

05

Магнитный ориентационный фазовый переход в двухосно-напряженном монокристалле $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

© Л.Н. Ниязов, Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
Ташкент, Узбекистан

E-mail: bsoptic@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 27 октября 2011 г.)

Магнитооптическим методом исследована эволюция доменной структуры монокристалла $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ под действием двухосных механических напряжений. Исследования проводились на образце в виде плоскопараллельной пластинки, вырезанной параллельно кристаллографической плоскости (110); механические напряжения образца возникали в результате действия сжимающих его сил, ориентированных в плоскости (110) вдоль направлений типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Обнаружено, что возникающие в образце напряжения приводят к переориентации оси легкого намагничивания, происходящей путем фазового перехода первого рода. Обсуждение полученных результатов проведено в рамках термодинамической теории магнитных ориентационных фазовых переходов.

1. Введение

Среди различных типов магнитных фазовых переходов принято выделять так называемые ориентационные фазовые переходы (ОФП) — фазовые превращения, при которых изменение внешних условий вызывает переориентацию направления оси легкого намагничивания магнитоупорядоченного кристалла [1]. В свое время именно исследования магнитных ОФП существенно дополнили и развили представления термодинамической теории фазовых переходов. С практической точки зрения актуальность изучения ОФП определяется прежде всего возможностью разработки на их основе систем записи, хранения и считывания информации. В настоящий момент достаточно подробно как экспериментально, так и теоретически исследованы спонтанные ОФП (переходы, возникающие при изменении температуры) и ОФП, индуцированные магнитным полем [1]. Вместе с этим известно, что переориентация оси легкого намагничивания магнетика может происходить и под действием механических напряжений. Однако ОФП этого типа все еще остаются относительно мало изученными.

В настоящей работе представлены результаты исследований ОФП в феррите-гранате $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, возникающего в этом кристалле при воздействии на него двухосных сжимающих напряжений. Заметим, что редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ) уже нашли широкое применение в качестве активной среды различных функциональных элементов микро- и оптоэлектроники: достаточно указать на многочисленные устройства, в работе которых используются цилиндрические магнитные домены [2]. В последние годы дополнительное внимание к РЗФГ стимулируется перспективой создания на основе этих ферромагнетиков материалов для элементной базы приборов спиновой электроники нового поколения [3]. В связи с этим приводимые далее результаты могут представлять прикладной интерес.

2. Методика эксперимента и образцы

Для исследований использовался монокристалл $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, выращенный методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве, из которого изготавливались образцы в виде плоскопараллельных пластинок, развитые плоскости которых имели форму квадрата со стороной $\sim 3 \text{ mm}$ и были параллельны кристаллографической плоскости (110). Пластины вырезались так, чтобы противоположные стороны их квадратного основания практически совпадали с кристаллографическими направлениями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ (угол отклонения сторон квадратного основания от заданного кристаллографического направления, связанный с ошибкой ориентации кристалла на столике режущего станка, не превышал 5°). Развитые поверхности образцов подвергались шлифовке с помощью алмазных паст с последующим химическим травлением ортофосфорной кислотой (подробнее см. [4]).

Для создания в образце механических напряжений образец приклеивался (клей БФ-2) по периметру к медной шайбе толщиной 0.5 mm (рис. 1), имеющей отверстие диаметром $\approx 1.5 \text{ mm}$, так, чтобы его центр совпадал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась в оптическом криостате, позволяющем варьировать температуру шайбы с „приклеенным“ образцом в интервале $85 \leq T \leq 295 \text{ K}$. При температуре ниже комнатной по мере охлаждения происходит деформация медной шайбы (ее диаметр уменьшается), которая из-за разности коэффициентов теплового линейного расширения меди и $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ передается образцу, вызывая напряжения его кристаллической решетки.

