

05,11

Доменная структура тонкой монокристаллической пластинки тербиевого феррита-граната вблизи точки магнитной компенсации

© Б.Ю. Соколов, М.Д. Талабов, М.З. Шарипов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
Ташкент, Узбекистан

E-mail: bsoptic@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 16 июля 2012 г.)

Магнитооптическим методом исследована доменная структура тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области вблизи точки магнитной компенсации этого ферритамагнетика $T_c = 248.6$ К. Показано, что при приближении температуры образца к точке компенсации ширина доменов существенно растет, оставаясь конечной при $T = T_c$. На основе визуальных наблюдений за перестройкой доменной структуры при изменении температуры и внешнего магнитного поля построена магнитная $H-T$ -диаграмма, определяющая границу между многодоменным и бездоменным (однородно намагниченным) состояниями образца. Интерпретация полученных результатов выполнена на основе термодинамической теории устойчивости различных магнитных фаз двухподрешеточного кубического ферритамагнетика в окрестности T_c .

1. Введение

Известно, что редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ) $R_3Fe_5O_{12}$, где R — тяжелый РЗ-ион, имеют так называемую точку магнитной компенсации — температуру T_c (ниже температуры Кюри), при которой их спонтанный магнитный момент M_S обращается в нуль [1]. С практической точки зрения РЗФГ с достаточно высокими T_c представляют интерес как материалы для элементной базы приборов магнитной микроэлектроники, использующих термомагнитный способ записи/стирания информации [2]. Относительно недавно в [3,4] было показано, что положением доменных границ (ДГ) в эпитаксиальных пленках РЗФГ можно управлять с помощью неоднородного электрического поля, что открывает перспективу разработки на основе обнаруженного эффекта принципиально новых элементов магнитной памяти с электрической адресацией [5]. Это обстоятельство возродило интерес к исследованиям ДС РЗФГ вблизи T_c — к области физики многоосных ферритамагнетиков, которая до настоящего времени остается мало изученной экспериментально,¹ а существующие теории не дают однозначного предсказания изменения ДС РЗФГ при $T \rightarrow T_c$. Так, например, согласно [8,9], из-за того, что при $T \rightarrow T_c$ магнитостатическая энергия кристалла стремится к нулю, ДС становится энергетически невыгодной, и, как следствие — в некотором температурном интервале в окрестности T_c кристалл переходит в однородное (бездоменное) магнитное состояние. В то же время из магнитной фазовой диаграммы РЗФГ вытекает, что вблизи T_c с энергетической точки зрения может стать выгодным состояние со скошенными друг относительно друга магнитными моментами железной

и РЗ подрешеток, в результате — при $T \approx T_c$ ДС в кристалле должна существовать [10].

В этой связи были проведены прямые визуальные наблюдения ДС тонкой монокристаллической пластинки тербиевого феррита-граната ($Tb_3Fe_5O_{12}$) в температурной области, включающей его температуру магнитной компенсации ($T_c = 248.6$ К [1]), результаты которых представлены далее.

2. Методика эксперимента и образцы

В большинстве РЗФГ (в том числе и в $Tb_3Fe_5O_{12}$) осями легкого намагничивания являются кристаллографические направления типа $\langle 111 \rangle$ [10], т.е. в этих кристаллах (вследствие их кубической симметрии) имеются четыре оси легкого намагничивания, вдоль которых может ориентироваться вектор M_S .² Так, например, в плоскопараллельной пластинке РЗФГ (форма образца, обычно применяемая для наблюдения ДС), развитые поверхности которой параллельны кристаллографической плоскости (111), три оси легкого намагничивания образуют ребра тетраэдра, ориентированные под углом $\approx 21^\circ$ к плоскости образца, а оставшаяся ось (ось [111]) — является высотой этого тетраэдра. При строгой ориентации развитых поверхностей образца параллельно плоскости (111) реализующаяся в нем ДС имеет трехосную симметрию, что вызывает дополнительные трудности при интерпретации наблюдаемого ее изменения под действием внешних факторов (температуры, магнитного поля и т.д.) (см., например, [11]). Ситуацию можно упростить, если из объемного монокристалла РЗФГ вырезать плоскопараллельную пластинку

¹ Кроме [6,7] нам не известно работ по экспериментальным исследованиям ДС-монокристаллов РЗФГ вблизи точки магнитной компенсации.

² Здесь и далее мы будем исходить из двухподрешеточной модели РЗФГ [10]. В этом случае $M_S = (M_{Fe} + M_R)$, где M_{Fe} , M_R — соответственно спонтанные магнитные моменты железной и РЗ подрешеток (в коллинеарной магнитной фазе кристалла векторы M_{Fe} и M_R антипараллельны).

