

05;12

Влияние низкосимметричных механических напряжений на магнитные свойства бората железа

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
700174 Ташкент, Узбекистан
e-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступило в Редакцию 28 июля 2005 г.)

С помощью низкосимметричных (C_3 -симметрии) механических напряжений индуцирована дополнительная магнитокристаллическая анизотропия в базисной плоскости монокристалла FeBO_3 . Магнитооптическим методом проведено исследование влияния наведенной напряжениями анизотропии на основные магнитные свойства этого слабого ферромагнетика. Показано, что возникновение в борате железа дополнительной анизотропии приводит к преобразованию его доменной структуры из 180° -ной в структуру, в которой доменные границы образуют в базисной плоскости кристалла между собой углы $\sim 120^\circ$, однако в отличие от обычной 120° -ной доменной структуры азимут вектора спонтанной намагниченности в возникающих доменах изменяется вдоль длины доменных границ. Установлено, что вызванная напряжениями перестройка доменной структуры кристалла оказывает заметное влияние на форму петель гистерезиса, наблюдаемых при квазистатическом режиме намагничивания, увеличивает начальную магнитооптическую восприимчивость, а также приводит к возникновению анизотропии коэрцитивной силы.

PACS: 75.50.Bb

Борат железа (FeBO_3) — легкоплоскостный слабый ферромагнетик с температурой Нееля $T_N \approx 348 \text{ K}$ — один из немногочисленных известных магнитоупорядоченных при комнатной температуре кристаллов, прозрачных в видимой области спектра. По этой причине FeBO_3 является перспективным материалом для элементной базы различных магнитооптических приборов и устройств. При температуре ниже T_N в FeBO_3 возникает устойчивая доменная структура (ДС), определяющая, в основном, процесс его технического намагничивания в квазистатическом или низкочастотном переменном магнитном поле. Экспериментально установлено, что, поскольку внутриплоскостная магнитокристаллическая анизотропия в FeBO_3 незначительна (эффективное поле анизотропии $H_A < 1 \text{ Oe}$ [1]), как относительная ориентация вектора спонтанной намагниченности \mathbf{m}_s в соседних доменах, так и направления доменных границ (ДГ) чрезвычайно чувствительны к наличию в кристалле механических напряжений [2–4]. Последнее обстоятельство, в принципе, позволяет с помощью заданных напряжений управлять видом доменной конфигурации FeBO_3 и как следствие — его статическими и динамическими магнитными характеристиками.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния низкосимметричных (C_3 -симметрии) механических напряжений на ДС, петли магнитного гистерезиса и начальную магнитную восприимчивость этого слабого ферромагнетика.

Образцы и методика эксперимента

Исследованный образец монокристалла FeBO_3 представлял собой плоско-параллельную пластинку почти

правильной шестиугольной формы толщиной $\approx 55 \mu\text{m}$ с поперечными размерами $\sim 4 \text{ mm}$. Развитые грани кристалла совпадали с плоскостью легкого намагничивания (с базисной плоскостью) и имели достаточно высокое оптическое качество.

Образец приклеивался (клей БФ-2) тремя углами к медной шайбе (см. рис. 1) так, чтобы его центр

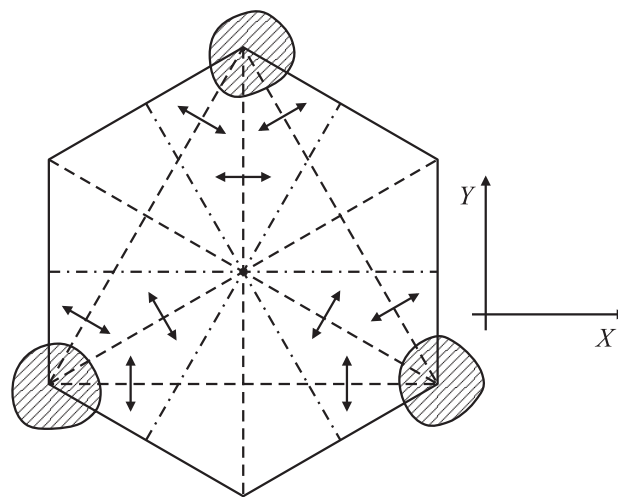


Рис. 1. Схематическое изображение исследованного образца: затрихованные области — капли клея, которыми кристалл приклеен к медной шайбе; штриховые линии — основные направления возникающих напряжений; штрих-пунктирные линии — направления осей C_2 ; двойными стрелками показана преимущественная ориентация векторов спонтанной намагниченности в различных областях кристалла. Справа — ориентация осей лабораторной системы координат (ось X совпадает с направлением одной из трех осей C_2 , Z — ось с направлением оси C_3).