Известно, что упругие свойства РЗФГ (модуль Юнга, коэффициент теплового расширения и т. п.) практически изотропны (так же как и у меди) [5]. Поэтому, считая, что клеевая адгезия обеспечивает жесткую связь образца с шайбой, величину относительной деформации кристалла, возникающей при изменении температуры,

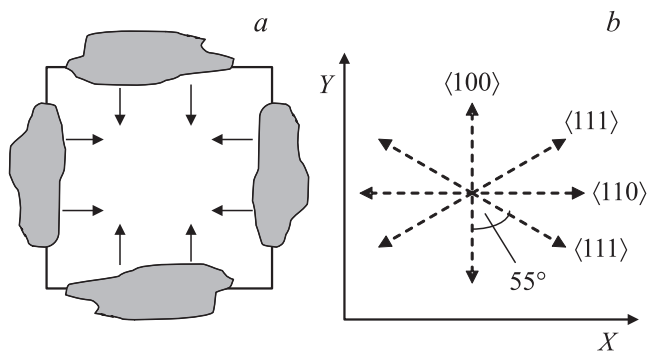


Рис. 1. а) Схематическое изображение исследуемого образца: серые области — капли клея, которыми образец приклеен к шайбе, стрелки — направления сжимающих образец сил. б) Ориентация осей лабораторной системы координат (плоскость XY — фокальная плоскость микроскопа) и основных кристаллографических направлений (штриховые стрелки) в плоскости образца.

определим как

$$\Delta u \approx [\alpha - \alpha(\text{Cu})]\Delta T, \quad (1)$$

где $\alpha(\text{Cu})$, α — средние коэффициенты теплового линейного расширения меди и $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в температурном интервале ΔT , а соответствующее эффективное напряжение вдоль направления действующих на „приклеенный“ образец сил — как

$$\sigma \approx C\Delta u, \quad (2)$$

где $C > 0$ — коэффициент упругой жесткости $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

По имеющимся данным в интервале $85 \leq T \leq 295$ К коэффициент линейного расширения различных РЗФГ меньше коэффициента линейного расширения меди и слабо зависит от входящего в их состав редкоземельного иона [5]. Поэтому можно утверждать, что по мере охлаждения „приклеенного“ образца возникают силы, сжимающие его в плоскости (110) в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Следовательно, при понижении температуры линейные размеры образца будут уменьшаться, т.е. возникающие при этом напряжения $\sigma < 0$ (см. формулы (1), (2)). На рис. 1, а схематически показан вид наклеенного на шайбу образца; на рис. 1, б показаны ориентация осей лабораторной системы координат и направления основных кристаллографических осей в плоскости образца.

Для изучения влияния механических напряжений на ориентацию спонтанного магнитного момента \mathbf{M} в $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ исследовалось поведение доменной структуры (ДС) кристалла при изменении температуры. При этом экспериментальные данные, полученные на „приклеенном“ и „ненапряженном“ образцах, сравнивались между собой. В последнем случае образец размещался в специальной оправке, сводящей к минимуму воздействие на него температурных деформаций металлических частей криостата [6].

Из результатов многочисленных экспериментальных исследований РЗФГ системы $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ известно, что устойчивыми направлениями спонтанного магнитного момента в кристалле являются направления типа $\langle 111 \rangle$ [7,8]. Следовательно, при выбранной кристаллографической ориентации образцов имеются четыре направления, лежащие в плоскости образца, и четыре направления, образующие с плоскостью образца углы $\pm 55^\circ$, вдоль которых может ориентироваться \mathbf{M} . Однако, согласно общим физическим представлениям, вследствие значительно меньшей величины размагничивающего фактора в плоскости тонкой пластины по сравнению с таковым в перпендикулярном ее плоскости направлении энергетически наиболее выгодной является ДС, состоящая из областей, намагниченных в плоскости пластины. Исходя из этого следует ожидать, что в отсутствие напряжений ДС исследуемых образцов должна состоять из доменов, в которых вектор \mathbf{M} лежит в их плоскости, со 180° , 110° и 70° доменными границами (ДГ). Однако, как показали эксперименты, такая ДС наблюдалась не всегда: у части образцов реализовалась нерегулярная ДС, содержащая как участки, в которых вектор \mathbf{M} лежал в плоскости образца, так и участки, в которых вектор \mathbf{M} был перпендикулярен (или почти перпендикулярен) его плоскости. Известно, что нерегулярная ДС указывает на наличие в кристалле неоднородных механических напряжений (ростовых и/или наведенных механической обработкой) [9]. Поэтому для эксперимента был выбран образец, имеющий наиболее „правильную“ с точки зрения теории доменную конфигурацию (толщина исследуемого образца составляла $\sim 70 \mu\text{m}$).

