

## Закономерность поведения намагниченности при спонтанной реориентации: $\text{TmFeO}_3$ , $\text{ErFeO}_3$

Л.Т. Цымбал<sup>1,3</sup>, Я.Б. Базалий<sup>1,2</sup>, Г.Н. Каказей<sup>3,4</sup>, Ю.И. Непочатых<sup>1</sup>,  
Ф.Е. Виген<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: tsymbal@sova.fti.ac.donetsk.ua

<sup>2</sup>IBM Almaden Research Center, San Jose, CA, USA

<sup>3</sup>Department of Physics, Ohio State University, Columbus, OH, USA

<sup>4</sup>Институт магнетизма НАН Украины  
бул. Акад. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03142, Украина

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2004 г.

В области спиновой реориентации типа  $\Gamma_4-\Gamma_{24}-\Gamma_2$  на SQUID магнитометре изучено поведение намагниченности монокристаллов ортоферрита  $\text{TmFeO}_3$  вдоль основных кристаллографических осей **a** и **c**. Получены температурные зависимости как величины вектора намагниченности **M**, так и угла его разворота  $\theta$  в интервале реориентации. Проведено сравнение результатов с таковыми для  $\text{ErFeO}_3$  и показано, что при качественном отличии экспериментальных зависимостей  $|\mathbf{M}|(T)$  и  $\theta(T)$  в  $\text{TmFeO}_3$  и  $\text{ErFeO}_3$  все они убедительно описываются в рамках ранее предложенной авторами модифицированной теории среднего поля. Поскольку теоретический анализ не включает неизвестных из эксперимента параметров, согласие теории и эксперимента подтверждает общность предложенной модели для описания фазовых переходов типа  $\Gamma_4-\Gamma_{24}-\Gamma_2$  в ортоферритах.

В області спінової реорієнтації типу  $\Gamma_4-\Gamma_{24}-\Gamma_2$  на SQUID магнітометрі вивчено поведінку намагніченості монокристалів ортофериту  $\text{TmFeO}_3$  вздовж основних кристаллографічних осей **a** і **c**. Отримано температурні залежності як величини вектора намагніченості **M**, так і кута його розвороту  $\theta$  в інтервалі реорієнтації. Проведено порівняння результатів з такими для  $\text{ErFeO}_3$  і показано, що при якісній відмінності експериментальних залежностей  $|\mathbf{M}|(T)$  і  $\theta(T)$  в  $\text{TmFeO}_3$  та  $\text{ErFeO}_3$  усі вони переконливо описуються у рамках раніше запропонованої авторами модифікованої теорії середнього поля. Оскільки теоретичний аналіз не включає невідомих з експерименту параметрів, відповідність теорії та експерименту підтверджує загальність запропонованої моделі для опису фазових переходів типу  $\Gamma_4-\Gamma_{24}-\Gamma_2$  в ортоферритах.

PACS: 75.30.Kz, 75.50.Dd, **75.60.-d**

*Е.С. Боровику — Ученому и Человеку*

*«Кто может сказать, какое влияние имеет молчаливое присутствие одного человека на другого?»*

*Уолтер Де ла Мар*

### Введение

Ромбические редкоземельные (РЗ) ортоферриты  $\text{RFeO}_3$  (где R это редкоземельный ион, или ион иттрия) являются классическим модельным материалом

для изучения ориентационных фазовых переходов второго рода в магнитодиэлектриках.

Характерной чертой ортоферритов является наличие двух магнитных подсистем: *d*-электронов железа и *f*-электронов редкоземельных ионов. Маг-

нитная структура ортоферритов сложна, но в интересующем нас температурном интервале она может быть описана по упрощенной схеме: магнитные моменты железа ниже температуры Нееля  $T_N = (620-740)$  К формируют слабо скошенную антиферромагнитную структуру с неелевским вектором  $\mathbf{G}$  и вектором слабого ферромагнетизма  $\mathbf{F}$ , а редкоземельная подсистема остается парамагнитной вплоть до температур порядка 10 К, ниже которых некоторые из редкоземельных ионов также испытывают упорядочение. Взаимодействие магнитных подсистем и изменение эффективных констант анизотропии под воздействием разного рода внешних параметров (температура, поле, давление) приводят к существованию серии ориентационных фазовых переходов в подобных материалах.