совпадал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась на хладопроводе азотного оптического криостата. При температуре, ниже комнатной, по мере охлаждения происходит деформация медной шайбы (ее диаметр уменьшается), которая передается образцу.¹ Очевидно, что в этом случае наиболее сильные напряжения в образце возникают вблизи „приклеенных“ углов с максимумом вдоль направлений их биссектрис (см. рис. 1), причем симметрия векторов возникающих напряжений такова, что поворотная C_3 -ось является главной осью симметрии в базисной плоскости напряженного кристалла, а оси C_2 , существующие в $FeVO_3$ в отсутствие напряжений, перестают быть осями симметрии (направления C_2 -осей показаны на рис. 1).

Для изучения влияния низкосимметричных напряжений на магнитные свойства $FeVO_3$ исследовались его ДС, низкочастотная магнитная восприимчивость и магнитный гистерезис, сопровождающий процесс технического намагничивания. При этом результаты экспериментов, выполненных на „приклеенном“ образце, сопоставлялись с данными соответствующих исследований, полученных на „ненапряженном“ кристалле. В последнем случае образец размещался в специальной оправке, позволяющей свести к минимуму воздействие на него вызванных изменением температуры деформаций металлических частей криостата (подробнее см. [4]).

Все исследования проводились магнитооптическим методом в окне максимальной оптической прозрачности $FeVO_3$ (в области длин волн $\sim 0.52 \mu m$) в магнитном поле $H \leq 50 Oe$ в температурном интервале 90–290 К при ориентации вектора \mathbf{H} параллельно плоскости легкого намагничивания кристалла.

ДС образца визуально наблюдалась при помощи поляризационного микроскопа „на просвет“ по методике, описанной в [4,5]. Процесс технического намагничивания изучался на основе петель гистерезиса эффекта Фарадея, которые возникали при квазистатическом режиме намагничивания либо при перемагничивании кристалла с частотой 95 Hz. Магнитооптическая восприимчивость $d\alpha/dH$ (α — угол фарадеевского вращения) измерялась в переменном (частотой 95 Hz) магнитном поле с амплитудой $\sim 0.05 Oe$. Известно [3,6,7], что в слабом магнитном поле эффект Фарадея в $FeVO_3$ линейно связан с проекцией вектора намагниченности \mathbf{M} на направление распространения света. Поэтому можно считать, что измеряемая в эксперименте величина $d\alpha/dH$ пропорциональна низкочастотной начальной магнитной восприимчивости кристалла, а наблюдаемые зависимости $\alpha(H)$ с хорошим приближением отражают ход соответствующих зависимостей $M(H)$.

В этих экспериментах образец ориентировался так, чтобы нормаль к его плоскости составляла с направлением падающего света угол $\sim 10^\circ$, а вектор \mathbf{H} лежал в

¹ Нам не известен коэффициент линейного расширения $FeVO_3$, но можно предположить, что он отличается от такового для меди, по крайней мере в некотором интервале используемых в эксперименте температур. Как показали выполненные исследования (см. ниже) при понижении температуры происходит сжатие кристалла.

плоскости падения (геометрия, обеспечивающая максимум $|\alpha|$ [7]). С целью уменьшения влияния на результаты измерений четных магнитооптических эффектов (магнитного линейного двупреломления и магнитного линейного дихроизма) плоскость поляризации падающего на образец света ориентировалась параллельно \mathbf{H} .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Доменная структура

Кристаллическая симметрия $FeVO_3$ (пространственная группа D_{3d}^6) допускает существование в базисной плоскости 60-, 120- и 180°-ных ДГ. Однако, согласно экспериментам [2,3], в тонких пластинках $FeVO_3$ реализуется 180°-ная ДС, обеспечивающая минимум магнитоупругой энергии — основного вклада в термодинамический потенциал кристалла при $H = 0$ [8]. При этом в свободных от механических напряжений кристаллах домены образуют по толщине кристалла слои, параллельные базисной плоскости, с ДГ неелевского типа, ориентированными вдоль C_2 -осей, являющихся осями легкого намагничивания $FeVO_3$ (ДГ между доменными слоями блоховского типа) [8]. Именно такая (двуслойная) ДС существует у исследованного кристалла при комнатной температуре (рис. 2, а).²