Визуализация ДС выполнялась с использованием стандартной магнитооптической методики: домены наблюдались „на просвет“ при помощи поляризационного микроскопа; контраст получаемых изображений ДС обуславливался в основном разной величиной или разным знаком фарадеевского вращения в соседних доменах. Поскольку в отобранном образце вектор \mathbf{M} лежит в его плоскости, для визуализации ДС образец ориентировался так, чтобы угол падения составлял $\sim 20^\circ$ (образец поворачивался вокруг оси, перпендикулярной среднему направлению \mathbf{M} в доменах), что обеспечивало существование компоненты вектора \mathbf{M} вдоль направления распространяющегося в кристалле света, определяющей эффект Фарадея (ЭФ)¹ (очевидно, что в этом случае при прочих равных условиях контраст получаемого изображения 180° ДС всегда будет выше контраста между доменами, разделенными 110° и 70° ДГ).

Кристалл $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ характеризуется сильным поглощением света видимого диапазона длин волн, уменьшающимся при смещении в красную область спектра. Поэтому в качестве источника света в экспериментах использовался He–Ne-лазер ЛГ-126, генерирующий

¹ При такой ориентации плоскость образца отклоняется от фокальной плоскости микроскопа, поэтому угол наклона образца ограничивался глубиной оптической резкости микроскопа.

