

05,11

# Магнитооптические исследования доменной структуры и процесса намагничивания феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ в температурной области спонтанного спин-переориентационного фазового перехода

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,  
Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 14 декабря 2010 г.)

Магнитооптическим методом исследована перестройка доменной структуры и процесс технического намагничивания монокристалла  $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$  в температурной области спонтанного ориентационного фазового перехода. Показано, что фазовый переход растянут в некотором температурном интервале, в котором наблюдается сосуществование доменов низкотемпературной и высокотемпературной магнитных фаз. Установлено, что характер эволюции доменной конфигурации в температурной области спиновой переориентации существенно зависит от наличия в кристалле механических напряжений. Выявлены аномалии температурных зависимостей коэрцитивной силы и магнитооптической восприимчивости кристалла, связанные с перестройкой его доменной структуры при фазовом переходе. Интерпретация полученных экспериментальных результатов выполнена в рамках существующей теории ориентационных фазовых переходов в кубическом кристалле.

## 1. Введение

Редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ) — традиционный объект исследований физики магнитных явлений на протяжении уже более 30 лет. В последнее время дополнительное внимание к РЗФГ вызвано перспективой создания на основе этих ферритмагнетиков материалов для элементарной базы приборов спиновой электроники нового поколения [1]. С этой точки зрения магнитные фазовые превращения типа порядок—порядок, характерные для ряда РЗФГ, могут представлять практический интерес.

Известно, что в смешанных тербий-иттриевых ферритах-гранатах  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  при изменении температуры происходит ориентационный фазовый переход (ОФП): при понижении температуры от комнатной до  $T < T_c$  спонтанный магнитный момент кристалла  $M_s$  переориентируется от направлений типа [111] к направлениям типа [100] [2,3]. Выполненные в [2,3] исследования в основном проводились в достаточно сильных магнитных полях ( $H > 2 \cdot 10^3$  Ое), обеспечивающих (для облегчения сопоставления данных эксперимента с теорией) монокристаллическое состояние кристалла. В то же время очевидно, что для практических целей актуально поведение свойств материала в слабых магнитных полях, получение которых не вызывает технических трудностей. В частности, результаты таких исследований могут быть полезны при разработке спинтронных устройств, принцип работы которых основан на изменении доменной структуры (ДС) активной среды (например, в системах записи, хранения и считывания информации). Хотя теория перестройки ДС, возникающей при ОФП, и связанных с этим изменений основных магнитных

характеристик кубического кристалла была развита уже в [2,3], насколько нам известно, до настоящего времени экспериментальных исследований ДС РЗФГ вблизи  $T_c$  не проводилось. В связи с этим нами были выполнены визуальные наблюдения эволюции ДС и исследования процесса намагничивания кристалла  $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$  в температурной области его спиновой переориентации, результаты которых приведены далее.

## 2. Методика эксперимента и образцы

Для исследований использовался монокристалл граната  $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$  с размерами  $\sim 6 \times 6 \times 6$  мм, выращенный методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве, из которого вырезались плоскопараллельные пластинки так, чтобы их развитые плоскости были параллельны кристаллографической плоскости (110).<sup>1</sup>

Известно, что после механической обработки и полировки поверхностей в кристаллах РЗФГ обычно возникает приповерхностный слой, в котором наводится дополнительная одноосная магнитная анизотропия с осью, перпендикулярной (или почти перпендикулярной) поверхности образца [4]. В результате этого в приповерхностном слое возникает нерегулярная ДС, направление вектора  $M_s$  в доменах которой может случайным образом изменяться по поверхности образца (см., например, пионерские работы [5,6]). В достаточно толстых образцах изображение этой приповерхностной ДС (получаемое, например, с помощью порошковых фигур или маг-

<sup>1</sup> Синтез граната, определение его химического состава, а также кристаллографическая ориентация образцов были выполнены в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ.

ниптооптическим методом) маскирует изображение „внутренних“ доменов, а в образцах толщиной  $\sim 20\text{--}30\ \mu\text{m}$  приповерхностные домены прорастают на всю толщину образца [5,6]. Поэтому в наших экспериментах использовались образцы толщиной  $\sim 80\text{--}90\ \mu\text{m}$  (с поперечными размерами в плоскости (110)  $\sim 2\text{--}3\ \text{mm}$ ), поверхности которых после механической обработки подвергались (для удаления нарушенного приповерхностного слоя) травлению в ортофосфорной кислоте при  $T = 200^\circ\text{C}$ , после чего образцы в течение суток отжигались на воздухе при  $T = 600^\circ\text{C}$ . Как правило, в результате этих операций удавалось наблюдать „внутреннюю“ ДС образца, вид которой соответствовал теоретическим представлениям об ориентации  $\mathbf{M}_s$  в РЗФГ [2].