так, чтобы ее развитые плоскости составляли некоторый угол с кристаллографической плоскостью (111). В этом случае, из-за разницы в величине размагничивающего фактора вдоль различных направлений в тонкой пластинке, в идеальном кристалле векторы \mathbf{M}_S в доменах будут выстраиваться вдоль той из осей $\langle 111 \rangle$, которая составляет наименьший угол с плоскостью образца, т.е. одна из легких осей становится наиболее предпочтительной. Следовательно, в ориентированной таким образом пластинке РЗФГ должна реализовываться 180° -ная ДС с ДГ, параллельными проекции выделенной легкой оси на плоскость образца.

В наших экспериментах использовался образец монокристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$ в виде плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами $\approx 2 \times 3 \text{ mm}^2$ толщиной $\approx 100 \mu\text{m}$, сориентированной так, чтобы ось $[111]$ составляла с нормалью к ее плоскости угол $\approx 10^\circ$, а одна из осей $\langle 111 \rangle$ имела меньший наклон к плоскости образца по сравнению с двумя другими (ошибка кристаллографической ориентации образца $\sim \pm 2^\circ$). Развитые поверхности образца подвергались шлифовке с помощью алмазных паст с последующим химическим травлением ортофосфорной кислотой [12].

Наличие перпендикулярной к поверхности образца компоненты вектора \mathbf{M}_S позволило визуально наблюдать его ДС с помощью поляризационного микроскопа по обычной магнитооптической методике: домены наблюдались „на просвет“ при нормальном падении света на плоскость образца; контраст изображений ДС возникал за счет разного знака угла поворота плоскости поляризации проходящего сквозь соседние домены света (подробнее см. [12]).

Известно, что в РЗФГ в некотором интервале внешнего магнитного поля происходит разворот векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R от антипараллельного расположения до параллельного, т.е. возникает скошенная магнитная фаза, в которой угол между \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R отличен от 180° . Критическое поле начала разворота подрешеточных магнитных моментов

$$H_1 \propto (\mathbf{M}_{Fe} - \mathbf{M}_R)H_0,$$

где H_0 — обменное поле, действующее между железной и РЗ подрешетками [10], откуда следует, что вблизи точки магнитной компенсации $H_1 \rightarrow 0$, т.е. при $T \approx T_c$ для начала разворота векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R может оказываться достаточно полей рассеяния, создаваемых соседними доменами. Поэтому в общем случае при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный эффект Фарадея (ЭФ) в РЗФГ может быть представлен в виде [13]

$$\varphi = (a\mathbf{M}_{Fe} \cos \gamma_1 + b\mathbf{M}_R \cos \gamma_2)l, \quad (1)$$

где a и b — зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты; γ_1, γ_2 — углы, образованные векторами \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R с нормалью к плоскости образца (в коллинеарной магнитной фазе кристалла $\gamma_1 = -\gamma_2$); l — толщина образца; причем, как видно из (1), даже при $\mathbf{M}_{Fe} = \mathbf{M}_R$ (при $T = T_c$) ЭФ в нуль не обращается,

что позволяет наблюдать ДС образца при переходе температуры через точку магнитной компенсации.

В $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $T < T_c$ $\mathbf{M}_R > \mathbf{M}_{Fe}$ следовательно, по направлению внешнего магнитного поля ориентируется вектор \mathbf{M}_R . При $T > T_c$ ситуация обратная — в сторону \mathbf{H} направлен вектор \mathbf{M}_{Fe} . Таким образом, в точке магнитной компенсации векторы \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R разворачиваются на 180° , что в соответствии с (1) приводит к изменению знака угла фарадеевского вращения, которое может быть определено по резкому изменению окраски наблюдаемых доменов.

Кроме визуальных наблюдений за магнитным состоянием образца были проведены исследования температурной зависимости ЭФ, отражающие динамику изменения его ДС вблизи T_c . Для намагничивания образца использовалось магнитное поле $H \leq 60 \text{ Oe}$, создаваемое при помощи пары катушек Гельмгольца. Измерения угла фарадеевского вращения проводились методом непрерывно вращающегося анализатора [14]. В качестве источника света во всех экспериментах использовалась галогеновая лампа накаливания. Основное внимание в выполненных исследованиях уделялось температурной области 200–295 К, включающей T_c кристалла.

