средой для элементной базы различных приборов техники оптической связи [3], помимо чисто научного интереса эти исследования были стимулированы и проблемами прикладного характера. Такого рода проблемы неизбежно возникают при разработке конструкции того или иного функционального элемента прибора, когда необходимо учесть возможные изменения основных характеристик (магнитной восприимчивости, коэрцитивной силы и т.п.) используемого магнитного материала под действием механических напряжений, вызванных, например, деформацией узлов крепления функционального элемента при измерении температуры окружающей среды.

## 1. Образцы и методика эксперимента

Используемый в экспериментах образец монокристалла  $\text{FeVO}_3$  (пространственная группа  $D_{3d}^6$ ) представлял собой плоскопараллельную пластинку почти правильной шестиугольной формы толщиной  $\approx 45 \mu\text{m}$  с поперечным размером  $\sim 3 \text{mm}$ . Развитые грани кристалла совпадали с плоскостью легкого намагничивания (с базисной плоскостью). Поверхности кристалла имели достаточно высокое оптическое качество и не подвергались какой-либо дополнительной обработке.

Исследования ДС проводились в области максимальной прозрачности  $\text{FeVO}_3$  (в области длин волн  $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$ ) „на просвет“. Изображение доменов наблюдалось визуально в поляризационный микроскоп и фиксировалось цифровой фотокамерой, состыкованной с компьютером. Магнитооптический контраст изображения ДС возникал за счет различия знака эффекта Фарадея в соседних доменах. Поскольку магнитная структура  $\text{FeVO}_3$  позволяет наблюдать эффект Фарадея только под углом к оптической оси (оси  $C_3$ ) кристалла (магнитооптическое вращение возникает за счет появляющейся при такой ориентации кристалла проекции вектора  $I_s$  на направление распространения света) [4], в эксперименте образец ориентировался таким образом, чтобы нормаль к его базисной плоскости (ось  $C_3$ ) составляла с направлением падающего света угол  $\sim 10^\circ$ .<sup>1</sup>

Образец размещался в азотном оптическом криостате, обеспечивающем проведение наблюдений в температурном интервале  $90 \leq T \leq 290 \text{K}$ . Система намагничивания, состоящая из двух пар катушек Гельмгольца, позволяла создавать в области расположения образца

<sup>1</sup> При больших углах отклонения направления распространения света от оптической оси заметным становится влияние на поляризацию света естественного кристаллического двулучепреломления, что ведет к снижению контраста получаемых изображений ДС.

вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений однородное магнитное поле напряженностью  $H \leq 70$  Ое (во всех экспериментах вектор  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости образца).

Кроме визуального наблюдения ДС образца и ее эволюции под действием поля  $H$  экспериментально исследовались петли магнитного гистерезиса эффекта Фарадея — зависимости  $\alpha$  от  $H$  ( $\alpha$  — угол фарадеевского вращения) и температурная зависимость магнитооптической восприимчивости  $d\alpha/dH$ , измеряемая в переменном магнитном поле с амплитудой  $\approx 0.1$  Ое и частотой 30 Hz. Эти исследования были выполнены с использованием (из соображений удобства измерений) излучения He-Ne-лазера с  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ .

Для выявления влияния механических напряжений на магнитное состояние  $\text{FeVO}_3$  все эксперименты дублировались на „ненапряженном“ кристалле и кристалле, подвергнутом неоднородному напряжению, и полученные результаты сравнивались.

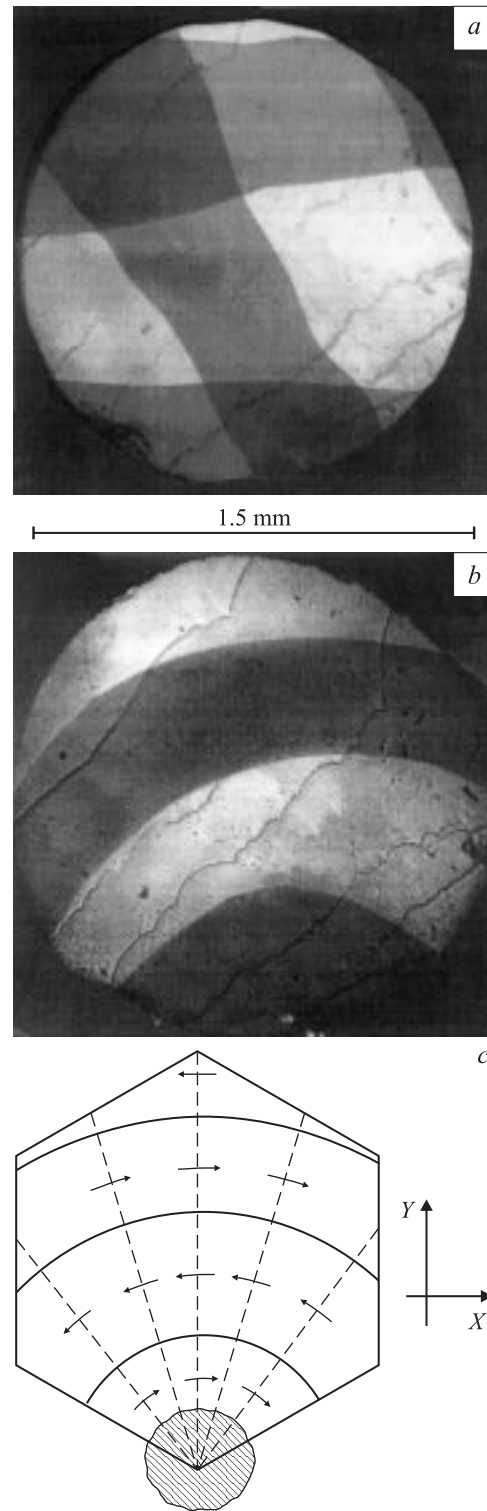
В первом случае образец размещался в оправке из листа плотной бумаги толщиной примерно на  $10 \mu\text{m}$  больше толщины образца, в котором по форме образца было вырезано сквозное отверстие. Оправка с образцом клеивалась по периметру между двумя медными шайбами толщиной  $0.5 \text{ mm}$  с центральными отверстиями диаметром  $1.5 \text{ mm}$  (центр образца совмещался с центром отверстий), после чего вся конструкция приклеивалась к медному хладопроводу криостата.