Визуализация ДС образцов проводилась с использованием стандартной магнитооптической методики: домены наблюдались „на просвет“ при помощи поляризационного микроскопа; контраст получаемых изображений ДС обуславливался в основном различной величиной и/или разным знаком фарадеевского вращения в соседних доменах. Получаемые изображения ДС фиксировались цифровой фотокамерой, состыкованной с компьютером.

Кроме визуального наблюдения ДС  $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и ее эволюции при изменении температуры исследовались температурные зависимости двух характеристик кристалла, непосредственно связанных с его ДС: полевой зависимости эффекта Фарадея  $\alpha(H)$  ( $\alpha$  — угол фарадеевского вращения) и магнитооптической восприимчивости  $\partial\alpha/\partial H$ . Измерения величин  $\alpha$  и  $\partial\alpha/\partial H$  проводились по обычной интенсивностной методике [7] (угол между осями поляризатора и анализатора составлял  $45^\circ$ ) в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой 25 Hz. При исследованиях зависимости  $\alpha(H)$  амплитуда магнитного поля составляла 40, а зависимости  $\partial\alpha/\partial H(T)$  — 0.2 Oe (в обоих случаях вектор  $\mathbf{H}$  лежал в плоскости образца). Поскольку  $\alpha \propto M$ , где  $M$  — намагниченность, очевидно, что зависимость  $\alpha(H)$  отражает ход кривой намагничивания, а зависимость  $\partial\alpha/\partial H(T)$  соответствует температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости.

Как показали эксперименты (см. далее), в общем случае образцы содержали как „фарадеевские“ (вектор  $\mathbf{M}_s$  перпендикулярен плоскости образца), так и „коттоновские“ (вектор  $\mathbf{M}_s$  лежит в плоскости образца) домены, поэтому образцы устанавливались так, чтобы угол падения света на их плоскость составлял  $\sim 15^\circ$  (ось, вокруг которой поворачивался образец, выбиралась с учетом реализующейся доменной конфигурации). В такой геометрии эксперимента вне зависимости от типа ДС всегда существовала компонента  $\mathbf{M}_s$  вдоль направления распространяющегося в кристалле света, определяющая эффект Фарадея, что позволяло наблюдать ДС образцов, а также проводить исследования зависимостей  $\alpha(H)$  и  $\partial\alpha/\partial H(T)$ . Все эксперименты выполнялись в температурном интервале 85–290 K с использованием в качестве источника света галогеновой лампы накаливания. Скорость изменения  $T$  при нагреве (охлаждении) образца составляла  $\approx 0.3\ \text{K/s}$ . Для предотвращения

появления дополнительных механических напряжений в кристалле, вызванных температурной деформацией держателя образца, образцы размещались в криостате в специальной оправке, конструкция которой описана в [8]. Во всех экспериментах образцы ориентировались так, чтобы вектор магнитного поля Земли был близок к нормали к плоскости (110).