3. Экспериментальные результаты

Как показали наблюдения, во всем исследованном интервале температур 85–295 К при $H = 0$ ДС образца образовывали домены в виде светлых (визуально — красного цвета) и темных полос примерно равной ширины с четко очерченными границами. При этом внешнее магнитное поле, параллельное среднему направлению ДГ, сильно влияло на ширину доменов, переводя образец при некотором зависящем от температуры значении H_c в однородное (бездоменное) состояние (см. далее), в то время как поле, ориентированное в плоскости образца перпендикулярно к ДГ, практически не изменяло ширину доменов вплоть до максимальной используемой в эксперименте напряженности $H = 60 \text{ Oe}$. Такое поведение ДС очевидно означает, что векторы \mathbf{M}_S в соседних доменах антипараллельны друг другу и ориентированы вдоль ДГ, т.е. в соответствии с ожиданиями в образце реализуется 180° -ная ДС. Кроме этого было установлено, что температурные изменения периода ДС существенно зависят от магнитной предыстории образца. В частности, изменение периода ДС сопровождается температурным гистерезисом: хотя общий характер изменения ДС при нагреве–охлаждении образца качественно не отличается, ширина реализующихся при заданной T доменов зависит от того, охлаждался образец от комнатной температуры, или наоборот — нагревался от минимально достигнутой в эксперименте $T = 85 \text{ K}$. В качестве примера на рис. 1 и рис. 2 приведен ряд фотографий, полученных в процессе нагрева образца от $T = 85 \text{ K}$ (скорость нагрева $\approx 0.2 \text{ K/s}$), иллюстрирующих общий характер изменения его ДС в зависимости от температуры. Серия фотографий, показанных на рис. 1, получена непосредственно

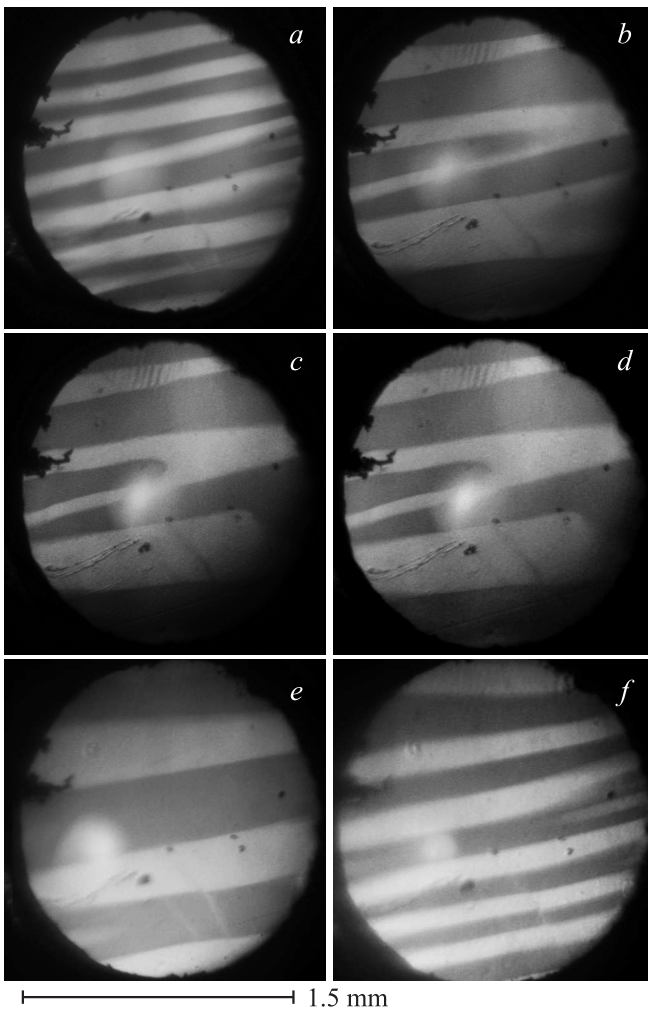


Рис. 1. Изображения доменной структуры образца, полученные при различной температуре в процессе его отогрева: 205 (a), 237 (b), 248 (c), 251 (d), 256 (e) и 295 К (f).

после охлаждения образца до $T = 85$ К; каждая фотография, представленная на рис. 2, — после размагничивания образца при заданной T в знакопеременном магнитном поле (изменяющемся с частотой 50 Hz), направленном вдоль ДГ, амплитуда которого убывала от максимального значения $H = 60$ Ое до нуля.³ Предполагалось, что процедура размагничивания позволяет получить ДС, близкую к равновесной при данной температуре. Как правило, после этой процедуры при каждом значении T наблюдались 2–3 доменные конфигурации, несколько различающиеся положением ДГ, однако средняя ширина возникающих от случая к случаю доменов оставалась практически постоянной. Температурная зависимость средней ширины доменов „равновесной“ ДС образца представлена на рис. 3. Отметим, что при подходе к точке магнитной компенсации наблюдалось ухудшение магнитооптического контраста и изменение цветовых оттенков изображений соседних доменов.

³ Без применения процедуры размагничивания ДС образца изменяется с температурой путем скачкообразного изменения положения ДГ.