Во втором случае образец одним из своих углов приклеивался (клей БФ-2) к медной шайбе (рис. 1, *c*), которая крепилась к хладопроводу криостата. При понижении температуры от комнатной по мере охлаждения возникала температурная деформация шайбы, которая передавалась образцу, вызывая его неоднородное напряжение.

## 2. Экспериментальные результаты

При комнатной температуре в размагниченном состоянии исследуемый образец имел двухслойную ДС с ориентацией доменных границ в базисной плоскости вдоль направлений, близких направлениям осей  $C_2$  (ориентация которых определялась по естественной огранке кристалла), являющихся легкими осями внутривосстановленной гексагональной анизотропии [5] (рис. 1, *a*).<sup>2</sup> Такая ДС характерна для свободных от механических напряжений тонких пластинок  $\text{FeVO}_3$  [1,2]. Известно [1,2,5], что в этом случае азимут вектора спонтанной намагниченности  $\mathbf{I}_s$  в соседних доменах в плоскости образца различается примерно на  $180^\circ$ , а границами между доменами служат доменные стенки неелевского типа (граница между доменными слоями — блоховская доменная стенка, плоскость которой параллельна базисной плоскости кристалла).

<sup>2</sup> Тонкие ломаные линии, видимые на поверхности образца, — изображения границ слоев роста кристалла.



**Рис. 1.** Изображения доменной структуры „приклеенного“ кристалла  $\text{FeVO}_3$ , полученные при  $H = 0$ : *a* —  $T = 290$ , *b* —  $90$  К; *c* — пространственное распределение вектора спонтанной намагниченности (стрелки) в базисной плоскости напряженного кристалла. Штриховые линии — направления действующих механических напряжений, заштрихованная область — капля клея, которым кристалл приклеен к держателю образца. Справа — ориентация осей лабораторной системы координат (ось  $X$  совпадает с направлением одной из трех осей  $C_2$ ,  $Z$  — ось — с направлением оси  $C_3$ ).

Как показали эксперименты, ДС кристалла, наблюдаемая в случае „ненапряженного“ образца, практически не зависит от температуры во всем исследованном интервале  $90 \leq T \leq 290$  К. Иначе ведет себя ДС „приклеенного“ образца: при понижении температуры, начиная примерно с  $T = 270$  К, неелевские стенки постепенно искривляются, а ДС из двухслойной превращается в сквозную, принимая вид секторов концентрических колец приблизительно равной толщины, имеющих центром место приклеивания образца (рис. 1, *b, c*).

Обратившись к рис. 1, *b*, можно заметить, что максимальный контраст изображения ДС наблюдается в центральной части образца, причем степень четкости изображения доменов практически не изменяется по всей площади образца вдоль вертикальной оси  $Y$  (ориентация осей выбранной системы координат показана на рис. 1, *c*). Эта неравномерность контраста изображения не является результатом расфокусировки оптической системы микроскопа, а возникает как следствие изменения азимутального угла вектора  $I_s$  в базисной плоскости кристалла.

Действительно, как уже отмечалось, угол фарадеевского вращения в заданной точке плоскости образца с координатами  $x$  и  $y$  определяется проекцией локального вектора  $I_s$  на направление распространения света, т. е.

$$\alpha \propto I_s \sin \varphi \sin \theta,$$

где  $\varphi = \text{const} \approx 10^\circ$  — угол падения света на плоскость образца,  $\theta$  — азимут вектора  $I_s$  в точке  $(x, y)$  относительно оси, перпендикулярной плоскости падения, и считается, что  $I_s$  не выходит из базисной плоскости (изображение ДС, представленное на рис. 1, *b*, получено при повороте образца на угол  $\varphi$  вокруг оси  $Y$ , т. е.  $\theta$  — азимут  $I_s$  относительно этой же оси). Отсюда видно, что наблюдаемое изменение магнитооптического контраста связано с плавным изменением угла  $\theta$  вдоль оси  $X$  в направлении от центра образца к его периферии (при этом в направлении оси  $Y$   $\theta \approx \text{const}$ ).