При понижении температуры ДС кристалла продолжает оставаться двуслойной, однако доменная конфигурация постепенно меняется, приобретая при $T \sim 250 K$ вид, приведенный на рис. 2, б, который остается практически без изменений вплоть до минимально достижимой в эксперименте $T = 90 K$ (у „ненапряженного“ кристалла ДС не зависит от T).

Преимущественная ориентация \mathbf{m}_s в кристалле определялась по реакции ДС на внешнее магнитное поле, прикладываемое вдоль различных направлений в базисной плоскости: с ростом поля площади доменов, вектор \mathbf{m}_s в которых составляет острый угол с направлением \mathbf{H} , растут за счет доменов с энергетически менее выгодной ориентацией \mathbf{m}_s (рис. 3, а, б). Исходя из результатов этих наблюдений и учитывая, что при сжатии $FeVO_3$ в базисной плоскости вектор \mathbf{m}_s ориентируется перпендикулярно, а при растяжении — параллельно направлению напряжений [3,8], а также принимая во внимание симметрию напряжений образца (см. рис. 1), пространственное распределение \mathbf{m}_s в ДС, наблюдаемой в напряженном состоянии кристалла, схематически можно представить диаграммой, показанной на рис. 2, с. Из этой диаграммы, в частности, следует, что в образце возникают напряжения сжатия, т.е. коэффициент линейного расширения в базисной плоскости $FeVO_3$ меньше коэффициента линейного расширения меди во всем исследованном интервале температур.

² Все приводимые в работе изображения ДС получены при повороте образца вокруг оси Y на угол $\sim 10^\circ$ (оси лабораторной системы координат показаны на рис. 1).