Для всех ортоферритов базовая магнитная структура железной подсистемы непосредственно ниже  $T_N$  соответствует неприводимому представлению  $\Gamma_4(G_x, F_z)$  с вектором  $\mathbf{F}$ , направленным вдоль оси  $\mathbf{c}$  ( $\mathbf{c} \parallel \mathbf{z}$ ) кристалла, и вектором  $\mathbf{G}$ , направленным вдоль оси  $\mathbf{a}$  ( $\mathbf{a} \parallel \mathbf{x}$ ). Для кристаллов с магнитно-инертными РЗ ионами ( $R = \text{La}, \text{Lu}$ , или  $\text{Y}$ ) конфигурация  $\Gamma_4(G_x, F_z)$  сохраняется вплоть до самых низких температур. Для других РЗ ионов при охлаждении происходит спиновая реориентация, чаще всего (например, в  $\text{ErFeO}_3$ ,  $\text{TmFeO}_3$ ,  $\text{YbFeO}_3$ ,  $\text{SmFeO}_3$ ,  $\text{NdFeO}_3$ ) по типу

$$\Gamma_4(G_x, F_z) \rightarrow \Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z}) \rightarrow \Gamma_2(G_z, F_x).$$

Такая реориентация заключается в постепенном вращении спиновой системы железа как целого относительно кристаллографических осей. При этом с понижением температуры вектор  $\mathbf{F}$  вращается в плоскости ( $\mathbf{ac}$ ) от оси  $\mathbf{c}$  к оси  $\mathbf{a}$  в интервале  $T_2-T_1$  ( $T_2 < T_1 < T_N$ ). По достижении температуры  $T_2$  система переходит в другую симметричную конфигурацию  $\Gamma_2(G_z, F_x)$ , с  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{a}$ . Интервал температур реориентации обычно достаточно широк ( $\sim 10$  К), а его границы при температурах  $T_1$  и  $T_2$  являются точками фазовых переходов второго рода. Предполагается, что магнитная подсистема железа в области температур реориентации насыщена. Такое допущение при  $T_1, T_2$  ( $\sim 100$  К)  $\ll T_N$  обосновано, ибо энергия  $d-d$  обмена на три порядка превышает энергию ( $d-f$ )- и ( $f-f$ )-взаимодействий.

Хотя область ориентационных фазовых превращений исследована разнообразными методами во многих ортоферритах, специфический вопрос поведения намагниченности в области реориентации изучен мало. Экспериментальные результаты зачастую недостаточно полны, иногда противоречивы, не обладают достаточной точностью и не описываются удовлетворительно ни стандартной формой теории

Ландау [1-3], ни предлагаемыми авторами теоретическими моделями.

В работах [4,5] впервые с высокой точностью на SQUID магнитометре измерена температурная зависимость магнитного момента монокристалла  $\text{ErFeO}_3$  в области спонтанной реориентации вдоль основных кристаллографических осей:  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{c}$ . Благодаря проведенным измерениям восстановлены температурные зависимости амплитуды общего магнитного момента кристалла  $|\mathbf{M}|(T)$  и угла разворота вектора  $\mathbf{M}$  относительно оси  $\mathbf{c}$  —  $\theta(T)$  в температурном интервале  $T_2-T_1$  в нулевом магнитном поле.

Для описания полученных результатов предложена модифицированная теория среднего поля, которая, в отличие от классического подхода [1-3], учитывает анизотропию парамагнетизма редкоземельных ионов и обеспечивает прекрасное согласие с экспериментом. Высказано предположение, что построенная модель пригодна для описания области реориентации в других магнетиках с подобными фазовыми переходами.

Целью настоящей работы стало детальное изучение поведения  $|\mathbf{M}|(T)$  и  $\theta(T)$  на монокристаллах  $\text{TmFeO}_3$  и сравнение полученных результатов с таковыми для  $\text{ErFeO}_3$ . Действительно,  $\text{TmFeO}_3$  — это материал с наиболее схожими с  $\text{ErFeO}_3$  исходными характеристиками. Для  $\text{TmFeO}_3$  характерен тот же тип фазового перехода  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24} \rightarrow \Gamma_2$  и практически та же область температур реориентации  $T_2-T_1$ . В силу сказанного  $\text{TmFeO}_3$  является идеальным объектом для проверки правильности и применимости модифицированной модели среднего поля к описанию области фазового превращения типа  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24} \rightarrow \Gamma_2$  в магнетиках.

## Эксперимент

Измерения выполнены на монокристаллах  $\text{TmFeO}_3$ . Образец 1 — параллелепипед размером  $3,05 \times 4,16 \times 2,5$  мм, весом 0,2482 г. Образец 2 — овальной формы, весом 0,0047 г. Образец 3 — формы, близкой к сферической, весом 0,03 г. Результаты, полученные на разных образцах, подтверждают друг друга.