Поскольку внутривекторная магнитокристаллическая анизотропия в  $\text{FeVO}_3$  невелика (при  $T = 77$  К поле внутривекторной анизотропии  $H_A < 1$  Ое [6]), согласно [1,2,5], в напряженном состоянии кристалла при  $H = 0$  вектор  $I_s$  ориентируется в базисной плоскости преимущественно перпендикулярно направлению сжатия. Очевидно, что когда механические напряжения распределены по кристаллу неоднородно, ориентация  $I_s$  в базисной плоскости будет меняться от точки к точке. На основании этого пространственное распределение вектора  $I_s$  в ДС напряженного кристалла (рис. 1, *b*) схематично может быть представлено так, как показано на рис. 1, *c* (предполагается, что  $I_s$  не изменяется по толщине кристалла). Отсюда следует, что температурные деформации держателя образца создают в кристалле радиально направленные из места его приклеивания неоднородные напряжения, при этом ДС кристалла остается 180-градусной.

Процесс технического намагничивания „ненапряженного“ образца происходил обычным образом: при наложении магнитного поля вдоль любого направления в базисной плоскости площадь доменов, в которых  $I_s$  составляет острый угол с  $H$ , увеличивается за счет соседних доменов с противоположной ориентацией намагниченности до тех пор, пока кристалл не переходит в монокристаллическое (однородное) состояние. Аналогично намагничивается и напряженный („приклеенный“) кристалл при ориентации  $H \parallel X$ .

Интерес представляет эволюция ДС напряженного кристалла, наблюдаемая при  $H \perp X$ . В магнитном поле ДГ испытывает давление [7]

$$P = I_s H (\cos \theta_1 - \cos \theta_2), \quad (1)$$

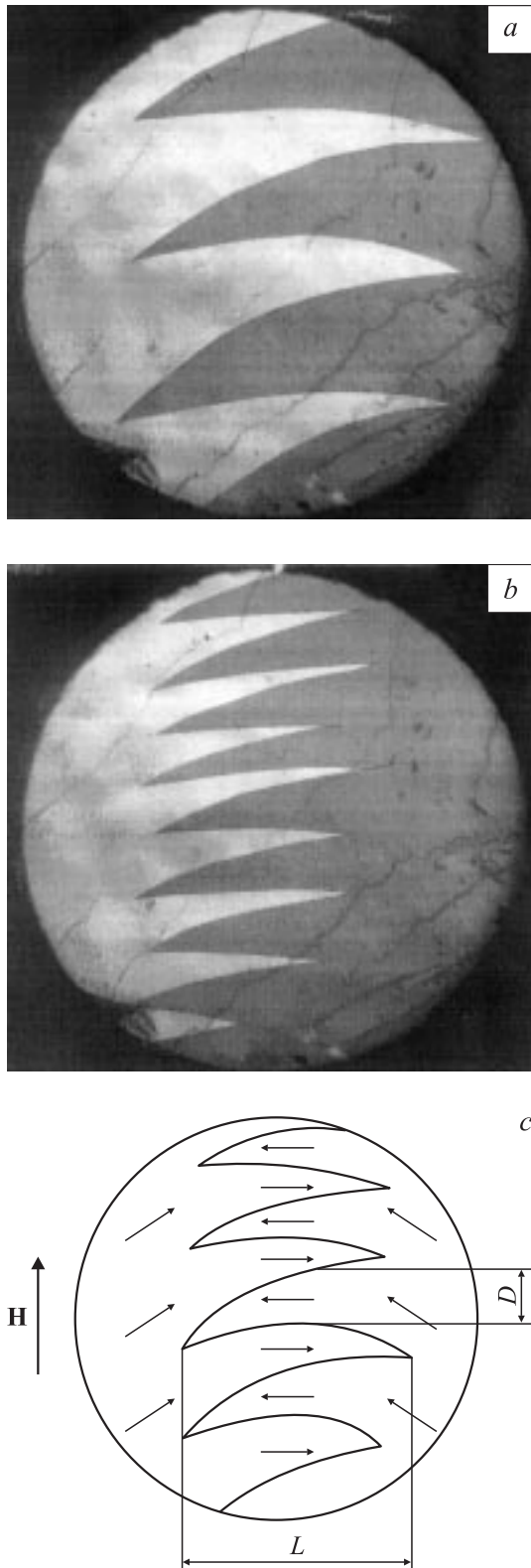
где  $\theta_1, \theta_2$  — углы, которые вектор  $I_s$  составляет с  $H$  по обе стороны ДГ. Поскольку углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  меняются вдоль направления ДГ (рис. 1, *b, c*), действие поля в этом случае приводит к тому, что „темные“ домены справа от центральной части образца растут за счет „светлых“ доменов, а слева от центра — наоборот, увеличиваются площади „светлых“ доменов (визуально „темные“ домены воспринимаются коричневыми, а „светлые“ — зелеными). Быстрее всего процесс смещения доменных стенок идет по краям образца, где давление  $P$  максимально (в то время как в центральной его части вдоль оси  $Y$   $P \approx 0$ ). В результате в некотором поле  $H_0$  ( $H_0 \approx 3$  Ое при  $T = 90$  К) в кристалле остаются только два („светлый“ и „темный“) так называемых встречных домена, разделенные одной зигзагообразной доменной стенкой (рис. 2, *a, b*).<sup>3</sup>