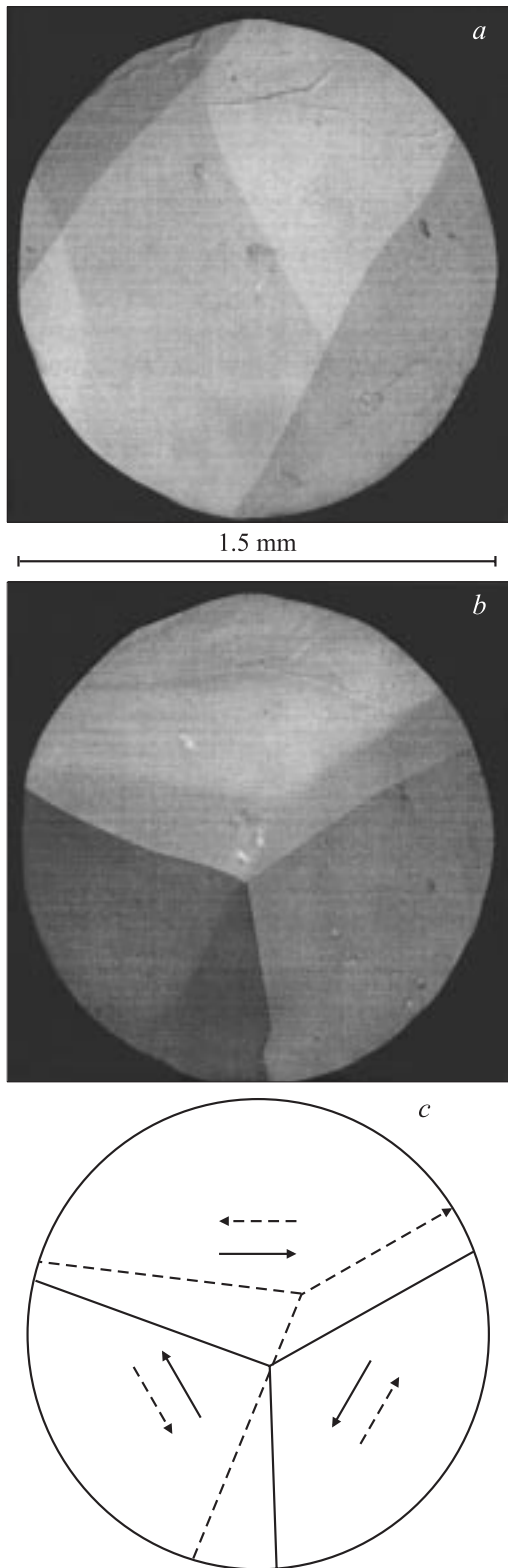


Рис. 2. Изображения доменной структуры центральной части „приклеенного“ кристалла FeBO_3 , полученные при $H = 0$: a — $T = 290$, b — 90 К; c — преимущественная ориентация вектора спонтанной намагниченности \mathbf{m}_s в доменах при $T = 90$ К (сплошными линиями и сплошными стрелками показаны соответственно доменные границы и направления \mathbf{m}_s в верхнем доменном слое, пунктирными линиями и пунктирными стрелками — то же в нижнем доменном слое).

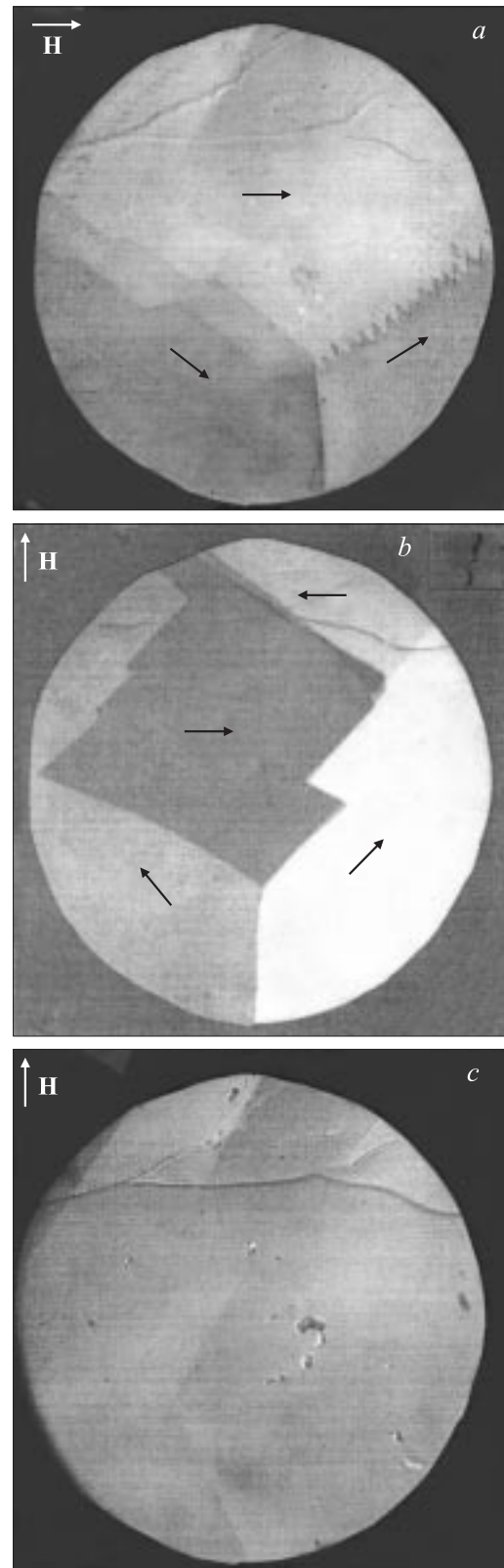


Рис. 3. Изображения доменной структуры центральной части напряженного кристалла FeBO_3 , полученные при $T = 90$ К: a — $H = 0.5$ Oe ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$), b — $H = 0.5$ Oe ($\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$), c — $H = 1.5$ Oe ($\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$). Стрелками показано преимущественное направление вектора спонтанной намагниченности в доменах, стелкой в левом верхнем углу кадра — направление намагничивания.