Как уже указывалось, бездоменное состояние образца можно было наблюдать под действием внешнего поля H , имеющего заметную проекцию на направление ДГ. Так, в поле, ориентированном вдоль направления ДГ под углом $\approx 10^\circ$ к плоскости образца (вдоль предполагаемого направления выделенной легкой оси $\langle 111 \rangle$) бездоменное состояние образца наблюдалось вблизи T_c при $H > 3.5$ Ое. На рис. 4 показаны фотографии, демонстрирующие поведение ДС образца при изменении температуры при указанной выше ориентации намагничивающего поля при $H = 4.5$ Ое, из которых видно, что бездоменное состояние образца возникает в некотором температурном интервале справа и слева от T_c (при $H = 4.5$ Ое бездоменное состояние образца вблизи T_c реализуется в интервалах $234 \text{ К} \leq T \leq 245 \text{ К}$ и $254 \text{ К} \leq T \leq 262 \text{ К}$). Визуальные наблюдения показали, что с ростом H постепенно эти температурные интервалы „бездоменности“ расширяются, пока при $H \approx 7$ Ое

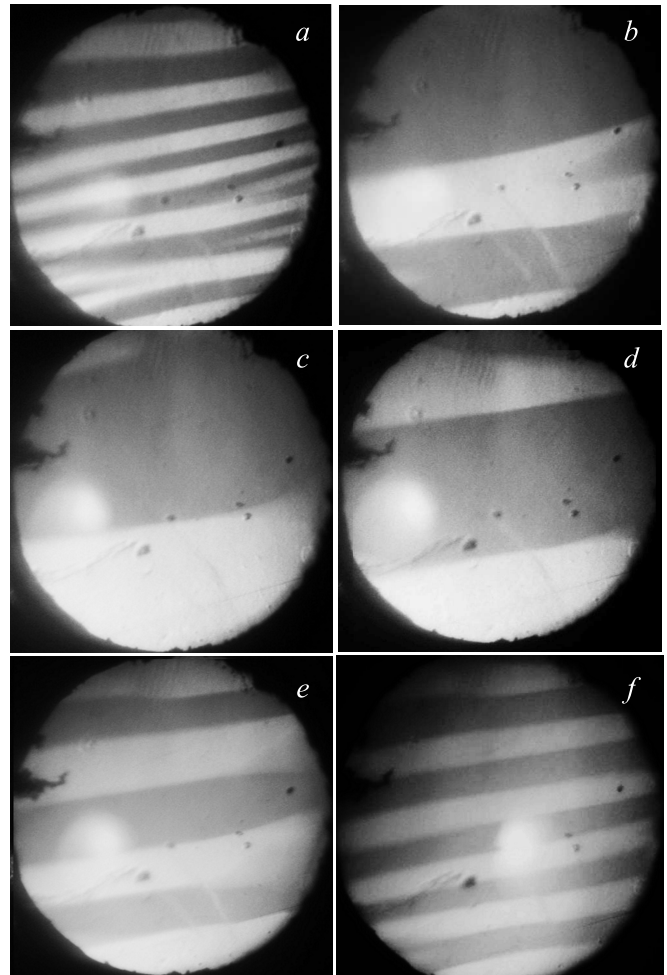


Рис. 2. Изображения „равновесной“ доменной структуры образца, полученные при различной температуре в процессе его отогрева: 205 (a), 236 (b), 248 (c), 251 (d), 260 (e) и 295 К (f). При каждой температуре образец подвергался размагничиванию в знакопеременном магнитном поле с убывающей до нуля амплитудой.

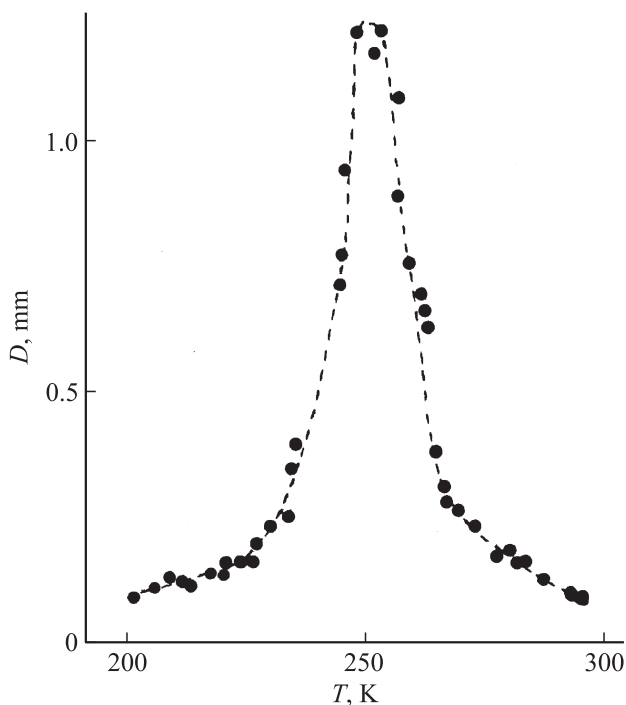


Рис. 3. Температурная зависимость средней ширины доменов „равновесной“ доменной структуры образца.