Поскольку феномен реориентации контролируется условиями магнитной анизотропии, то не удивительно, что химические, тепловые и прочие процессы, влияющие на анизотропию, изменяют и температуру перехода. Интервал реориентации в реальном кристалле чувствителен к чистоте, совершенству, условиям роста кристалла и может немного изменяться от образца к образцу. В связи с этим для количественного анализа результатов желательны определение конкретных значений температур  $T_1$  и  $T_2$  для образцов, которые используются в эксперименте.

С этой целью возможно, в частности, использование резонансных экспериментов на СВЧ спектрометре прямого усиления. Действительно, хорошо известно (см., например, [6]), что вблизи фазовых переходов в  $\text{TmFeO}_3$  происходит размягчение акустических ветвей колебаний магнитной  $d$ -подсистемы ионов железа. Это приводит к резонансному поглощению СВЧ мощности фиксированной частоты в двух почти симметричных относительно температуры каждом из переходов точках. Для более точного определения температур  $T_1$  и  $T_2$  следует учитывать форму температурно-частотной зависимости положения линий резонансного поглощения [6] и аномалий поглощения между ними. На рис. 1 представлен пример экспериментальной записи на образце 3, изготовленном из того же монокристалла  $\text{TmFeO}_3$ , что и образец 1. Регистрировали сигналы поглощения СВЧ мощности частоты 38,2 ГГц, отраженной от закорачивающего волновод поршня с размещенным в его центре образцом. Направление магнитной составляющей линейно поляризованного СВЧ поля относительно кристаллографических осей выбиралось из условия одновременного возбуждения мягких мод как при переходе  $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ , так и при переходе  $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ . Четыре наиболее глубоких минимума на кривой рис. 1 определяют точки резонансного поглощения. Точность определения  $T_1$  и  $T_2$  составляет  $\pm 0,5$  К. На основе анализа всех экспериментальных измерений принято  $T_1 \approx 92$  К,  $T_2 \approx 82$  К.

Магнитный момент кристалла  $\mathbf{M}$  изучали при помощи SQUID магнитометра Quantum Design MPMS-5S в интервале температур 60–120 К с использованием магнитных полей в диапазоне  $H = \pm 1000$  Э.

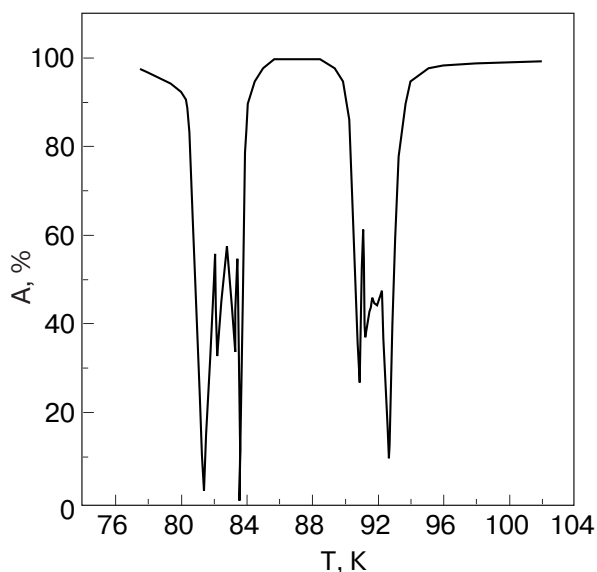


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды поглощения СВЧ мощности в области реориентации для  $\text{TmFeO}_3$ , (образец 3,  $f = 38,2$  ГГц).

Значение намагниченности насыщения определяли двумя способами. Во-первых, на основе анализа петель гистерезиса  $M(H)$ , измеренных при определенных значениях температуры. Во-вторых, непосредственным измерением намагниченности  $M(T)$  в наименьшем внешнем магнитном поле, достаточном для достижения монокристаллического состояния образца. Последние измерения были возможны, поскольку оказалось, что для используемых в эксперименте образцов намагниченность в незначительном поле порядка 50–100 Э практически близка к истинной намагниченности насыщения. Будучи достаточно точным, второй метод существенно упрощает процедуру измерений и позволяет провести их с малым шагом по температуре.