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

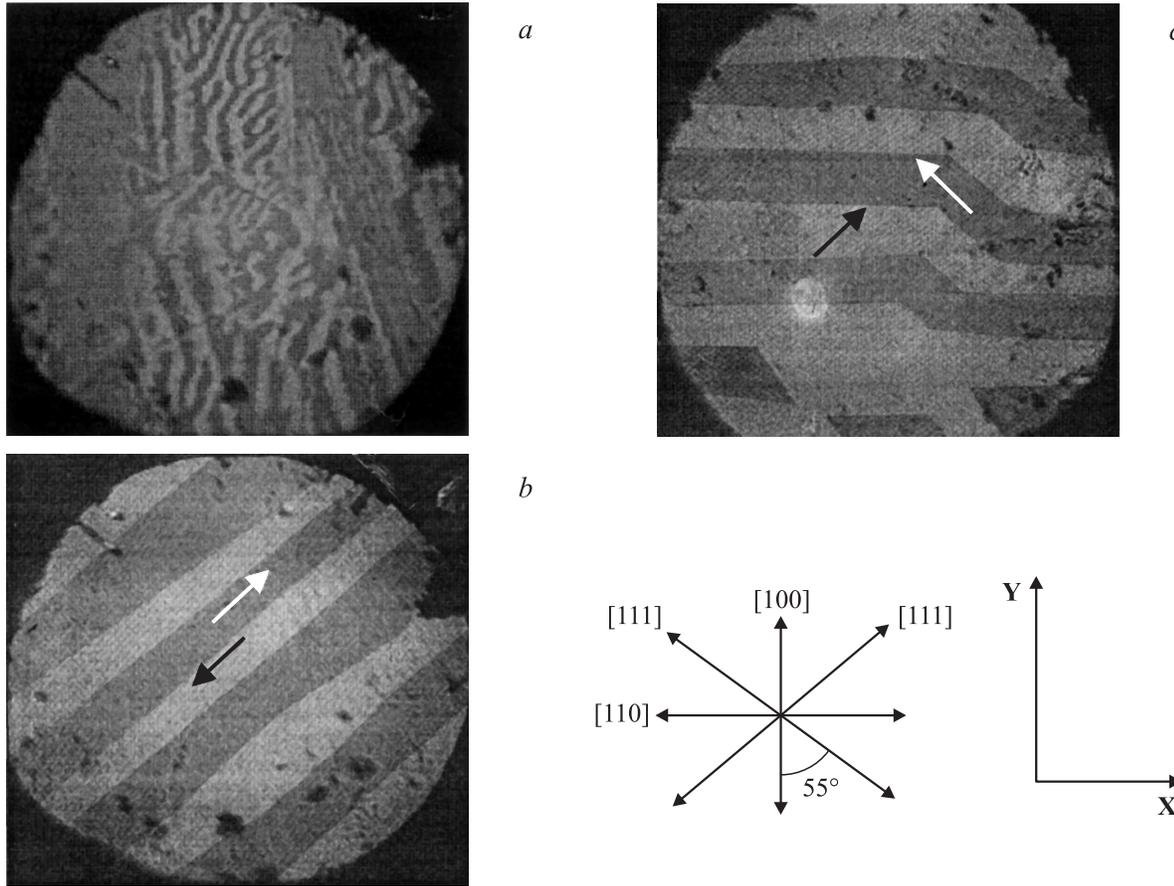
Согласно теории ОФП, развитой в [2,3], ориентация легкой оси намагничивания в гранатах системы  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  определяется соотношением между величинами первой  $K_1$  и второй  $K_2$  констант кубической магнитной анизотропии, имеющих разную температурную зависимость. При  $K_1 \leq -K_2/3$  (область температур, близких к комнатной) устойчивой является ориентация  $\mathbf{M}_s$  вдоль оси типа [111] — магнитная фаза  $\Phi_{111}$ , а при  $K_1 \geq 0$  — вдоль оси типа [100] — магнитная фаза  $\Phi_{100}$  (чтобы уменьшить количество используемых символов здесь и далее оси, параллельные ребрам куба, будем обозначать [100], а параллельные пространственным диагоналям куба — [111]). Как видно из приведенных соотношений, имеется область значений констант  $K_1$  и  $K_2$  (в некотором интервале температур), в которой фазы  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$  сосуществуют (знак равенства в этих соотношениях соответствует точкам потери устойчивости фазы с определенной ориентацией  $\mathbf{M}_s$ ).

При понижении температуры от комнатной константа  $K_1$  меняет знак, и при условии

$$9K_1 + K_2 = 0 \quad (1)$$

легкая ось скачком переориентируется от направления [111] к направлению [100]. В соответствии с описывающей магнитное состояние  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  фазовой  $T$ - $x$ -диаграммой, рассчитанной в [2,3] на основе экспериментально полученных зависимостей  $K_1(T)$  и  $K_2(T)$  кристаллов с несколькими значениями  $x$ , для интересующего нас состава с  $x = 0.2$  температура, при которой выполняется условие (1),  $T_c \approx 120\ \text{K}$ .

Следовательно, при выбранной кристаллографической ориентации образцов при  $T = 290\ \text{K}$  имеются четыре направления, лежащие в плоскости образца, и четыре направления, образующие с плоскостью образца углы  $\pm 55^\circ$ , вдоль которых может ориентироваться  $\mathbf{M}_s$  (ориентация осей лабораторной системы координат и направления основных кристаллографических осей в плоскости образца показаны на рис. 1). Однако, согласно общим физическим представлениям, вследствие значительно меньшей величины размагничивающего фактора в плоскости пластины по сравнению с таковым в перпендикулярном к ее плоскости направлении энергетически наиболее выгодной является ДС, состоящая из областей, намагниченных в плоскости образца. С учетом этого следует ожидать, что в исследуемых образцах должна существовать ДС „коттоновского“ типа со  $110^\circ$  и  $70^\circ$  до-



**Рис. 1.** Изображения доменной структуры образцов типа 1 (*a*), 2 (*b*) и 3 (*c*), полученные при  $T = 290$  К,  $H = 0$ . Образцы типа 2 и 3 повернуты вокруг оси  $Y$  на угол  $15^\circ$  относительно плоскости  $XY$  лабораторной системы координат, образец типа 1 повернут на тот же угол вокруг оси  $X$ . Стрелки указывают направление спонтанного магнитного момента в соседних доменах. На вставке — ориентация главных кристаллографических направлений в плоскости образца и осей лабораторной системы координат (ось  $Z$  — направление падающего на кристалл света).

