

05;12

Особенности процесса технического намагничивания неоднородно напряженного монокристалла бората железа

© С.Р. Бойдедаев, Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
100174 Ташкент, Узбекистан
e-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступило в Редакцию 31 января 2008 г.)

С помощью низкосимметричных механических напряжений индуцирована дополнительная пространственно неоднородная магнитная анизотропия в базисной плоскости монокристалла FeBO_3 . Магнитооптическим методом исследовано влияние неоднородной магнитной анизотропии на магнитное состояние этого слабого легкоплоскостного ферромагнетика. Обнаружено, что при намагничивании неоднородно напряженного FeBO_3 в базисной плоскости вблизи некоторого выделенного направления происходит переход кристалла из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние, которое может быть представлено в виде статичной спиновой волны, в которой локальный вектор ферромагнетизма, оставаясь в базисной плоскости, осциллирует около направления средней намагниченности кристалла.

PACS: 75.30.Kz, 75.60.Ch

Введение

Относительно недавно в [1] сообщалось о наблюдении ориентационного фазового перехода из однородного магнитного состояния в модулированное в монокристаллах гематита и бората железа, допированных диамагнитными примесями (в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ и $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ соответственно). Предложенная в [1] модель возникающей при этом модулированной магнитной структуры (ММС) этих слабых легкоплоскостных ферромагнетиков предполагает наличие в базисной плоскости кристаллов вблизи примесей дополнительной магнитокристаллической анизотропии, связанной с локальными упругими деформациями кристаллической решетки, вызванными различием ионных радиусов примесных и матричных атомов. Другими словами в [1] предполагалось, что в плоскости легкого намагничивания кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ и $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ существует индуцированная механическими напряжениями пространственно неоднородная магнитная анизотропия, вклад которой в термодинамический потенциал кристалла делает (при наложении внешнего магнитного поля) энергетически выгодным состояние с модуляцией его магнитного порядка.

С целью проверки предложенной в [1] модели возникновения ММС в этом классе магнетиков нами были выполнены исследования влияния неоднородных механических напряжений на магнитную структуру FeBO_3 , результаты которых приведены ниже.

Образцы и методика эксперимента

В эксперименте использовался номинально чистый (беспримесный) монокристалл FeBO_3 в виде плоскопараллельной пластинки толщиной $\sim 50\ \mu\text{m}$ с поперечными размерами $\sim 3\ \text{mm}$. Развитые грани кристалла

совпадали с базисной плоскостью (плоскостью легкого намагничивания) и имели форму, близкую к правильному шестиугольнику. Для создания в кристалле механических напряжений исследуемый образец приклеивался (клей БФ-2) четырьмя углами (рис. 1) к медной шайбе (толщиной $\sim 0.5\ \text{mm}$) так, чтобы его центр совпал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась в оптическом криостате, позволяющем варьировать температуру шайбы с „приклеенным“ образцом в интервале $80 \leq T \leq 290\ \text{K}$. При понижении температуры относительно комнатной происходит деформация шайбы (ее диаметр уменьшается), которая передается образцу, вызывая в нем напряжения.

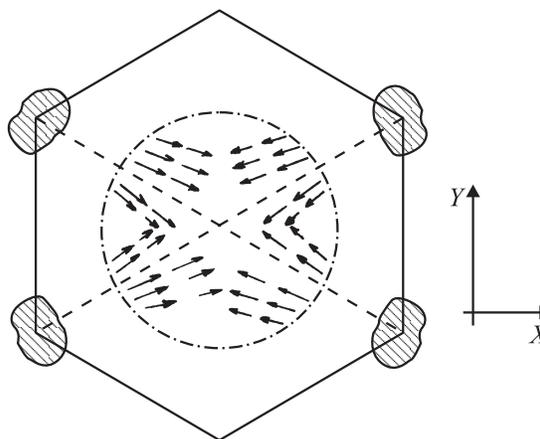


Рис. 1. Схематическое изображение исследованного кристалла. Заштрихованные области — капли клея, которыми кристалл прикреплен к медной шайбе. Пунктир — направления сжимающих кристалл сил, штрихпунктирная окружность — контур отверстия шайбы. Стрелки — „сжимающие“ компоненты тензора напряжений (длина стрелок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

Согласно результатам, полученным в [2], в этом случае происходит сжатие кристалла в базисной плоскости вдоль радиусов шайбы.