Для анализа петель гистерезиса напомним следующее. Фазовая ( $H-T$ )-диаграмма ортоферритов при строгой ориентации магнитного поля вдоль кристаллографических осей,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  или  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , широко исследована. Ее анализ показывает, что при изменении внешнего магнитного поля в диапазоне  $\pm H$  пересечение линии  $H = 0$  в температурной области реориентации  $T_2-T_1$  как при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ , так и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  соответствует фазовому переходу первого рода. Фазовый переход первого рода имеет место также при пересечении линии  $H = 0$  в области температур выше  $T_1$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и в области температур ниже  $T_2$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ . Очевидно, что в реальном эксперименте точная геометрия недостижима. Согласно анализу трехмерной фазовой диаграммы [4,7] в случае наклонного поля любое пересечение линии  $H = 0$  в произвольном направлении соответствует переходу первого рода. При этом должен наблюдаться скачок хотя бы одной из компонент магнитного момента и, соответственно, прямоугольная петля гистерезиса для этой компоненты. Таким образом, изначально ожидаемая форма петли гистерезиса прямоугольна.

На рис. 2 представлены примеры экспериментальных записей петель гистерезиса в  $\text{TmFeO}_3$ , полученные для образца 1 в геометрии эксперимента  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ . Видно, что, как и в случае  $\text{ErFeO}_3$  [4], вне интервала реориентации, при  $T < T_2$  действительно наблюдаются прямоугольные петли гистерезиса. Их форма объясняется предположением о том, что магнитные домены в этом температурном интервале не формируются и намагниченность образца переключается когерентно при смене знака  $\mathbf{H}$ . В глубине интервала реориентации  $T_2-T_1$  прямоугольные петли трансформируются в  $S$ -образные кривые намагниченности. Это, как и в  $\text{ErFeO}_3$  [4], наиболее вероятно обусловлено образованием в несимметричной фазе полидоменной магнитной структуры и резким изменением энергии и подвижности доменных границ в области реориентации [8]. Наконец, при  $T > T_1$  наблюдается

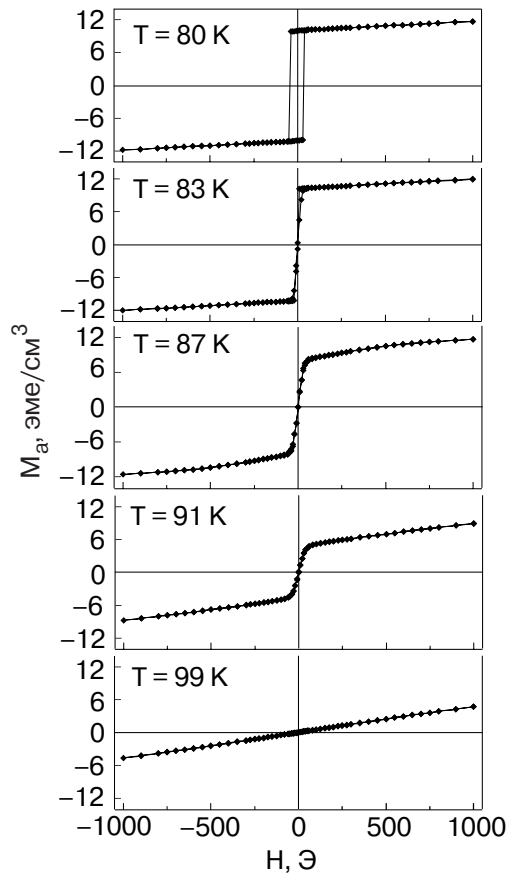


Рис. 2. Экспериментальные записи кривых намагниченности  $M_a(H)_{T=\text{const}}$  на SQUID магнитометре для  $\text{TmFeO}_3$  (ось  $\mathbf{a}$ , образец 1).

прямая линия  $M(H)$ , обусловленная парамагнетизмом ионов туллия во внешнем магнитном поле.

В силу указанной выше трансформации формы кривых намагниченности измерения величины намагниченности насыщения  $M$  в области реориентации при каждом значении температуры проводили путем экстраполяции линейных участков зависимостей  $M(H)_{T=\text{const}}$ , наблюдаемых при больших значениях поля, к нулевому магнитному полю. Пересечение экстраполирующей прямой линии с вертикальной осью  $H = 0$  дает значение  $M$ . Полученные таким способом экспериментальные значения  $M_a(T)$  и  $M_c(T)$  представлены на рис. 3, сплошные символы. Как видно на рис. 2, ширина S-образных участков кривых намагниченности не превышает 100 Э, и значение намагниченности в этом поле действительно близко к полученному экстраполяцией высокополевого прямолинейного участка кривой намагниченности. Полученные этим способом результаты представлены на рис. 3 пустыми символами.