менным границами (ДГ). Тем не менее, как показали наблюдения, такая ДС реализуется не всегда.

Исследованные в работе образцы (всего 11 штук) по виду их ДС, наблюдаемой в нулевом магнитном поле при  $T = 290$  К, условно можно разделить на три типа: 1) образцы, в которых существуют как „фарадеевские“, так и „коттоновские“ домены, направления ДГ которых не коррелируют с каким-либо одним из основных кристаллографических направлений в плоскости (110) (рис. 1, *a*); 2) образцы, в которых существуют только „коттоновские“ домены со  $180^\circ$  ДГ (рис. 1, *b*); 3) образцы, в которых существуют только „коттоновские“ домены с  $70^\circ$  и  $110^\circ$  ДГ (рис. 1, *c*).<sup>2</sup>

Поскольку при  $K_1 < 0$  в отсутствие поля  $H$  устойчивыми магнитными состояниями в гранатах  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  являются состояния, при которых  $M_s$  лежит в плоскости типа (110), в ДГ реализующихся

<sup>2</sup> Тип доменов определяется по изменению их магнитооптического контраста, возникающему при поворотах образца вокруг соответствующей оси на угол  $\pm 15^\circ$ : тогда как при изменении знака угла поворота контраст между „фарадеевскими“ доменами не изменялся, темные „коттоновские“ домены становились светлыми, а светлые — темными.

доменных конфигураций имеются участки, где вектор  $M_s$  параллелен легкой оси различных возможных магнитных фаз кристаллов. Эти участки ДГ являются зародышами новой (по отношению к существующей при данной температуре) магнитной фазы. Поэтому, согласно принятой в [2,3] модели, при переориентации направления легкой оси домены новой фазы „вырастают“ из ДГ старой фазы и, следовательно, ДС в области ОФП существует в кристалле всегда. Однако возможен и другой сценарий перестройки ДС. Если считать, что ширина ДГ  $\delta \propto (A/K_{\text{eff}})^{1/2}$ , где  $A$  — обменная константа,  $K_{\text{eff}}$  — константа эффективной магнитной анизотропии [9], то при условии (1)  $K_{\text{eff}} \rightarrow 0$ , а  $\delta \rightarrow \infty$ . В этом случае перестройка ДС должна происходить за счет роста ширины ДГ, т.е. в некотором температурном интервале вблизи  $T_c$  домены старой фазы должны исчезнуть, и только после этого должны возникать домены новой магнитной фазы. Сразу же следует отметить, что, как показали прямые визуальные наблюдения, хотя ДС трех типов образцов эволюционировала при изменении  $T$  по-разному, домены в них существовали во всей исследованной области температур.

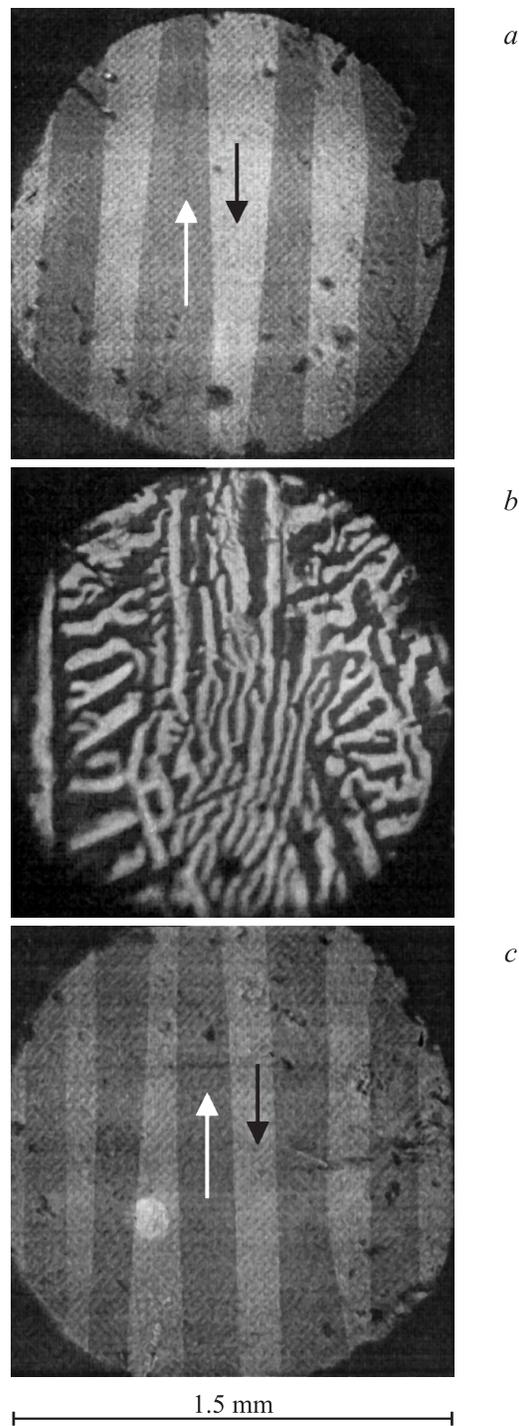
При охлаждении образца типа 1 эволюция его ДС наблюдалась в широком температурном интервале: заметные изменения доменной конфигурации возникали начиная с  $T \approx 145$  К, и только вблизи минимально достижимой в эксперименте температуры при  $T \approx 87$  К процесс перестройки ДС прекращался. В области  $145 \geq T \geq 87$  К ДС образцов этого типа менялась самым причудливым образом: ДС искривлялись, изменялись площади, занимаемые „фарадеевскими“ и „коттоновскими“ доменами, ДС из сквозной превращалась в двухслойную, однако ниже  $T \approx 87$  К ДС содержала только  $180^\circ$  „коттоновские“ домены с ДГ, параллельными оси [100]. На рис. 2, *a* приведено изображение типичной ДС образца типа 1, наблюдаемой при  $T = 85$  К.