они ни сливаются в один общий; в области „бездоменности“ изображение образца имеет однородную окраску по всей площади; при переходе температуры через точку компенсации цвет „бездоменного“ изображения образца (в соответствии с (1)) изменяется скачком.

На рис. 5 приведена температурная зависимость величины магнитного поля H_c , ориентированного в описанной выше геометрии, при котором на изображении образца не остается доменов. Полученная зависимость $H_c(T)$ определяет на плоскости $H-T$ границу между многодоменным и бездоменным (однородно намагниченным) состояниями образца. Каждая точка на рис. 5 определялась по результатам визуальных наблюдений за исчезновением ДГ на изображении образца при изменении H и T (в эксперименте сначала образец охлаждался до $T = 85$ К, затем включалось магнитное поле заданной напряженности и наблюдался процесс изменения ДС при отогреве образца, при этом при каждой фиксированной температуре образец подвергался процедуре размагничивания).

Очевидно, что в слабом магнитном поле при однородной засветке всей поверхности образца (в условиях нашего эксперимента) согласно (1) величина ЭФ пропорциональна разности площадей доменов с ориентацией \mathbf{M}_S в сторону вектора \mathbf{H} и в противоположном \mathbf{H} направлении. Следовательно, форма кривой $\varphi(T)$ позволяет проанализировать изменение площадей доменов с противоположной ориентацией \mathbf{M}_S при изменении температуры. Таким образом, графики температурной зависимости ЭФ, представленные на рис. 6, отражают динамику изменения ДС образца при $T \rightarrow T_c$. В частно-

сти, из рис. 6 видно, что зависимости $\varphi(T)$, полученные при разных H , характеризуются заметным температурным гистерезисом; при этом интервал $(T_1 - T_2)$, где T_1 и T_2 — соответственно температуры, при которых ЭФ обращается в нуль при нагреве и охлаждении образца, уменьшается с ростом H . Прямолинейные участки на кривых $\varphi(T)$, наблюдаемые в некоторых интервалах температуры справа и слева от T_c в полях $H > 5$ Ое, очевидно, означают возникновение в этих температурных интервалах бездоменного состояния образца. В то же время кривые $\varphi(T)$, полученные при $H < 4$ Ое, демонстрируют отсутствие температурных интервалов „бездоменности“, что согласуется с данными визуальных наблюдений (см. рис. 5).

В области „бездоменности“ при $H > 30$ Ое зависимость $\varphi(T)$ имеет обычный, следующий из (1) вид с резко выраженным скачком величины ЭФ вблизи T_c , при этом кривые, полученные при нагреве и охлаждении об-