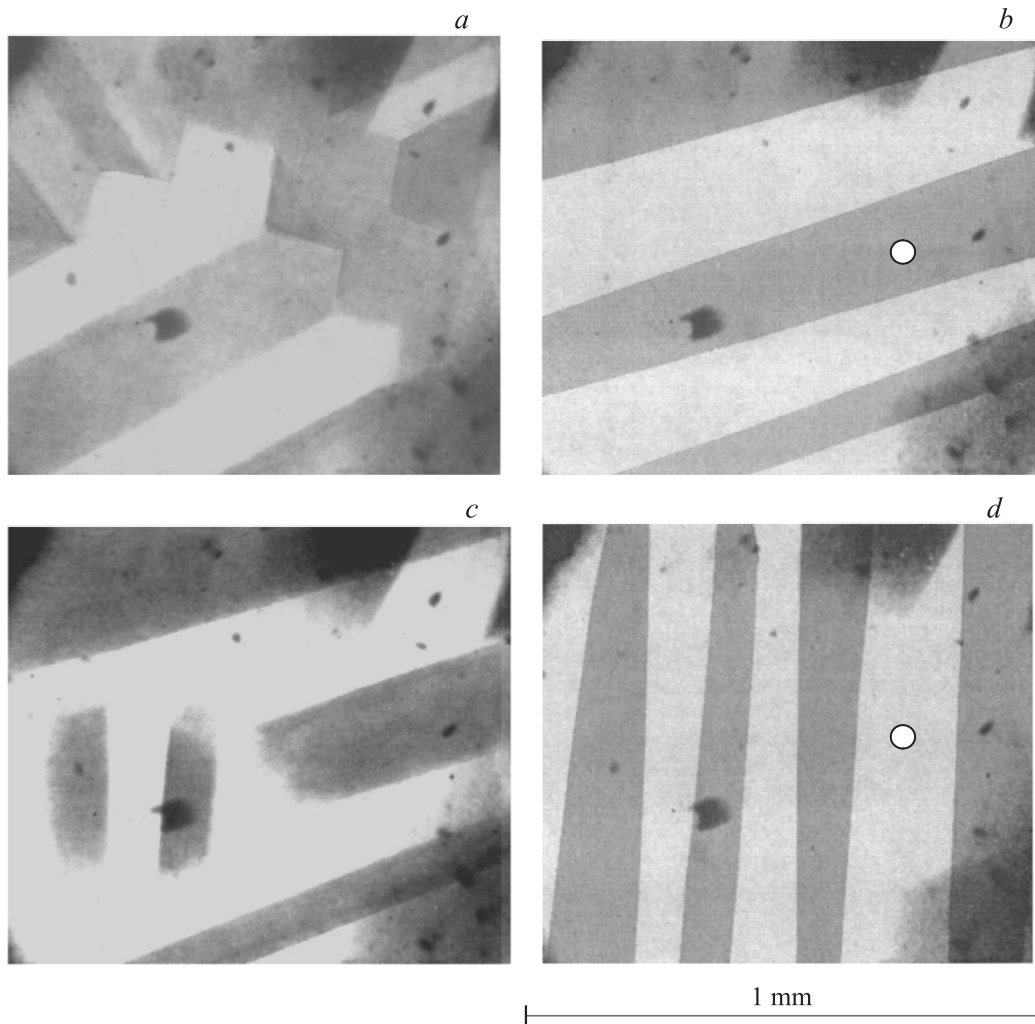


Рис. 2. Изображения доменной структуры исследованного образца, полученные при различной температуре. T , К: a — 85 („ненапряженный“ образец), b — 100, c — 93, d — 90. Образец повернут на угол $\sim 20^\circ$ относительно фокальной плоскости микроскопа вокруг оси, перпендикулярной среднему направлению доменных границ. Кругком отмечена точка на поверхности образца, в которой фокусировалось лазерное излучение при исследованиях эффекта Фарадея.

излучение с длиной волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$. Для уменьшения влияния интерференционных эффектов („спекла“) на качество получаемых изображений ДС в оптической схеме установки после лазера размещался элемент „подавления“ когерентности света, конструкция которого описана в [10]. Получаемые изображения ДС могли фиксироваться цифровой фотокамерой, состыкованной с компьютером.

Кроме визуального наблюдения ДС для изучения динамики переориентации оси легкого намагничивания кристалла под действием сжимающих его сил при той же ориентации образца исследовалась температурная зависимость спонтанного ЭФ. В этих экспериментах лазерный луч фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром $\sim 50 \mu\text{m}$, меньшим поперечных размеров доменов (см. далее). Измерения угла спонтанного фарадеевского вращения φ проводились методом непрерывно вращающегося анализатора [11].

3. Экспериментальные результаты

Как показал эксперимент, в исследованной температурной области $85 \leq T \leq 295$ К ДС „ненапряженного“ образца практически не зависит от T и имеет двухосную симметрию в плоскости (110): домены наблюдаются в виде однородно намагниченных областей разной степени почернения, разделенных отрезками прямых, направление которых близко либо к направлениям $\langle 111 \rangle$, либо к биссектрисе угла между направлениями $\langle 111 \rangle$ (рис. 2, a).² Считая, что векторы \mathbf{M} в доменах ориентированы в плоскости образца вдоль направлений $\langle 111 \rangle$, можно заключить, что в полном соответствии с теорети-

² Поглощение образцом света с $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ уменьшается при понижении температуры от 295 до 85 К более чем в 4 раза. Поэтому на рис. 2, a представлено изображение ДС „ненапряженного“ образца, полученное при $T = 85$ К, как имеющее заметно больший контраст по сравнению с наблюдаемым при комнатной температуре.

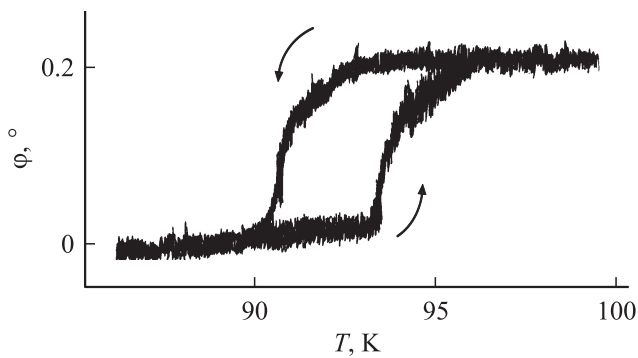


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанного эффекта Фарадея, полученная при фокусировке излучения лазера на поверхности „приклеенного“ образца в точке, отмеченной на рис. 2, *b, d*. Образец повернут вокруг оси Y на угол $\sim 20^\circ$. Стрелками показано направление изменения температуры.