Известно, что нерегулярная ДС указывает на наличие в кристалле неоднородных механических напряжений (ростовых и/или наведенных механической обработкой) [9]. Поэтому можно утверждать, что поведение ДС образцов типа 1 в области  $T < 145$  К определяется не только зависимостями  $K_1(T)$  и  $K_2(T)$ , но и температурной зависимостью константы анизотропии, обусловленной неоднородными механическими напряжениями кристаллической решетки. Очевидно, что в этом случае невозможно описать наблюдаемые изменения ДС в рамках развитой в [2,3] теории ОФП.

Иначе ведет себя ДС образцов двух других типов: при охлаждении от  $T = 290$  К их ДС не изменялась вплоть до  $T \approx 112$  К для образцов типа 2 и до  $T \approx 115$  К для образцов типа 3; ниже этих температур в некоторой области образца на месте доменов высокотемпературной фазы  $\Phi_{111}$  скачком возникали домены новой (низкотемпературной) магнитной фазы с ориентацией векторов  $\mathbf{M}$ , вдоль осей типа [100], которые по мере понижения температуры плавно „прорастали“ на всю площадь образца. Перестройка ДС этих образцов происходила в температурном интервале  $\Delta T$  ( $\Delta T \approx 20$  К для образцов типа 2 и  $\Delta T \approx 10$  К для образцов типа 3 — в этих температурных интервалах сосуществуют домены старой и новой фаз), после чего на изображении образцов оставались только домены фазы  $\Phi_{100}$ .<sup>3</sup> При этом внутри интервала  $\Delta T$  (так же как и в области устойчивости обеих фаз) период ДС образцов этих типов не зависел от  $T$ , а в образце типа 3 периоды реализующихся ДС практически совпадали.

Примечательной особенностью изменений ДС исследованных образцов является температурный гистерезис, наблюдаемый в процессе их нагрева-охлаждения. При повышении температуры от  $T = 85$  К перестройка ДС образцов всех типов происходила в обратном порядке: домены высокотемпературной фазы постепенно занимали место доменов низкотемпературной фазы в том же (в пределах ошибки эксперимента  $\sim 1$  К) интервале  $\Delta T$ , однако сами температуры начала и конца перестройки ДС были сдвинуты выше (например, у образцов типа 3 на  $\sim 4$  К) относительно значений соответствующих

температур, полученных при охлаждении образца. Еще более заметный температурный гистерезис характерен для процесса перестройки ДС образцов типов 1 и 2. В то же время, согласно теории, развитой в [2], в многодоменном кристалле перестройка ДС в области перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  должна протекать обратимым образом.



**Рис. 2.** Изображения доменной структуры трех типов образцов, полученные при  $T = 85$  К,  $H = 0$ . Обозначения те же, что на рис. 1. Образцы повернуты вокруг оси X на угол  $15^\circ$  относительно плоскости XY лабораторной системы координат.

<sup>3</sup> Температуры начала и конца перестройки ДС, а также интервалы  $\Delta T$  для образцов одного типа изменялись от образца к образцу в пределах  $\pm 2$  К, поэтому приведенные выше значения этих параметров получены усреднением по всем исследованным образцам каждого типа.