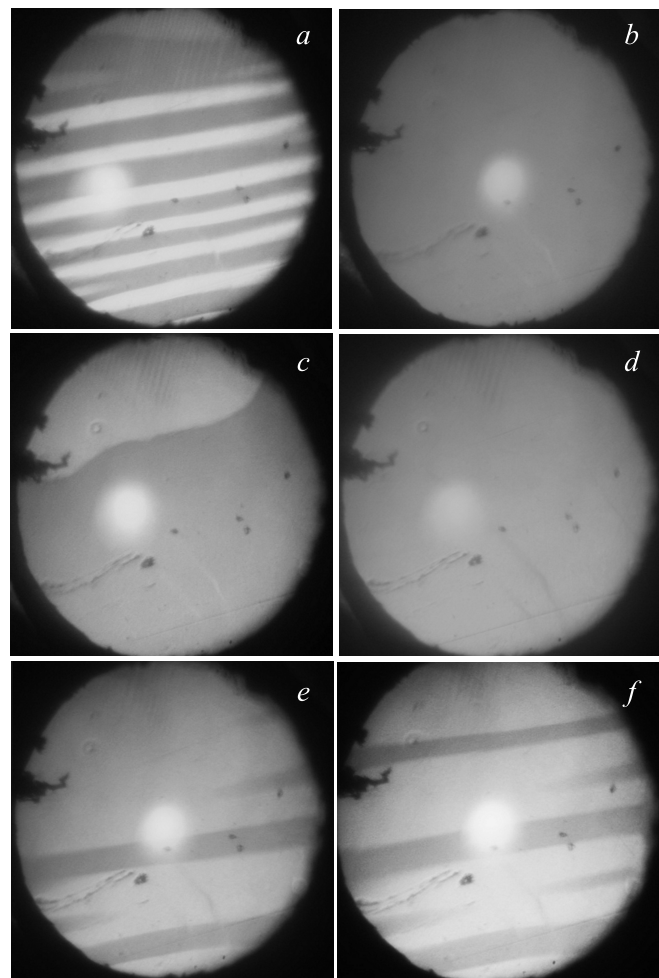


Рис. 4. Изображения доменной структуры образца, полученные при различной температуре в процессе его отогрева в магнитном поле $H = 4.5$ Ое: 200 (a), 240 (b), 246 (c), 260 (d), 270 (e) и 295 К (f). При каждой температуре образец подвергался процедуре размагничивания. Вектор \mathbf{H} параллелен оси легкого намагничивания.

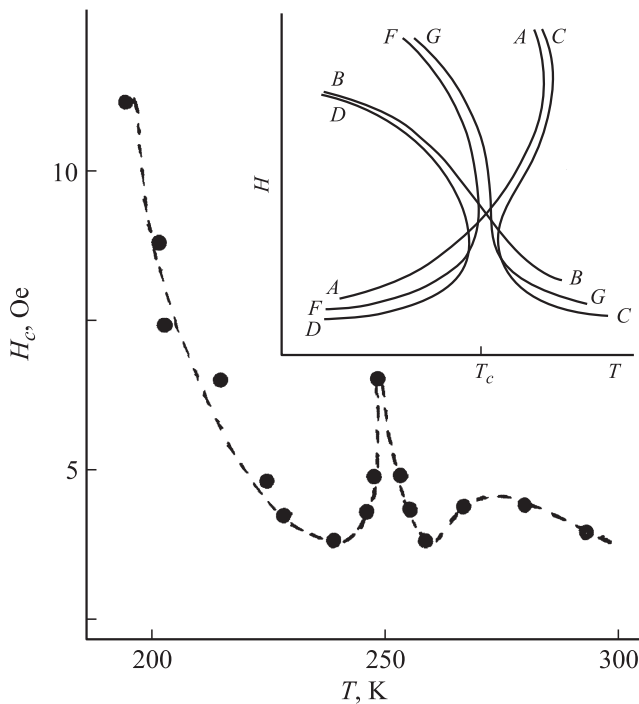


Рис. 5. Температурная зависимость напряженности магнитного поля, при котором образец переходит в бездоменное состояние. Направление вектора \mathbf{H} параллельно легкой оси намагничивания — оси $\langle 111 \rangle$. На вставке: фазовая $H-T$ -диаграмма, описывающая магнитное состояние РЗФГ при $\mathbf{H} \parallel [111]$ [10]: AA и BB — линии потери устойчивости фаз соответственно $\{\theta = 0\}$ и $\{\theta = \pi\}$, CC и FF — границы области устойчивости состояний $\{0 < \theta < \pi/2; \xi = \pi/2, 7\pi/6, 11\pi/6\}$, DD и GG — границы области устойчивости состояний $\{\pi/2 < \theta < \pi; \xi = \pi/6, 5\pi/6, 3\pi/2\}$, где θ и ξ — соответственно полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{M}_{Fe} в декартовой системе координат $\{1\bar{1}0, [11\bar{2}], [111]\}$ (ось $[111]$ — полярная ось).

разца в пределах экспериментальной ошибки совпадают при их параллельном переносе на величину интервала $(T_1 - T_2)$. При $H \leq 30$ Oe зависимость $\varphi(T)$ оказывается более сложной и не симметричной относительно T_c ; изменение величины ЭФ сопровождается скачками Баркгаузена; размах кривой $\varphi(T)$ уменьшается с уменьшением H .⁴ Отметим, что близкие к представленным на рис. 6 температурные зависимости ЭФ наблюдались в слабых магнитных полях в окрестности T_c в $Dy_3Fe_5O_{12}$ [15].

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Из рис. 3 следует, что хотя ширина доменов при $T \rightarrow T_c$ существенно растет, тем не менее в отличие

⁴ Очевидно, что уменьшение величины ЭФ на краях исследованного интервала температур связано с разбиением образца на домены разной площади с противоположно ориентированной проекцией вектора \mathbf{M}_s на направление распространяющегося света.

от результатов теоретического рассмотрения ДС плоскопараллельной пластинки ферромагнетика, полученных в [7,8], при $H = 0$ образец не переходит в однородно намагниченное состояние вблизи температуры магнитной компенсации. Кроме того, из теории, развитой в [8,9], вытекает, что при $T \rightarrow T_c$ максимальная ширина доменов должна достигать величины, сравнимой с толщиной пластинки, тогда как из рис. 3 видно, что в нашем случае максимальная ширина доменов более чем в 10 раз превосходит толщину образца.