Таким образом, возникающие напряжения наводят в FeVO_3 так называемую вращающуюся анизотропию, ось которой поворачивается в базисной плоскости, описывая некоторую замкнутую кривую вокруг геометрического центра кристалла. Последнее приводит к преобразованию его ДС из 180° -ной в ДС с границами между доменами, составляющими между собой угол $\sim 120^\circ$ и ориентирующимися вдоль направлений, перпендикулярных осям C_2 , существовавшим в кристалле в отсутствие напряжений (см. рис. 1). При этом каждый домен разделен по толщине кристалла на два слоя с антипараллельными векторами \mathbf{m}_s (за счет разной толщины доменных слоев результирующая величина α в каждом домене отлична от нуля, что и обеспечивает магнитооптический контраст ДС, показанной на рис. 2, *b*). Отметим, что в отличие от обычной 120° -ной ДС, где угол между векторами \mathbf{m}_s в соседних доменах постоянен вдоль ДГ, в наблюдаемой ДС „приклеенного“ образца вследствие пространственной неоднородности возникающих напряжений (см. рис. 1) ориентация векторов \mathbf{m}_s по обе стороны от ДГ меняется вдоль ее длины (очевидно, что направление локального вектора \mathbf{m}_s в доменах при $H = 0$ определяется конкуренцией между обменным и магнитоанизотропным взаимодействиями).

Петли гистерезиса

Из общих физических представлений о намагничивании многодоменного кристалла известно, что механические напряжения увеличивают его неоднородность и, как следствие, вызывают рост коэрцитивной силы H_c [9], что наблюдается экспериментально. Действительно, из сравнения представленных на рис. 4 зависимостей $\alpha(H)$, полученных при $T = 90$ К, следует, что петли гистерезиса „приклеенного“ образца характеризуются большей коэрцитивностью, причем при намагничивании вдоль оси X величина H_c оказывается больше, чем при $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ (для „ненапряженного“ кристалла в пределах ошибок эксперимента H_c не зависит от ориентации \mathbf{H} и практически не меняется с температурой [4]). Кроме того, при квазистатическом режиме развертки магнитного поля

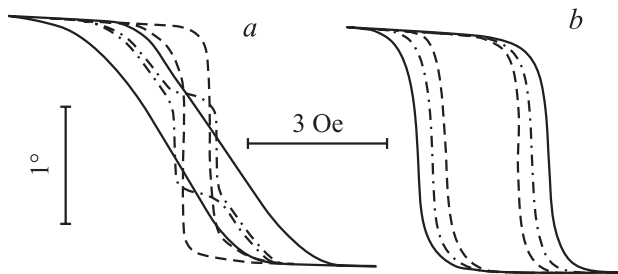


Рис. 4. Полевые зависимости эффекта Фарадея в FeVO_3 , полученные при *a* — квазистатическом режиме намагничивания (скорость развертки магнитного поля ~ 0.2 Oe/s), *b* — перемагничивании кристалла с частотой 95 Hz. Пунктирная линия — зависимость $\alpha(H)$ для „ненапряженного“ кристалла, сплошная и штрих-пунктирная — зависимости $\alpha(H)$ для „приклеенного“ образца, наблюдаемые при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ соответственно. $T = 90$ К.

вид кривой $\alpha(H)$ существенно меняется в зависимости от направления намагничивания. В частности, как видно из рис. 4, *a*, зависимость $\alpha(H)$ „приклеенного“ образца, наблюдаемая при $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$, при выходе на насыщение имеет практически „безгистерезисный“ квазилинейный участок, отсутствующий у кривой $\alpha(H)$, полученной при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$ (во всех экспериментах температурная зависимость угла $\alpha(H = 50 \text{ Oe})$ примерно соответствует зависимости m_s от T , приведенной в [10]).

Для интерпретации результатов исследований полевой зависимости эффекта Фарадея в напряженном FeVO_3 обратимся к рис. 3, где показана эволюция его ДС в слабом магнитном поле. Из рис. 3, *a, b* видно, что при наложении поля в первую очередь (из-за незначительной толщины образца) исчезают границы между доменными слоями, в результате чего ДС становится сквозной с ориентацией \mathbf{m}_s в каждом домене, соответствующей наиболее энергетически выгодной из двух возможных, существовавших при $H = 0$ (см. рис. 2, *b, c*). Обратим внимание, что в процессе намагничивания некоторые ДГ (на рис. 3, *a* — правая и левая, на рис. 3, *b* — идущие снизу вверх слева направо) приобретают зигзагообразную форму, а плоскость других (на рис. 3, *a* — левой, а на рис. 3, *b* — верхней ДГ) оказывается наклонной к плоскости образца. Такие ДГ уменьшают плотность одноименных магнитных полюсов, возникающих на краях соседних доменов (см. рис. 3, *a, b*) снижая магнитостатическую энергию их взаимодействия.