Возникающая доменная конфигурация, очевидно, определяется в основном конкуренцией между магнитостатической энергией кристалла  $E_M$  и энергией ДГ. С энергетической точки зрения выгодна имеющая минимальную протяженность плоская доменная стенка. Однако при этом максимальной окажется магнитостатическая энергия. Действительно, если по обе стороны ДГ вектор  $I_s$  составляет с нормалью к этой границе углы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ ,  $E_M \propto I_s^2 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2)^2$  [7], т. е. энергия  $E_M$  максимальна при перпендикулярной ориентации  $I_s$  к плоскости ДГ. Следовательно, в данном случае зигзагообразная ДГ, уменьшая углы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , обеспечивает минимум свободной энергии кристалла.

При дальнейшем увеличении  $H$  происходит уменьшение площадей клиновидных доменов, которые разделяет ДГ, однако зигзагообразная форма ДГ сохраняется вплоть до полей перехода кристалла в однородное состояние. Рис. 2, *a, b* иллюстрирует изменение ДС напряженного кристалла в процессе его намагничивания при  $H \perp X$ , а на рис. 2, *c* схематически показано возникающее при этом пространственное распределение  $I_s$  в базисной плоскости кристалла.

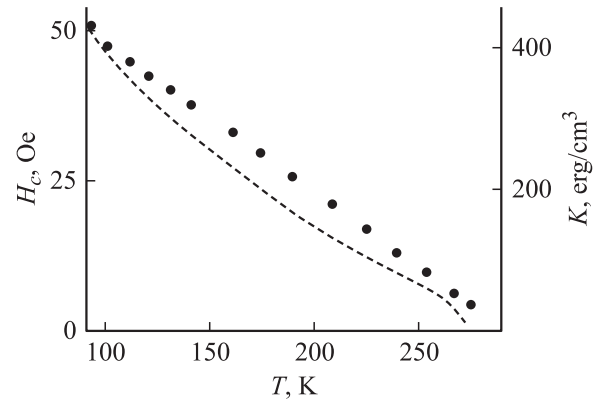
Система клиновидных доменов, возникающая в центральной части напряженного кристалла при его намаг-

<sup>3</sup> При изменении температуры от 90 до 270 К поле  $H_0$  уменьшается примерно в 1.5 раза.



**Рис. 2.** Изображения доменной структуры напряженного кристалла  $\text{FeBO}_3$ , наблюдаемые при  $T = 90 \text{ K}$ : *a* —  $H = 3$ , *b* —  $20 \text{ Oe}$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ ); *c* — пространственное распределение вектора спонтанной намагниченности (стрелки внутри круга) в возникающей доменной конфигурации. Стрелка вне круга указывает направление приложенного поля.  $D$  — средняя ширина клиновидного домена.  $L$  — его длина.

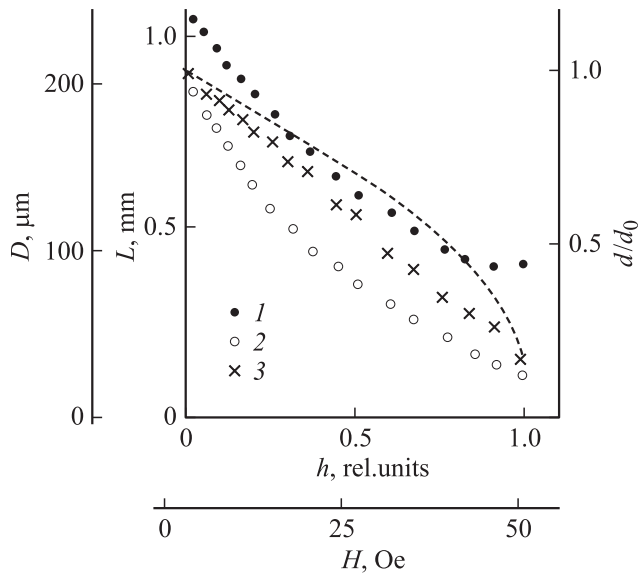
ничивании вдоль оси  $Y$ , существует до некоторого зависящего от температуры поля  $H_c$  (рис. 3). Существенно, что с ростом  $H$  и/или  $T$  изменяется средняя ширина клиновидных доменов  $D$  и их длина  $L$  (определенные, как показано на рис. 2, *c*), однако площади „светлых“ и „темных“ доменов остаются равными между собой. При этом при увеличении поля от  $H_0$  до  $H \sim 0.8H_c$  наблюдается плавное уменьшение контраста изображения клиновидных доменов, после чего визуальная система клиновидных доменов исчезает путем ухудшения четкости ее изображения, и при  $H = H_c$  поверхность образца становится равномерно окрашенной по всей своей площади.