ческими представлениями в „ненапряженном“ образце реализуется ДС со 180° , 110° и 70° ДГ.

Такая же ДС наблюдается при $T = 295$ К и у „приклеенного“ образца, однако в отличие от „ненапряженного“ образца при понижении температуры его ДС заметно изменяется. Сначала при достижении $T \approx 220$ К 110° и 70° ДГ пропадают, и на изображении образца остаются лишь домены с ДГ, параллельными одной из осей $\langle 111 \rangle$. Такая полосовая 180° ДС существует в „приклеенном“ образце до $T \approx 100$ К (рис. 2, *b*), ниже которой наблюдается уменьшение контраста ее изображения, при этом в центральной части образца на месте старых доменов скачком возникают новые прямоугольные домены с четкими границами, ориентированными вдоль оси $\langle 100 \rangle$ (рис. 2, *c*). Длина новых доменов растет с понижением температуры, и при $T \approx 90$ К новые домены „прорастают“ на всю наблюдаемую площадь образца (рис. 2, *d*), четкость изображения ДС восстанавливается, а ее вид не изменяется вплоть до минимально достижимой в эксперименте $T = 85$ К.

На рис. 3 приведена температурная зависимость спонтанного ЭФ в области $85 \leq T \leq 100$ К, полученная при фокусировке излучения лазера на поверхности „приклеенного“ образца в точке, отмеченной на рис. 2, *b, d*. При записи кривой $\phi(T)$ образец был повернут вокруг оси Y лабораторной системы координат так, чтобы нормаль к его плоскости образовывала с осью X угол $\sim 70^\circ$ (т.е. угол падения света на плоскость образца составлял $\sim 20^\circ$). Как видно из рис. 3, в этой геометрии эксперимента при охлаждении „приклеенного“ образца ниже $T = 90$ К спонтанный ЭФ обращается в нуль. Следовательно, при $T < 90$ К в образце в точке измерения отсутствует проекция локального вектора \mathbf{M} на направление распространения света. Значение $T = 90$ К близко к температуре, при которой заканчивается перестройка ДС „приклеенного“ образца. Учитывая, что свет фокусировался в точке, расположенной в центре доменов (рис. 2, *b, d*), можно заключить, что в реализующейся при $T < 90$ К ДС „приклеенного“ образца вектор \mathbf{M}

не выходит из плоскости (110) и ориентирован вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (вдоль оси Y).

4. Обсуждение результатов

Переходя к интерпретации результатов выполненных исследований, прежде всего отметим, что перестройка ДС „приклеенного“ образца, наблюдаемая вблизи $T \approx 220$ К, очевидно, не связана с магнитным ОФП, так как при этом направление оси легкого намагничивания в кристалле осталось прежним. Эти изменения ДС можно объяснить, если учесть, что, согласно [12], механические напряжения понижают магнитную симметрию РЗФГ, выделяя ту из легких осей, которая образует наименьший угол с направлением сжимающей кристалл силы. Хотя в нашем эксперименте сжимающие силы действуют симметрично на боковые стороны образца (рис. 1), тем не менее из-за возможной ошибки его кристаллографической ориентации может оказаться, что оси $\langle 111 \rangle$, лежащие в плоскости (110) , не вполне эквивалентны по отношению к возникающим напряжениям. В результате такой неэквивалентности по мере охлаждения „приклеенного“ образца и роста сжимающих его сил при некоторой температуре векторы \mathbf{M} выстраиваются вдоль наиболее предпочтительного с энергетической точки зрения направления $\langle 111 \rangle$, и, как следствие, ДС образца изменяется, превращаясь из двухосной в одноосную.