Дальнейший рост H приводит к смещению ДГ в базисной плоскости кристалла под действием давления [9]:

$$P = m_s H (\cos \Theta_1 - \cos \Theta_2), \quad (1)$$

где Θ_1, Θ_2 — углы, которые вектор \mathbf{m}_s составляет с \mathbf{H} по обе стороны от ДГ.

Как видно из рис. 3, *a, b*, при обеих выбранных ориентациях намагничивания на одну из ДГ (на рис. 3, *a, b* — вертикальную среднюю) магнитное поле, вследствие равенства углов Θ_1 и Θ_2 , не действует. Следовательно, намагничивание кристалла происходит в основном за счет смещения двух других ДГ. Если считать, что направление \mathbf{m}_s в каждом домене не изменяется по всей площади домена, то, подставляя значения углов между векторами \mathbf{m}_s и \mathbf{H} в (1), для давления, действующего на эти ДГ, получим

$$|P(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X})| = m_s H |\cos 0^\circ - \cos 60^\circ| = 1/2 m_s H,$$

$$|P(\mathbf{H} \perp \mathbf{X})| = m_s H |\cos 90^\circ - \cos 30^\circ| = \sqrt{3}/2 m_s H,$$

т. е. при прочих равных условиях для начала необратимого смещения ДГ при $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ требуется поле, примерно в 1.7 раз меньшее, чем при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$. С учетом соотношения $H_c \propto 1/P$ [9], из последнего следует

$$H_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}) \approx 1.7 H_c(\mathbf{H} \perp \mathbf{X}),$$

что коррелирует с результатами эксперимента (согласно графикам $\alpha(H)$, представленным на рис. 4,

$H_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X})/H_c(\mathbf{H} \perp \mathbf{X}) \approx 1.5$). Менее выраженное по сравнению с вытекающим из (1) наблюдаемое экспериментально различие значений $H_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X})$ и $H_c(\mathbf{H} \perp \mathbf{X})$, вероятно, можно связать с уже упомянутым выше изменением угла между векторами \mathbf{m}_s в соседних доменах вдоль ДГ. Так, например, из сопоставления рис. 1 и рис. 3, *a, b* видно, что в средней части образующихся ДГ (на рис. 3, *a, b* — вблизи краев изображения кристалла) углы между векторами \mathbf{m}_s по обе стороны от ДГ составляют $\sim 180^\circ$, и следовательно, на этих участках ДГ соотношение между $|P(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X})|$ и $|P(\mathbf{H} \perp \mathbf{X})|$ оказывается противоположным полученному выше.

Из рис. 3, *a, b* можно заключить, что в завершающей стадии процесса смещения ДГ (при исчезновении ДГ и переходе кристалла в монодоменное состояние) при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$ вектор \mathbf{m}_s по всей площади образца оказывается приблизительно параллельным \mathbf{H} , в то время как при $\mathbf{H} \perp \mathbf{X}$ векторы \mathbf{m}_s и \mathbf{H} образуют между собой некоторый острый угол. В последнем случае дальнейшее намагничивание кристалла, очевидно, происходит путем доворота вектора \mathbf{m}_s в сторону \mathbf{H} . Этим и обусловлено появление „безгистерезисного“ квазилинейного участка на кривой $\alpha(H)$, наблюдаемой при намагничивании напряженного FeVO_3 вдоль оси Y (рис. 4). Рис. 3, *c* иллюстрирует магнитное состояние образца на этой стадии процесса намагничивания.

Известно, что при достаточно быстром (импульсном) изменении величины H намагничивание FeVO_3 в базисной плоскости происходит (вследствие инерционности ДГ) исключительно путем вращения \mathbf{m}_s [11]. Исходя из этого факта можно предположить, что в наших экспериментах при перемагничивании образца в переменном магнитном поле с частотой 95 Hz одновременно с движением ДГ возникает и поворот вектора \mathbf{m}_s в доменах в сторону \mathbf{H} . Поэтому форма динамической петли гистерезиса практически не зависит (в отличие от кривых $\alpha(H)$, наблюдаемых при квазистатическом режиме намагничивания) от ориентации \mathbf{H} в базисной плоскости кристалла (рис. 4, *b*).