На рис. 1 показаны 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 в его плоскости. Эти напряжения наводят в базисной плоскости FeVO_3 дополнительную пространственно неоднородную анизотропию, характеризующуюся полем $H_A \propto \Lambda \sigma(x, y)$ (где Λ — константа магнитострикции, $\sigma(x, y) = f(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$ — эффективное плоскостное напряжение в точке на базисной плоскости с координатами x, y) и азимутом оси $\Theta_A = f(x, y)$ [3]. Поскольку ненапряженный FeVO_3 в магнитном отношении практически изотропен в базисной плоскости (при $T = 77 \text{ К}$ эффективное поле внутриплоскостной гексагональной анизотропии $H_a < 1 \text{ Ое}$ и уменьшается с ростом T [4]), можно ожидать, что анизотропия, наведенная напряжениями, будет играть заметную роль в процессе намагничивания „приклеенного“ образца.

Изучение влияния неоднородных механических напряжений на магнитное состояние FeVO_3 проводилось магнитооптическим методом, аналогичным описанному в [5]: с помощью поляризационного микроскопа визуально наблюдалась эволюция доменной структуры (ДС) образца, вызванная возникающими в кристалле напряжениями, а также изменениями величины и направления внешнего магнитного поля, прикладываемого в базисной плоскости кристалла. Наблюдение ДС осуществлялось „на просвет“ в области длин волн $\lambda \sim 0.5 \mu\text{м}$ (в окне оптической прозрачности FeVO_3) при нормальном падении света на плоскость образца. Система намагничивания позволяла создавать однородное магнитное поле напряженностью $H \leq 70 \text{ Ое}$ и ориентировать вектор \mathbf{H} вдоль любого направления в плоскости образца с погрешностью $\sim \pm 1^\circ$ при $|\mathbf{H}| = \text{const}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как следует из рис. 2, *a*, при комнатной температуре исследуемый образец имел типичную для свободных от механических напряжений кристаллов FeVO_3 регулярную (двуслойную) ДС [6,7], визуализирующуюся в виде прямоугольных полос с четко очерченными границами. По мере охлаждения образца его ДС, оставаясь двуслойной, существенно менялась: ниже $T \sim 200 \text{ К}$ домены постепенно приобретали форму сложных, различающихся площадью фигур. В качестве примера на рис. 2, *b* показан вид ДС „приклеенного“ образца, наблюдаемый в нулевом магнитном поле при $T = 80 \text{ К}$. В области достаточно высоких температур процесс технического