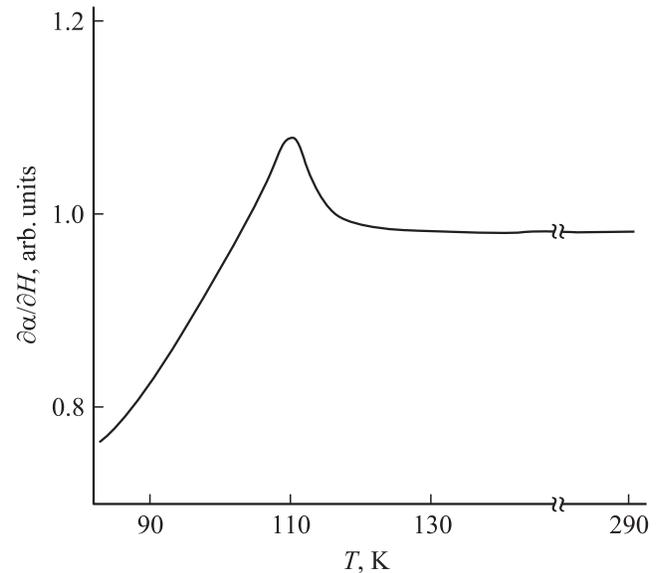
За исключением температурного гистерезиса, описанное поведение ДС образцов типов 2 и 3 качественно согласуется со следствиями теории ОФП, отмеченными в начале этого раздела, а температурная область и интервалы  $\Delta T$ , в которых наблюдается заметное изменение ДС, находятся в удовлетворительном согласии с рассчитанными в [3] интервалами сосуществования фаз  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$ .

Обращает на себя внимание заметное различие в ДС, реализующейся в низкотемпературной фазе образцов этих типов: в доменах образцов типа 2 векторы  $\mathbf{M}_s$  ориентируются под углом к плоскости образца (рис. 2, *b*), тогда как в доменах образцов типа 3 векторы  $\mathbf{M}_s$  лежат в плоскости образца (рис. 2, *c*). При этом, если средние периоды „коттоновской“ ДС образцов этих типов примерно совпадают по величине, период „фарадеевской“ ДС образца типа 2 оказывается заметно меньше (очевидно, что последнее вызвано существенным ростом магнитостатической энергии образца за счет появления в фазе  $\Phi_{100}$  перпендикулярной его плоскости компоненты вектора  $\mathbf{M}_s$ ).

Как было показано в [10], в кристаллах гранатов однородные сжимающие механические напряжения выделяют одну из легких осей, составляющую наименьший угол с направлением действия сжимающей силы. На основании этого можно заключить, что в формировании ДС образцов типа 2 существенную роль играют однородные механические напряжения.<sup>4</sup> Вид ДС высокотемпературной и низкотемпературной магнитных фаз образцов этого типа можно объяснить, если предположить, что сжимающая сила действует в их плоскости (в плоскости (110)) в направлении той оси [111], вдоль которой ориентирован  $\mathbf{M}_s$  при  $T = 290$  К; тогда в области ОФП вектор  $\mathbf{M}_s$  будет переориентироваться к ближайшей к этому направлению оси типа [100] — к оси [100], составляющей угол  $45^\circ$  с плоскостью образца (угол между осями [111] и [100], лежащими в плоскости (110), составляет  $55^\circ$ ), т.е. ниже  $T_c$  образцы типа 2 должны иметь „фарадеевскую“ ДС, что и наблюдается экспериментально (рис. 2, *b*). Для более детального анализа процесса перестройки ДС образцов этого типа при ОФП необходимо знание величины и температурной зависимости соответствующих механических напряжений, данные по которым отсутствуют. Поэтому ограничимся дальнейшим обсуждением только экспериментальных результатов, полученных при исследованиях образцов типа 3, имеющих наиболее „правильную“ с точки зрения теории доменную конфигурацию.

На рис. 3 приведена температурная зависимость магнитооптической восприимчивости  $\partial\alpha/\partial H$  образца, изображения ДС которого представлены на рис. 1, *c* и 2, *c*, полученная при ориентации  $\mathbf{H}$  в его плоскости вдоль направления [111]. Видно, что при высоких  $T$

<sup>4</sup> Известно, что основной причиной однородных механических напряжений кристаллической решетки смешанных РЗФГ является статически неравномерное распределение по кристаллографическим позициям основных матричных ионов и ионов замещения (в нашем случае соответственно ионов  $Y^{3+}$  и  $Tb^{3+}$ ) [4].