Принципиально иная ситуация возникает при перестройке ДС „приклеенного“ образца в области $90 \leq T \leq 93$ К: выше и ниже этого температурного интервала векторы \mathbf{M} в доменах оказываются ориентированными вдоль разных кристаллографических направлений, т.е. направление легкой оси в кристалле меняется. Это означает, что при $90 \leq T \leq 93$ К в „приклеенном“ образце под действием сжимающих его сил происходит ОФП, при котором спонтанный магнитный момент переориентируется от направления $\langle 111 \rangle$ к направлению $\langle 100 \rangle$. Причем, принимая во внимание скачкообразный характер наблюдаемого изменения ДС и заметный температурный гистерезис ЭФ (рис. 3), можно утверждать, что этот ОФП — переход первого рода. Известно, что вблизи точки ОФП первого рода существенно увеличивается амплитуда флуктуаций направления локального вектора \mathbf{M} в объеме кристалла [1]. Вероятно, рассеяние света на магнитных микронеоднородностях, связанных с этими флуктуациями \mathbf{M} , и вызывает отмечавшееся выше уменьшение контрастности изображения ДС „приклеенного“ образца в интервале $90 \leq T \leq 93$ К.

Для выяснения условий, приводящих к наблюдаемой переориентации оси легкого намагничивания в „приклеенном“ образце, обратимся к феноменологической теории ОФП, основанной на анализе термодинамического потенциала магнитоупорядоченного кристалла [1]. Будем исходить из термодинамического потенциала кубического ферромагнетика, вектор \mathbf{M} в котором ориентирован в плоскости (110) [9], добавив к нему слагаемые, учитывающие дополнительную магнитную анизотропию,

индуцированную в кристалле механическими напряжениями.

По известным данным в гранатах $Y_3Fe_5O_{12}$ и $Ho_3Fe_5O_{12}$ первая константа кубической анизотропии K_1 по абсолютной величине значительно превышает вторую константу кубической анизотропии K_2 , при этом $K_1 < 0$ [9]. Очевидно, что в $Ho_{0.6}Y_{2.4}Fe_5O_{12}$ должна наблюдаться аналогичная ситуация, поэтому далее зависящим от K_2 вкладом в термодинамический потенциал кристалла будем пренебрегать.³

Магнитную анизотропию, обусловленную сжатием кристалла, с учетом направлений сжимающих сил опишем двумя константами: константой одноосной анизотропии с осью $\langle 100 \rangle$

$$K_{100} = \frac{3}{2} \sigma \Lambda_{100} \quad (3)$$

и константой одноосной анизотропии с осью $\langle 110 \rangle$

$$K_{110} = \frac{3}{2} \sigma \Lambda_{110}, \quad (4)$$

где Λ_{100} и Λ_{110} — константы магнитострикции вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ соответственно [9]. Известно, что гранаты $Ho_3Fe_5O_{12}$ и $Y_3Fe_5O_{12}$ характеризуются отрицательной магнитострикцией [5,9]. На основании этого можно считать, что константы Λ_{100} и Λ_{110} в исследуемом кристалле также отрицательны, а поскольку в нашем случае $\sigma < 0$, согласно (3), (4), имеем $K_{100}, K_{110} > 0$.

С учетом знаков констант K_1 , K_{100} и K_{110} зависящую от ориентации вектора \mathbf{M} плотность термодинамического потенциала в отдельном домене „приклеенного“ образца в полярной системе координат с полярной осью, параллельной оси Y , представим (в одноконстантном приближении) в виде

$$\Phi = -K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) + K_{100} \sin^2 \theta + K_{110} \cos^2 \theta,$$

где θ — угол, образованный \mathbf{M} с направлением $\langle 100 \rangle$ в плоскости $\langle 110 \rangle$.

Равновесные направления вектора \mathbf{M} в доменах „приклеенного“ образца найдем из стандартных условий минимума потенциала Φ ($\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \geq 0$), из которых следует

- 1) $\theta = 0$ ($\mathbf{M} \parallel \langle 100 \rangle$) при $(K_{100} - K_{110}) \geq |K_1|$,
- 2) $\theta = 90^\circ$ ($\mathbf{M} \parallel \langle 110 \rangle$) при $(K_{110} - K_{100}) \geq |K_1|/2$,
- 3) $\theta = \arccos[2(K_{100} - K_{110})/3K_1 + 1/3]^{1/2}$
при $(K_{110} - K_{100}) \leq |K_1|/2$.

Очевидно, что при $K_{100}, K_{110} = 0$ угол $\theta = \arccos(1/3)^{1/2} \approx 55^\circ$ ($\mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$).