Магнитооптическая восприимчивость

Из графиков, представленных на рис. 5, видно, что при $T < 250$ К величина $d\alpha/dH$ для „ненапряженного“ кристалла монотонно уменьшается при понижении температуры, тогда как для „приклеенного“ образца зависимость $d\alpha/dH(T)$ имеет более сложный вид. Установлено [2], что начальная магнитная восприимчивость χ в FeVO_3 определяется обратным смещением блоховских ДГ, разделяющих домены по толщине кристалла (поэтому анизотропия χ , а следовательно и анизотропия величины $d\alpha/dH$, в базисной плоскости кристалла отсутствует). Согласно [8], в этом случае $\chi \propto m_s^2/K$, где K — константа внутрислопостной анизотропии. Из известных данных по зависимостям $m_s(T)$ [10] и $K(T)$ [12] следует, что при $T < 290$ К с понижением температуры величина m_s^2 растет медленнее константы K , чем и определяется вид зависимости $d\alpha/dH(T)$ „ненапряженного“ кристалла (рис. 5).

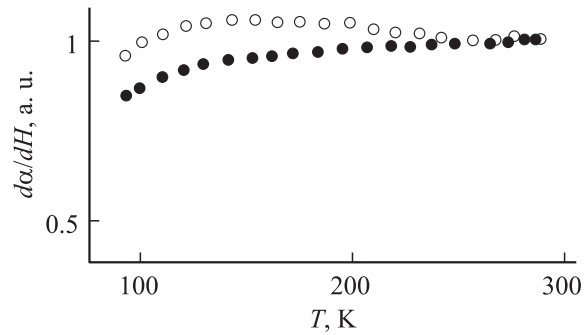


Рис. 5. Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости FeVO_3 : ○ — „приклеенный“ образец, ● — „ненапряженный“ кристалл.

Обратившись к рис. 1, можно заметить, что в центральной части кристалла величина возникающих напряжений относительно невелика, а направления векторов напряжений наименее определены (радиус „кривизны“ оси анизотропии максимален). Если не принимать в расчет обменных взаимодействий, из последнего следует, что в центральной части „приклеенного“ образца все возможные ориентации \mathbf{m}_s в базисной плоскости с энергетической точки зрения примерно эквивалентны. Очевидно, что это обстоятельство облегчает разворот вектора \mathbf{m}_s под действием поля в базисной плоскости кристалла. Следовательно, в напряженном FeVO_3 процесс смещения блоховской ДГ вдоль его толщины начинается в более слабом магнитном поле, чем, вероятно, и определяется некоторый рост магнитооптической восприимчивости „приклеенного“ образца (рис. 5).³

В заключение заметим, что напряжения, аналогичные исследованным в данной работе, могут возникнуть в FeVO_3 под действием деформации держателя образца, вызванной, например, изменением температуры окружающей среды. Поэтому полученные выше результаты помимо чисто научного могут представлять интерес при планировании физических экспериментов на FeVO_3 и других схожих с ним по магнитной структуре магнетиках, а также при разработке конструкции крепления кристалла в различных функциональных элементах, использующих FeVO_3 в качестве активной среды.

Список литературы

- [1] Богданов Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Медведев Л.И., Куркин М.И., Туров Е.А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 2. С. 613–620.
- [2] Lacklison D.E., Chadwick J., Page J.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. Vol. 5. N 4. P. 810–821.
- [3] Scott G.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. Vol. 7. N 11. P. 1574–1587.

³ Учитывая неоднородность напряжений кристалла, в данном случае корректней говорить не о смещении блоховской ДГ в поле H как целого, а о ее изгибе, подобном деформации плоской эластичной мембраны под действием силы, приложенной в центре мембраны нормально к ее плоскости.

- [4] Соколов Б.Ю. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 9. С. 1644–1650.
- [5] Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 11. С. 2036–2041.
- [6] Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 1. С. 220–226.
- [7] Egashira K., Manabe T., Kotsuraki H. // J. Phys. Soc. Japan. 1971. Vol. 31. N 2. P. 602.
- [8] Фарздинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. М.: Наука, 1981.
- [9] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987.
- [10] Кадомцева А.М., Левитин Р.З., Попов Ю.Ф., Селезнев В.Н., Усков В.В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 214–217.
- [11] Колотов О.С., Красножен А.П., Погожев В.А. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 2. С. 305–309.
- [12] Дорошев В.Д., Крыгин И.М., Лукин С.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 5. С. 286–290.