Наши данные так же противоречат результатам работ [6,7], согласно которым при приближении температуры к T_c плоскопараллельные пластинки феррита-

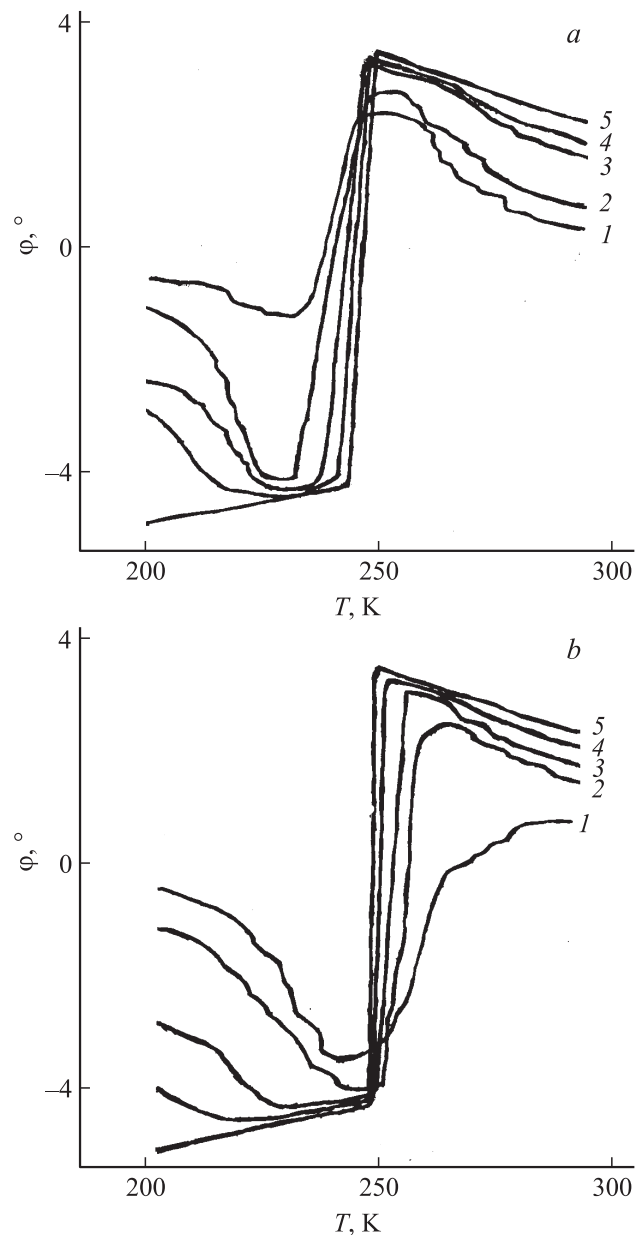


Рис. 6. Температурные зависимости эффекта Фарадея, полученные при охлаждении (а) и нагреве (б) образца при разных значениях магнитного поля: 2 (1), 4 (2), 10 (3), 20 (4) и 35 Oe (5).

граната $Tb_{0.7}Er_{1.3}Gd_{1.0}Al_{0.2}Fe_{4.8}O_{12}$ различной кристаллографической ориентации переходят в однородно намагниченное состояние. Причины этого не ясны, тем более что, как показали наши исследования, качественно схожее с показанным на рис. 1 и рис. 2 поведение ДС наблюдается вблизи точки магнитной компенсации в образцах $Dy_3Fe_5O_{12}$ ($T_c \approx 230$ К) и $Ho_3Fe_5O_{12}$ ($T_c \approx 140$ К). Возможно, это связано с отличием наших условий эксперимента от тех, при которых проводились наблюдения ДС в [6,7]. Судя по максимальной величине магнитного поля ($H = 500$ Ое), используемого для размагничивания образца, в [6,7] применялся электромагнит с сердечником броневое типа; в этом случае остаточное поле сердечников могло вызывать переход образца в однородное магнитное состояние при $T \rightarrow T_c$.

Можно указать несколько причин, приводящих к существованию ДС РЗФГ при $T \approx T_c$: в частности, превышение энтропийного вклада в термодинамический потенциал кристалла над энергией ДГ, делающее энергетически более выгодным его многодоменное состояние по сравнению с бездоменным (что при определенных условиях характерно для коллинеарных антиферромагнетиков) [16]. Однако, как хорошо известно (см., например, [2]), изменение цвета доменов, которое наблюдается в нашем эксперименте в некотором температурном интервале в непосредственной близости к T_c , определенно указывает на изменение угла наклона векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R к плоскости образца в этой области температур.⁵ Поэтому, на наш взгляд, существование ДС вблизи T_c связано с переходом кристалла из коллинеарной магнитной фазы в угловую.