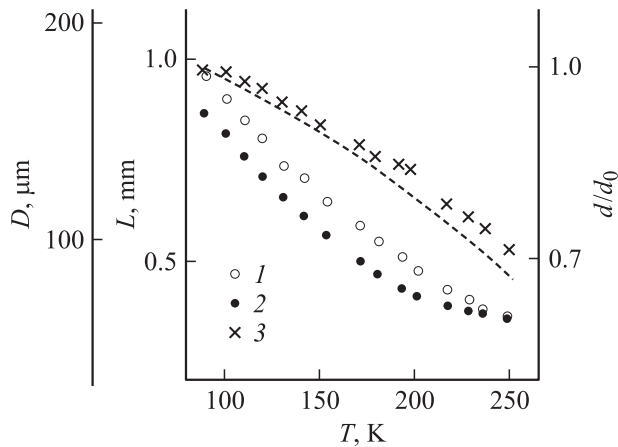
**Рис. 3.** Температурная зависимость поля перехода напряженного кристалла  $\text{FeBO}_3$  в монодоменное состояние (точки). Штриховая линия — температурная зависимость константы внутрислоековой анизотропии напряженного кристалла, рассчитанная по формуле (7).

Экспериментальные зависимости средней ширины и длины клиновидных доменов от внешнего магнитного поля и температуры приведены на рис. 4 и 5 (величины  $D$  и  $L$  получены при усреднении по всему числу клиновидных доменов, существующих при данных  $H$  и  $T$ ). Отметим, что как при инверсии направления намагничивания, так и при циклическом изменении режима нагрев — охлаждение не наблюдалось заметного гистерезиса зависимостей  $D(H, T)$  и  $L(H, T)$ .

Возникающие механические напряжения существенно сказываются на полевой зависимости эффекта Фарадея и магнитооптической восприимчивости кристалла, измеряемых при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ . На рис. 6 сравниваются петли магнитного гистерезиса фарадеевского вращения, полученные в случае „ненапряженного“ и в случае „приклеенного“ образцов. При комнатной температуре зависимости  $\alpha(H)$  в обоих случаях практически не различаются между собой (поэтому на рис. 6 при  $T = 290 \text{ K}$  показана только зависимость  $\alpha(H)$  „ненапряженного“ образца). Однако в области низких температур зависимость  $\alpha(H)$  для напряженного кристалла характеризуется заметно более широкой петлей гистерезиса, а величина  $\alpha$  выходит на насыщение в значительно большем поле  $H$  (при  $T = 90 \text{ K}$  для „ненапряженного“ образца поле



**Рис. 4.** Полевые зависимости средней ширины (2) и длины (1) клиновидных доменов, а также величины  $d = D/\sqrt{L}$ , нормированной на свое максимальное значение  $d_0$  (3), полученные при  $T = 90$  К. Штриховая линия — теоретическая зависимость  $d/d_0(h)$  [10].

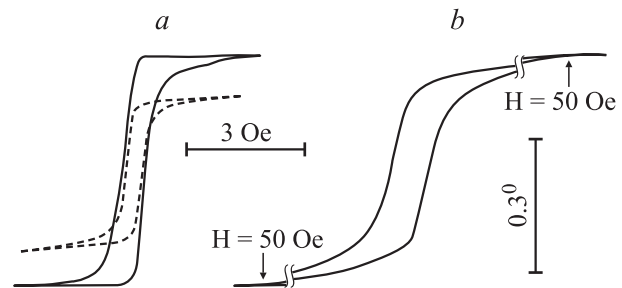


**Рис. 5.** Температурные зависимости средней ширины (1) и длины (2) клиновидных доменов, а также величины  $d = D/\sqrt{L}$ , нормированной на свое максимальное значение  $d_0$  (3), полученные при  $H = 7$  Ое ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ ). Штриховая линия — температурная зависимость отношения  $d/d_0$ , рассчитанная по формуле (6).

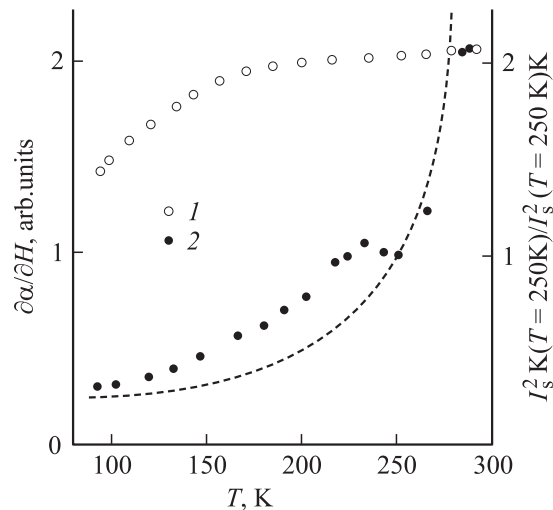
насыщения составляет  $\sim 15$  Ое, в то время как для напряженного кристалла это поле  $\sim 50$  Ое). Отсутствие заметного гистерезиса на линейном участке кривой  $\alpha(H)$  напряженного кристалла при  $T = 90$  К (на рис. 6 не показано), очевидно, указывает, что в интервале полей  $4 \leq H \leq 50$  Ое (интервале существования системы клиновидных доменов) процесс намагничивания идет в основном за счет доворота вектора  $I_s$  во встречных доменах к направлению  $\mathbf{H}$ .