**Рис. 3.** Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости образца типа 3 вдоль направления [111]. Образец ориентирован так, чтобы угол падения света на его плоскость относительно осей  $\mathbf{X}$  и  $\mathbf{Y}$  составлял  $\approx 15^\circ$ .

величина  $\partial\alpha/\partial H$  практически не зависит от температуры до  $T \approx 115$  К, ниже которой начинает расти, достигая максимума при  $T \approx 110$  К, после чего резко уменьшается, составляя при  $T = 85$  К  $\sim 75\%$  от значения  $\partial\alpha/\partial H$  при комнатной температуре. Отметим, что аномалия зависимости  $\partial\alpha/\partial H(T)$  вблизи  $T = 110$  К более выражена по сравнению с аналогичной особенностью магнитной восприимчивости близкого по составу кристалла тербий-иттриевого граната, наблюдаемой на объемном образце в [2], а спад кривой  $\partial\alpha/\partial H(T)$  при  $T < 110$  К — менее резкий.

На рис. 4 показаны полевые зависимости эффекта Фарадея в этом же образце, измеренные при  $\mathbf{H} \parallel [111]$  в температурной области перестройки его ДС (вне этой области вид кривой  $\alpha(H)$  в пределах экспериментальной ошибки не зависит от  $T$  и соответствует зависимости  $\alpha(H)$  при  $T = 130$  К). Из приведенных на рис. 4 осциллограмм, в частности, следует, что при  $T = 110$  К наклон кривой  $\alpha(H)$  относительно горизонтальной оси и коэрцитивная сила  $H_c$  минимальны, а поле насыщения максимально.<sup>5</sup>

Существенно, что выполненные исследования показали отсутствие (в отличие от результатов визуальных наблюдений перестройки ДС) температурного гистерезиса зависимостей  $\partial\alpha/\partial H(T)$  и  $\alpha(H)$ , а температуры аномалии на зависимости  $\partial\alpha/\partial H(T)$ , полученные при нагреве и охлаждении образца, одинаковы. Для объяснения отмеченного несоответствия между поведением ДС и величин  $H_c$  и  $\partial\alpha/\partial H$  необходимо учесть, что при

<sup>5</sup> Некоторая асимметрия формы наблюдаемых петель гистерезиса, вероятно, связана с четным по отношению к направлению вектора  $\mathbf{M}_s$  вкладом в интенсивность падающего на анализатор света, обусловленным магнитным линейным двулучепреломлением кристалла.

спонтанной переориентации легкой оси происходят существенные смещения ДГ, которые в реальном кристалле сопровождаются эффектом пиннинга на дислокациях и других объемных дефектах кристаллической решетки. Естественно, что для преодоления пиннинга ДГ и разрушения связанных с ним метастабильных доменных конфигураций необходима некоторая энергия. Вблизи ОФП при  $H = 0$  — это дополнительная по сравнению с идеальным кристаллом энергия магнитокристаллической анизотропии, поэтому эволюция ДС исследованных образцов происходит с температурным гистерезисом. Можно предположить, что переменное магнитное поле достаточной напряженности срывает ДГ с центров пиннинга, разрушая тем самым метастабильные доменные конфигурации, что приводит к отсутствию температурного гистерезиса зависимостей  $\partial\alpha/\partial H(T)$  и  $H_c(T)$ . Как показали визуальные наблюдения, проведенные на том же образце в переменном магнитном поле с амплитудой 0.2 Oe ( $\mathbf{H} \parallel [111]$ ), гистерезис начала и конца перестройки его ДС действительно уменьшался до уровня ошибки в определении  $T$ , связанной с инерционностью процесса нагрева-охлаждения образца.

Проанализируем результаты, представленные на рис. 3 и 4. В общем случае вид кривой технического намагничивания многодоменного кристалла определяется двумя процессами — смещением ДГ и вращением  $\mathbf{M}_s$ . В области спиновой переориентации, где ДС становится неустойчивой, а магнитная анизотропия уменьшается, внешнее поле  $H$  должно вызывать наиболее интенсивное смещение ДГ и наиболее быстрый разворот вектора  $\mathbf{M}_s$  в сторону  $\mathbf{H}$ . Очевидно, что поведение магнитных свойств кристалла вблизи  $T_c$  будет зависеть от того, какой из этих процессов является доминирующим. Это важно знать как с точки зрения перспективы технического использования материала, так и для выбора адекватной теоретической модели ОФП.