Действительно, как следует из магнитной фазовой $H-T$ -диаграммы, описывающей магнитное состояние РЗФГ при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$, рассчитанной в [10] (см. вставку на рис. 5), в слабом магнитном поле при $T \rightarrow T_c$ угловые фазы кристалла возникают раньше, чем магнитные моменты железной и РЗ подрешеток сравниваются по величине (область значений H и T под кривыми AA и BB ниже точки их пересечения — область существования угловых фаз кристалла в слабых магнитных полях; линии потери устойчивости различных магнитных фаз определяют границы существования доменов с соответствующими направлениями вектора \mathbf{M}_{Fe}).⁶ Причем векторы \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R в процессе их разворота на 180° отклоняются от оси $\langle 111 \rangle$, оставаясь в кристаллографической плоскости типа $\{110\}$. С учетом размагничивающего фактора, можно предположить, что разворот векторов подрешеточных магнитных моментов в соседних доменах будет проходить в сторону уменьшения их угла наклона к плоскости образца. В этом случае

⁵ Метод, основанный на изменении цвета доменов (метод цветового контраста), широко практикуется при исследованиях ориентационных фазовых переходов в эпитаксиальных пленках РЗФГ [17,18].

⁶ Возникновение магнитной структуры со скошенными векторами \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R , приводит к тому, что в точке магнитной компенсации $\mathbf{M}_S \neq 0$ и магнитостатическая энергия образца конечных размеров не обращается в нуль, вследствие чего ДС становится энергетически выгодной (как например в слабых ферромагнетиках типа $FeVO_3$).

в используемой геометрии эксперимента скос векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R приведет к уменьшению их проекции на направление распространяющегося в кристалле света, в результате — к уменьшению величины ЭФ (см. (1)) и ухудшению контрастности ДС, что наблюдается вблизи T_c (см. рис. 1, рис. 2).

Как показано в [10], при переходах между различными магнитными фазами кристалла угол отклонения вектора \mathbf{M}_{Fe} от оси $\langle 111 \rangle$ изменяется скачком, что приводит к температурному гистерезису переходов, проявляющемуся в наших экспериментах, в частности в необратимости изменения ДС и магнитооптических свойств образца в процессе его нагрева–охлаждения в окрестности температуры магнитной компенсации. Кроме этого, как видно из приведенной на рис. 5 $H-T$ -диаграммы, в слабых полях температурная область межфазных переходов сужается с ростом H , чем можно объяснить уменьшение интервала (T_1-T_2) и увеличение угла наклона кривой $\varphi(T)$ к оси абсцисс (в области смены знака ЭФ) при увеличении напряженности прикладываемого к образцу магнитного поля (см. рис. 6).

Таким образом, вся совокупность экспериментальных результатов, полученных при исследованиях ДС тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области в окрестности точки магнитной компенсации, может быть непротиворечиво интерпретирована на основе магнитной фазовой диаграммы РЗФГ, рассчитанной в [10].

Список литературы

- [1] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1231 с.
- [2] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 319 с.
- [3] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ **86**, 2, 124 (2007).
- [4] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin. Appl. Phys. Lett. **93**, 182 510 (2008).
- [5] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. УФН **179**, 8, 897 (2009).
- [6] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных, Н.П. Кочнева, А.Г. Титова. ФТТ **21**, 2, 612 (1979).
- [7] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных. ФТТ **31**, 1, 132 (1989).
- [8] В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский. ФТТ **16**, 8, 3511 (1974).
- [9] А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. ФТТ **22**, 3, 680 (1980).
- [10] А.К. Звездин, В.М. Матвеев. ЖЭТФ **62**, 1, 260 (1972).
- [11] Г.С. Кандаурова, Ю.В. Иванов. ЖЭТФ **70**, 2, 666 (1976).
- [12] Б.Ю. Соколов. ФТТ **53**, 8, 1505 (2011).
- [13] Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, С.Л. Гнатченко, Л.И. Бельий, Э.М. Кабанов. ЖЭТФ **68**, 3, 1073 (1975).
- [14] С.Ш. Гольдштейн, К.М. Мукимов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. ПТЭ **6**, 113 (1992).
- [15] Ф.В. Лисовский, В.И. Шаповалов. ФТТ **17**, 10, 3042 (1975).
- [16] М.М. Фарзудинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). 155 с.
- [17] А.И. Беляева, В.П. Юрьев, В.А. Потакова. ЖЭТФ **83**, 3 (9), 1104 (1982).
- [18] А.В. Безус, А.А. Леонов, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк. ФТТ **46**, 2, 277 (2004).