Заметим, что при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$  зависимости  $\alpha(H)$ , наблюдаемые для „приклеенного“ кристалла во всем исследованном интервале температур, в пределах ошибок эксперимента совпадают с полученными для „ненапряженного“ образца. Последнее позволяет заключить, что увеличение ширины петли магнитного гистерезиса напряженного кристалла при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$  связано не с процессом зарождения зародышей доменов противоположной фазы, а определяется различием в величине давления  $P$ , оказываемого магнитным полем на ДГ в этом случае, и в случае ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$ : как видно из рис. 1, с, вследствие различия углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , фигурирующих в формуле (1), для начала движения ДГ при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$  необходимо более высокое значение поля, чем при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$ .

На рис. 7 приведены температурные зависимости магнитооптической восприимчивости „ненапряженного“ и „приклеенного“ образцов ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ ). Видно, что вблизи комнатной температуры значения  $\partial\alpha/\partial H$  в обоих случаях практически совпадают. В то же время в области



**Рис. 6.** Полевые зависимости эффекта Фарадея в  $\text{FeVO}_3$ : *a* — для „ненапряженного“ кристалла (штрих —  $T = 290$  К, сплошная линия —  $T = 90$  К), *b* — для кристалла, подвергнутого неоднородному механическому напряжению ( $T = 90$  К,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ ). Скорость развертки магнитного поля  $\sim 0.2$  Ое/с.



**Рис. 7.** Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости  $\text{FeVO}_3$ : 1 — для „ненапряженного“ кристалла, 2 — для „приклеенного“ кристалла. Штриховая линия — температурная зависимость величины  $I_s^2/K$ , нормированной на свое значение при  $T = 250$  К.

$T < 270$  К величина  $\partial\alpha/\partial H$  „ненапряженного“ образца уменьшается при понижении температуры значительно меньше, чем магнитооптическая восприимчивость напряженного кристалла. Принимая во внимание, что ход температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости  $\text{FeVO}_3$  определяется отношением  $I_s^2/K$  ( $K$  — константа внутрислопостной анизотропии) [5], из сравнения представленных на рис. 7 графиков можно сделать вывод, что возникающие механические напряжения существенно увеличивают магнитокристаллическую анизотропию в базисной плоскости кристалла.<sup>4</sup>

### 3. Обсуждение результатов

Рассмотрим наиболее существенное проявление влияния неоднородного напряжения на магнитное состояние  $\text{FeVO}_3$  — появление в процессе намагничивания кристалла системы клиновидных доменов. Обратившись к термодинамической теории ДС без замыкающих доменов [8,9], свободную энергию кристалла, приходящуюся на один клиновидный домен, представим как

$$E = \varepsilon L/D + NI^2D. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon$  — плотность энергии ДГ,  $N$  — коэффициент, определяющийся доменной конфигурацией и формой доменов,  $I$  — плотность магнитных полюсов, возникающих на торце домена,  $L$  и  $D$  — характерный размер домена соответственно вдоль и поперек направления легкой оси намагничивания; первое слагаемое описывает энергию доменных стенок неелевского типа, второе — плотность магнитоэстетической энергии (мы пренебрегли зеэмановским и магнитоупругим вкладом в  $E$ , полагая, что в целом в возникающей системе клиновидных доменов  $\mathbf{I}_s \perp \mathbf{H}$  и  $\mathbf{I}_s \perp \boldsymbol{\sigma}$ , где  $\boldsymbol{\sigma}$  — вектор действующих напряжений).

В общем случае произвольной формы доменов расчет коэффициента  $N$  представляет собой достаточно сложную задачу. В настоящее время такие расчеты выполнены лишь для наиболее простых доменных конфигураций. Так, например, для простейшей регулярной структуры доменов прямоугольной формы с  $L \gg D$  коэффициент  $N = 1.7$  [7,8]. Хотя в наших экспериментах наблюдаемая форма доменов заметно отличается от прямоугольной и условие  $L \gg D$  выполняется плохо (во всех случаях  $L/D \sim 5$ ), для определенности примем значение  $N$  в формуле (2) равным 1.7.