Как видно из рис. 4, вблизи температуры ОФП петля гистерезиса сужается (уменьшается коэрцитивная сила  $H_c$ ), а зависимость  $\alpha(H)$  вдали от насыщения приближается к линейной. Известно, что бесгистерезисная кривая намагничивания характерна для процесса вращения  $\mathbf{M}_s$  [9]. Поэтому можно заключить, что вблизи точки спиновой переориентации магнитные свойства исследованного образца определяются в основном поворотом вектора  $\mathbf{M}_s$  к направлению намагничивания. В этом случае (см., например, [9]) коэрцитивная сила

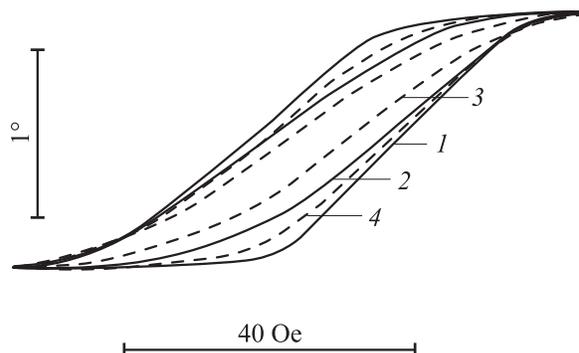
$$H_c \propto K_{\text{eff}}/M_s, \quad (2)$$

а магнитооптическая восприимчивость

$$\partial\alpha/\partial H \propto M_s^2 K_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где  $K_{\text{eff}} = |K_2|/3 - K_1$  для  $T > T_c$  и  $K_{\text{eff}} = K_1$  для  $T < T_c$  [2].

К сожалению, для  $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  неизвестны температурные зависимости констант  $K_1$  и  $K_2$ , поэтому невозможно провести количественное сравнение рассчитанных по формулам (2) и (3) зависимостей  $H_c(T)$



**Рис. 4.** Осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея в образце типа 3, полученные при 130 (1), 112 (2), 110 (3) и 100 К (4). Ориентация образца и направление магнитного поля те же, что для рис. 3.

и  $\partial\alpha/\partial H(T)$  с результатами экспериментов. Тем не менее из (2), (3) следует, что в точке ОФП, где  $K_{\text{eff}}$  минимальна, величина  $\partial\alpha/\partial H$  должна пройти через максимум, а величина  $H_c$  — через минимум, что наблюдается экспериментально при  $T = 110$  К (рис. 3, 4). Это означает, что  $T = 110$  К — температура фазового перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  в образцах типа 3, которая оказывается примерно на 10 К ниже  $T_c$ , определенной по магнитной фазовой диаграмме, приведенной в [2,3].

## 4. Заключение

Проведенные исследования показали, что существующая теория ОФП не описывает всего многообразия температурной эволюции ДС  $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , и на характер спиновой переориентации существенное влияние оказывают механические напряжения кристаллической решетки образца. Наблюдаемое „размытие“ перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  вызвано сосуществованием в некотором интервале температур доменов низкотемпературной и высокотемпературной магнитных фаз. Перестройка ДС исследованного кристалла в процессе спонтанной спиновой переориентации происходит с температурным гистерезисом, связанным с пиннингом ДГ на дефектах кристаллической решетки и не учитывавшимся в теории ОФП, развитой в [2,3]. Интервал температур, в котором наблюдается заметное изменение ДС, находится в удивительном согласии с температурной областью сосуществования фаз  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$ , рассчитанной в [3] на основе фазовой диаграммы, описывающей магнитное состояние гранатов системы  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . В образцах, свободных от механических напряжений, процесс технического намагничивания вблизи  $T_c$  определяется в основном разворотом  $\mathbf{M}_s$  в сторону вектора  $\mathbf{H}$ . Исследованные зависимости  $H_c(T)$  и  $\partial\alpha/\partial H(T)$  обнаруживают аномалии в области перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$ , характер которых качественно согласуется с предсказаниями существующей теории ОФП в РЗФГ.

## Список литературы

- [1] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. УФН **179**, 8, 897 (2009).
- [2] К.П. Белов, А.К. Звездин, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, Б.В. Милль, А.А. Мухин, А.П. Перов. ЖЭТФ **68**, 3, 1189 (1975).
- [3] В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, В.А. Клочан, Н.М. Ковтун, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян. ЖЭТФ **70**, 4, 1363 (1976).
- [4] В.В. Радошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 319 с.
- [5] J. Dillon. J. Appl. Phys. **29**, 3, 539 (1958).
- [6] J.R. Patei, K.A. Jackson, J.P. Dillon. J. Appl. Phys. **39**, 8, 3767 (1968).
- [7] М.М. Червинский, С.Ф. Глаголев, В.Б. Архангельский. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок. Энергоатомиздат, Л. (1990). 208 с.
- [8] Б.Ю. Соколов. ФТТ **47**, 9, 1644 (2005).
- [9] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
- [10] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **65**, 1 (7), 377 (1973).