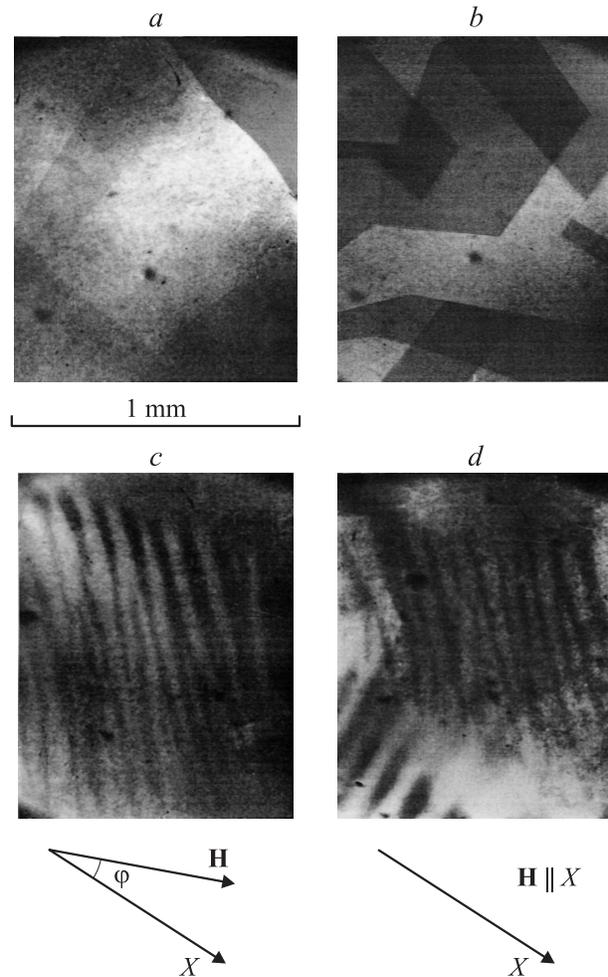


Рис. 2. Изображения „приклеенного“ кристалла FeVO_3 , полученные в поляризованном свете при $T = 290$ (*a*) и 80 К (*b-d*) при различной напряженности и ориентации магнитного поля в базисной плоскости: *a, b* — $H = 0$; *c, d* — $H = 12 \text{ Ое}$. Стрелки указывают направления оси X и вектора \mathbf{H} , $\varphi \approx 10^\circ$ — угол между осью X и направлением намагничивания.

намагничивания в плоскости „приклеенного“ кристалла происходил обычным образом: вне зависимости от ориентации \mathbf{H} в базисной плоскости площади доменов, векторы спонтанной намагниченности \mathbf{m} в которых составляют острые углы с \mathbf{H} , росли за счет соседних доменов с менее выгодной ориентацией \mathbf{m} до тех пор, пока на изображении кристалла не оставалось (в поле $H \sim 7-10 \text{ Ое}$) доменных границ, т.е. его намагниченность ни достигала насыщения. Дальнейшее увеличение напряженности поля (вплоть до максимально достижимой в эксперименте) не приводило к каким-либо заметным изменениям получаемых изображений образца.

Однако ниже $T \approx 125 \text{ К}$ при намагничивании образца вблизи направления оси X (см. рис. 1) при достижении полем величины $H_c \approx 10 \text{ Ое}$ домены в базисной плоскости пропадали, а затем с ростом H на изображении образца появлялись квазипериодические системы чередующихся „светлых“ и „темных“ полос. Причем при

отклонении \mathbf{H} от этого выделенного в базисной плоскости кристалла направления на угол $-5 \leq \varphi \leq +5^\circ$ можно было одновременно наблюдать две (возникающие в разных доменных слоях) системы полос, а при $5 \leq |\varphi| \leq 10^\circ$ — только ту из них, для которой угол между вектором \mathbf{H} и осью X был наибольшим (рис. 2, *c, d*).¹ Возникающие системы полос существовали в некотором зависящем от температуры интервале полей ΔH (величины ΔH для каждой системы полос несколько различаются между собой) и с ростом H исчезали путем постепенного ухудшения контраста между соседними „светлыми“ и „темными“ полосами. Как видно из рис. 2, *c, d*, среднее направление полос составляет с осью X угол, приблизительно равный $\pm 60^\circ$, который, согласно наблюдениям, практически не изменялся во всей области полей и температур существования полос.

Выяснилось, что хотя пространственные периоды D (средние расстояния между „светлыми“ и „темными“ полосами) двух систем полос заметно различаются (см. рис. 2, *d*), тем не менее зависимости D от T и H для обеих систем полос схожи: 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 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. На рис. 3 иллюстрируется изменение в магнитном поле периода системы полос, которая показана на рис. 2, *c*.

Отсутствие резких границ между „светлыми“ и „темными“ полосами, а также их периодичность позволяют описать пространственное распределение интенсивности света I , формирующего изображение полос в плоскости образца (прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор), периодической функцией типа

$$I = I_0 \cos kr, \quad (1)$$

где $I_0 = \text{const}$, $k = 2\pi/D$ — модуль волнового вектора (\mathbf{k} — перпендикулярен направлению полос), r — текущая координата вдоль направления вектора \mathbf{k} .

Учитывая, что упругие напряжения, возникающие в плоскости образца, не приводят к выходу вектора \mathbf{m} из базисной плоскости FeVO_3 [6], можно утверждать, что в выбранной геометрии наблюдения контраст изображения полос в основном возникает за счет различия величины магнитного линейного дихроизма в соседних участках образца в направлении \mathbf{k} . Принимая во внимание зависимость этого четного магнитооптического

¹ Манипуляции с 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. Также не сообщалось о возникновении полос при наблюдении изменений в процессе намагничивания ДС монокристалла FeVO_3 , подвергнутого однородному сжатию в базисной плоскости [6].