Во внешнем магнитном поле вектор  $\mathbf{I}_s$  в напряженном кристалле отклонен от направления, задаваемого анизотропией, наведенной в базисной плоскости напряжениями. При этом направление  $\mathbf{I}_s$  составляет с направлением  $\mathbf{H}$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ ) угол  $\theta = \arccos I_s H / 2K = \arccos h$  [7]. Принимая во внимание, что магнитные полюсы возникают в процессе намагничивания внутри кристалла (вдоль

зигзагообразной ДГ), плотность магнитных полюсов определим как

$$I = \xi I_s \sin \theta, \quad (3)$$

где  $\xi = 2/(1 + \mu)$  — коэффициент, учитывающий (так называемая  $\mu$  — коррекция [7]) магнитную проницаемость среды, которая в области полей  $H_0 \leq H \leq H_c$  (на линейном участке зависимости  $\alpha(H)$ ) имеет вид [7]

$$\mu = 1 + \pi I_s^2 / K.$$

Поскольку при расчете магнитоэстетической энергии актуальным является распределение вектора  $\mathbf{I}_s$  в области кристалла вблизи ДГ, под  $\theta$  в (3) будем понимать угол между векторами  $\mathbf{I}_s$  и  $\mathbf{H}$ , усредненный по всей площади клиновидного домена (т.е. будем считать, что угол  $\theta$  не зависит от пространственных координат). Тогда с учетом изложенного выше формулу (2) можно переписать в виде

$$E = \varepsilon L/D + 1.7 \xi I_s^2 (1 - h^2) D. \quad (4)$$

Аналогичное выражение для  $E$  с  $\xi = 1$  (т.е. без  $\mu$ -коррекции) использовалось в [10] при интерпретации результатов наблюдений поверхностной ДС кобальта и магнетоплюмбита. Там же была получена формула, описывающая изменение энергии доменной стенки неелевского типа в магнитном поле, направленном перпендикулярно ее плоскости. Используя результаты работы [10] и полагая, что в нашем случае вектор  $\mathbf{H}$  приблизительно перпендикулярен плоскости ДГ по всей ее длине, плотность энергии ДГ представим как

$$\varepsilon = 8 \sqrt{A(K + 2\pi I_s^2)} (\sqrt{1 - h^2} - h \arccos h), \quad (5)$$

где  $A$  — обменная константа.

При условии  $\partial E / \partial D = 0$ , определяющем минимум свободной энергии, из (4) получим

$$D = \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{\varepsilon L}{1.7 \xi (1 - h^2)}}. \quad (6)$$

Если считать, что константа анизотропии в базисной плоскости напряженного кристалла  $K = -3/2 \Lambda \sigma \cos^2 \Psi$  ( $\Lambda$  — константа магнитоэстетической анизотропии,  $\Psi$  — угол между  $\mathbf{I}_s$  и вектором действующего напряжения  $\boldsymbol{\sigma}$ ), при  $\xi = 1$  и  $H = 0$  формула (6) совпадает с выражением для  $D$ , вытекающим из теории равновесной ДС ромбоэдрических слабых ферромагнетиков, учитывающей механические напряжения кристалла [5].

Отметим важное следствие формулы (5): согласно выполненным в [10] расчетам, при  $h \rightarrow 1$  величина  $D$  в (6) стремится к некоторому конечному пределу, а ширина неелевской доменной стенки — к бесконечности. Это означает, что при  $h \rightarrow 1$  ДС исчезает путем безграничного роста ширины ДГ. Последнее согласуется с визуальным наблюдаемым процессом исчезновения клиновидных доменов при  $H \rightarrow H_c$  в результате уменьшения четкости их изображения (см. предыдущий раздел).

<sup>4</sup> Этот вывод сделан с учетом данных по эффекту Фарадея: как видно из рис. 6, напряжения не оказывают заметного влияния на величину  $\alpha$ , измеряемую в состоянии магнитного насыщения, а значит, — и на  $|I_s|$ .

Поскольку плотность энергии ДГ уменьшается с ростом  $h$  быстрее функции  $(1 - h^2)$  (рассчитанная по (5) зависимость  $\varepsilon(h)$  приведена в [10]), как следует из формулы (4), для сохранения энергетического баланса в процессе намагничивания при  $H \rightarrow H_c$  величина отношения  $L/D^2$  должна увеличиваться, что и наблюдается экспериментально. На рис. 4 полученные в [10] на основе формул (5) и (6) результаты расчета полевой зависимости величины  $d = D/\sqrt{L}$ , нормированной на свое максимальное значение  $d_0$ , сравниваются с экспериментальной зависимостью  $d/d_0(H)$ . Видно, что, хотя вид рассчитанной и экспериментальной зависимостей  $d/d_0(H)$  несколько различается, формула (6) позволяет описать наблюдаемое в интервале полей существования клиновидных доменов ( $H_0 \leq H \leq H_c$ ) пятикратное изменение отношения  $d/d_0$ .