³ Как уже отмечалось, в „ненапряженном“ образце в исследованном интервале температур осями легкого намагничивания являются направления $\langle 111 \rangle$, т. е. в $Ho_{0.6}Y_{2.4}Fe_5O_{12}$ при $85 \leq T \leq 293$ К $K_1 < 0$.

Отсюда видно, что переход начальной магнитной фазы с $\mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$ в фазу с $\mathbf{M} \parallel \langle 100 \rangle$ при $(K_{100} - K_{110}) = |K_1|$ происходит скачком (переход первого рода), а в фазу с $\mathbf{M} \parallel \langle 110 \rangle$ при $(K_{110} - K_{100}) = |K_1|/2$ — непрерывно (переход второго рода).⁴ Следовательно, в зависимости от соотношения между величинами констант K_{100} и K_{110} картина перестройки ДС „приклеенного“ образца должна принципиально меняться: в первом случае при понижении температуры домены с $\mathbf{M} \parallel \langle 100 \rangle$ должны возникать скачком, что наблюдается в нашем эксперименте; во втором случае переориентация \mathbf{M} в доменах должна происходить плавно. Таким образом, для объяснения результатов наблюдений изменения ДС „приклеенного“ образца при $90 \leq T \leq 93$ К необходимо предположить, что в низкотемпературной области в $Ho_{0.6}Y_{2.4}Fe_5O_{12}$ (так же как и в $Ho_3Fe_5O_{12}$ [9]) $|\Lambda_{100}| > |\Lambda_{110}|$ (т. е. $K_{100} > K_{110}$).

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрен частный случай ОФП, индуцированного планарными механическими напряжениями в плоскопараллельной пластинке кубического кристалла, вырезанной параллельно плоскости $\langle 110 \rangle$: предполагалось, что силы, действующие вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, равны по величине, а знаки актуальных констант анизотропии фиксированы. Тем не менее оказалось, что даже в этом относительно простом случае в зависимости от соотношения между величинами констант кубической анизотропии K_1 и констант анизотропии, наведенной в кристалле двухосными напряжениями, K_{100} и K_{110} , а также между величинами констант K_{100} и K_{110} переориентация направления спонтанного магнитного момента кубического кристалла под действием напряжений происходит как фазовый переход либо первого, либо второго рода. В связи с этим заметим, что магнитострикционные свойства РЗФГ характеризуются большим разнообразием: величина магнитострикции сильно изменяется как в зависимости от температуры, так и в зависимости от входящего в состав редкоземельного иона; константы магнитострикции вдоль различных кристаллографических направлений могут иметь разные знаки, которые в свою очередь могут меняться при изменении температуры [5,9]. Поэтому, принимая во внимание связь между константами анизотропии и константами магнитострикции (см. (3), (4)), следует ожидать широкого набора возможных сценариев перестройки ДС планарно напряженных кристаллов РЗФГ при изменении величины напряжений и/или температуры. Следовательно, доменными конфигурациями РЗФГ можно целенаправленно манипулировать, задавая направление и величину действующих на кристалл сил.

⁴ Можно показать, что в рамках одноконстантного приближения при одноосном напряжении кубического кристалла переориентация оси легкого намагничивания всегда происходит как фазовый переход второго рода.

Список литературы

- [1] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
- [2] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 319 с.
- [3] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. УФН **179**, 8, 897 (2009).
- [4] Б.Ю. Соколов. ФТТ **53**, 8, 1505 (2011).
- [5] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1231 с.
- [6] Б.Ю. Соколов. ФТТ **47**, 9, 1644 (2005).
- [7] В.Г. Демидов, Р.З. Левитин. ЖЭТФ **72**, 3, 1111 (1977).
- [8] В.В. Дружинин, А.И. Павловский, О.М. Таценко, А.С. Лагутин, В.В. Платонов. ФТТ **34**, 12, 3755 (1992).
- [9] С. Тиказуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
- [10] Д.Н. Джураев, К.М. Мукимов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. ПТЭ, **4**, 152 (1992).
- [11] С.Ш. Гольдштейн, К.М. Мукимов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. ПТЭ, **6**, 113 (1992).
- [12] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **65**, 1 (7), 377 (1973).