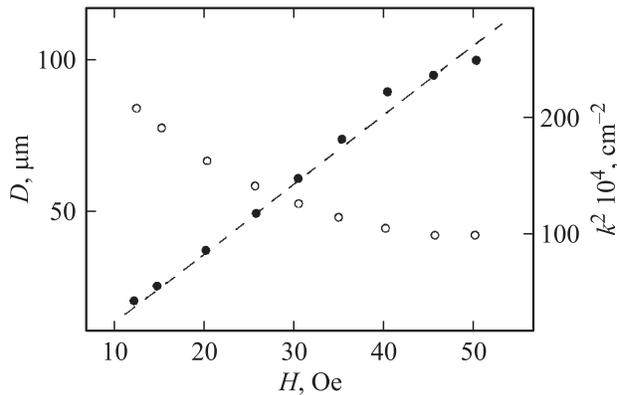


Рис. 3. Полевые зависимости пространственного периода системы полос D (○) и квадрата модуля волнового вектора модулированной магнитной структуры k (●), полученные при ориентации вектора \mathbf{H} под углом 10° к оси X ($T = 80$ К). Штриховая линия — зависимость $k^2 \propto H - \text{const}$.

эффекта от ориентации \mathbf{m} в базисной плоскости кристалла [5], на основании (1) азимут вектора \mathbf{m} в плоскости „приклеенного“ образца при $T < 125$ К, в области полей существования систем полос, можно представить в виде

$$\beta = \beta_0 \cos kr + \gamma,$$

где $\gamma \approx \pm 30^\circ$ — угол между \mathbf{k} и осью X , β_0 — амплитуда отклонения \mathbf{m} от направления \mathbf{k} .

Последнее означает, что при ориентации \mathbf{H} вблизи выделенного направления в базисной плоскости неоднородно напряженного FeVO_3 (вблизи диагонали меньшего из углов между направлениями сжимающих кристалл сил) поле $H \geq H_c$ индуцирует переход этого кристалла из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние. Реализующаяся модулированная магнитная фаза может быть представлена в виде статичной спиновой волны, линейно поляризованной в базисной плоскости, в которой азимут вектора слабого ферромагнетизма осциллирует около направления средней намагниченности кристалла. Аналогичную (за исключением отличия угла между векторами \mathbf{k} и \mathbf{H}) структуру имеют модулированные магнитные фазы кристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ и $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ [1].

Из выполненного в [1] теоретического рассмотрения перехода легкоплоскостного слабого ферромагнетика из однородного магнитного состояния в модулированное, в частности, следует, что полевая зависимость волнового вектора модуляции магнитного параметра порядка представляется как

$$k = \sqrt{A + BH},$$

где A и B — некоторые феноменологические константы. Именно такая зависимость $k(H)$ для системы полос, возникающих на изображении исследованного образца, наблюдается экспериментально (см. рис. 3). Учитывая ориентацию полос в плоскости „приклеенного“ образца

(см. рис. 2, *c, d*), можно заключить, что векторы \mathbf{k} наблюдаемых ММС приблизительно коллинеарны одному из двух направлений сжимающих кристалл сил. Следовательно, в отличие от ММС, реализующихся во внешнем поле H в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ [1], симметрия волновых векторов которых отражает гексагональную симметрию кристаллов в базисной плоскости, исследованная магнитная структура отражает, как этого можно было и ожидать, симметрию возникающих в кристалле напряжений.

Таким образом, несмотря на некоторые отличия в деталях между модулированными магнитными фазами неоднородно напряженного FeVO_3 и кристаллов $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$, в целом, выполненные исследования подтверждают теоретическую модель возникновения ММС легкоплоскостных слабых ферромагнетиков, предложенную в [1].

Список литературы

- [1] Соколов Б.Ю. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. Вып. 2 (8). С. 472–482.
- [2] Соколов Б.Ю. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 56–61.
- [3] Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 9. С. 1651–1659.
- [4] Богданов Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Медведев Л.И., Куркин М.И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 2. С. 613–620.
- [5] Бойдедаев С.Р., Джураев Д.Р., Соколов Б.Ю., Шарипов М.З. // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. № 3. С. 518–524.
- [6] Scott G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. Vol. 7. N 11. P. 1574–1587.
- [7] Соколов Б.Ю. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 9. С. 1644–1650.