По определению

$$H_c = 2K/I_s, \quad (7)$$

откуда, зная зависимости  $H_c(T)$  и  $I_s(T)$ , можно рассчитать величину константы наведенной анизотропии  $K$  и восстановить ее температурную зависимость. Так, например, подставляя в (7) значение  $H_c = 51$  Ое и  $I_s = 16.7$  Г [11], находим, что при  $T = 90$  К константа  $K \approx 425$  эрг/см<sup>3</sup> (для сравнения при  $T = 77$  К константа внутривоскостной гексагональной анизотропии FeVO<sub>3</sub> составляет  $\approx 9$  эрг/см<sup>3</sup> [1]). Температурная зависимость константы  $K$ , полученная таким способом на основе данных по  $I_s(T)$  из [11] и экспериментальной зависимости  $H_c(T)$ , показана на рис. 3.

Найденная зависимость  $K(T)$  была использована для расчета температурной зависимости отношения  $I_s^2/K$ , которая на рис. 7 сопоставлена с температурной зависимостью магнитооптической восприимчивости напряженного кристалла (для удобства сравнения на рис. 7 представлена температурная зависимость величины  $I_s^2/K$ , нормированной на свое значение при  $T = 250$  К). Учитывая, что соотношение  $\partial\alpha/\partial H \propto I_s^2/K$  является точным только для статических магнитных полей при  $H \rightarrow 0$ , из графиков, показанных на рис. 7, можно заключить, что в области  $T < 270$  К рассчитанная зависимость  $I_s^2/K(T)$  коррелирует с зависимостью  $\partial\alpha/\partial H(T)$  для напряженного кристалла, и, следовательно, найденная описанным выше способом температурная зависимость константы  $K$  достаточно точно отражает реальное изменение наведенной напряжением магнитной анизотропии кристалла с температурой.

На основе зависимости  $I_s(T)$  из [11] и экспериментально полученных зависимостей  $K(T)$ ,  $H_c(T)$  и  $L(T)$  по формуле (6) была рассчитана температурная зависимость отношения  $d/d_0$ . Из сравнения графиков рассчитанной и экспериментальной зависимостей  $d/d_0(T)$ , приведенных на рис. 5, можно видеть (учитывая, что при расчете использовались результаты двух независимых экспериментов — зависимости  $I_s(T)$  и  $H_c(T)$ ) хорошее согласие, в котором находится приведенная выше теория ДС с экспериментом.

Из предыдущего следует, что формула (6) достаточно хорошо позволяет описать экспериментально наблюдаемое относительное изменение величины  $D/\sqrt{L}$  в зависимости от  $H$  и  $T$ . Что же касается количественного сравнения теории с экспериментом, то, например, если подставить в (6) найденную при  $T = 90$  К величину  $K = 425$  эрг/см<sup>3</sup>,  $L \approx 1.1$  мм,  $I_s = 16.7$  Г и значение  $A = 0.5kT_N S^2/a \approx 3 \cdot 10^{-6}$  эрг/см ( $k = 1.4 \cdot 10^{-16}$  эрг/К — постоянная Больцмана,  $S = 5/2$  — спиновый момент иона Fe<sup>3+</sup>,  $a \approx 5$  Å и  $T_N \approx 350$  К — соответственно постоянная решетки и температура Нееля FeVO<sub>3</sub> [12]), при  $h = 0$  получим  $D \approx 160$  мкм, что примерно в 1.3 раза меньше ширины доменов, наблюдаемых при  $T = 90$  К в поле  $H = H_0$  (рис. 2, а и 4). Принимая во внимание условность критерия экспериментально определяемой ширины доменов (напомним, что под  $D$  понимается ширина клиновидного домена, измеряемая на половине его длины) и сделанные при выводе формулы (4) допущения и оговорки, можно считать соответствие расчета эксперименту вполне удовлетворительным.

Таким образом, несмотря на относительную простоту используемой теоретической модели, на основании формул (5) и (6) удается описать основные черты поведения ДС подвергнутого неоднородным радиально направленным механическим напряжениям кристалла FeVO<sub>3</sub>, наблюдаемые при изменении внешнего магнитного поля и температуры.

## Список литературы

- [1] D.E. Lacklison, J. Chadwick, J.L. Page. J. Phys. D: Appl. Phys. **5**, 4, 810 (1972).
- [2] G.B. Scott. J. Phys. D: Appl. Phys. **7**, 11, 1574 (1974).
- [3] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 219 с.
- [4] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ФТТ **26**, 1, 220 (1984).
- [5] М.М. Фарздинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). 155 с.
- [6] Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кугузов, Л.И. Медведев, М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЖЭТФ **95**, 2, 613 (1989).
- [7] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
- [8] И.А. Привороцкий. УФН **108**, 1, 43 (1972).
- [9] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. УФН **156**, 1, 47 (1988).
- [10] R. Gemperle, M. Zeleny. Phys. Stat. Sol. **6**, 839 (1964).
- [11] А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Ю.Ф. Попов, В.Н. Селезнев, В.В. Усков. ФТТ **14**, 1, 214 (1972).
- [12] A.V. Postnikov, St. Bartkowcki, M. Neumann, R.A. Rupp, E.Z. Kurmaev, S.N. Shamin, V.V. Fedorov. Phys. Rev. B **50**, 20, 14849 (1994).