Измеренные значения  $M_a(T)$  и  $M_c(T)$  позволяют реконструировать температурную зависимость абсо-

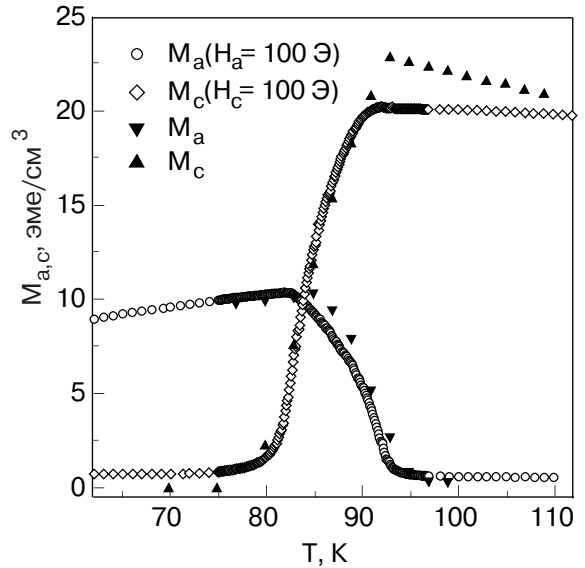


Рис. 3. Величины намагниченности  $M_{a,c}(T)$ , рассчитанные на основе кривых намагниченности (сплошные символы) и измеренные при сканировании температуры во внешнем магнитном поле  $H = 100$  Э (пустые символы), для монокристалла  $\text{TmFeO}_3$  (образец 1).

лютной величины намагниченности  $|\mathbf{M}|$  и угла ее вращения  $\theta$  согласно формулам

$$|\mathbf{M}| = \sqrt{M_a^2 + M_c^2}, \quad \theta = \arctg\left(\frac{M_a}{M_c}\right).$$

Результаты обработки эксперимента представлены на рис. 4,а и 5,а. Для сравнения на рис. 4,б и 5,б приведены аналогичные результаты для  $\text{ErFeO}_3$  [4,5].

На рис. 3–5 видно, что при понижении температуры общая намагниченность кристалла ведет себя следующим образом:

- при понижении температуры от  $T_N$  к  $T_1$  общая намагниченность кристалла в согласии с [9] плавно возрастает. Это подтверждает тот факт, что магнитный момент подсистемы туллия формируется параллельно магнитному моменту железной подсистемы;
- при понижении температуры ниже  $T_2$  общая намагниченность кристалла в согласии с [9], наоборот, понижается, указывая, что в этой конфигурации магнитный момент подсистемы туллия формируется антипараллельно магнитному моменту железной подсистемы;
- в узком температурном интервале реориентации  $T_2-T_1$  наблюдается катастрофическое падение ( $\sim 100\%$ ) общей величины намагниченности кристалла с понижением температуры;
- изменение угла поворота вектора намагниченности в интервале реориентации  $T_2-T_1$  имеет плавный характер;
- поведение  $|\mathbf{M}|(T)$  и  $\theta(T)$  в области реориентации качественно различно для кристаллов  $\text{TmFeO}_3$  и  $\text{ErFeO}_3$ . Действительно, намагниченность кри-

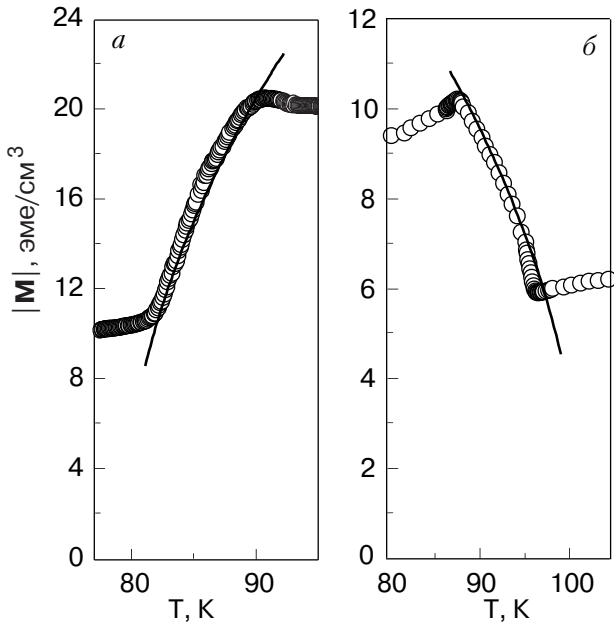


Рис. 4. Экспериментально восстановленные абсолютные значения величины намагниченности  $|M|(T)$ : для  $\text{TmFeO}_3$  (а), для  $\text{ErFeO}_3$  [5] (б). Сплошные кривые — расчет, согласно уравнению (10).

сталла  $\text{TmFeO}_3$  в этом узком интервале с понижением температуры значительно уменьшается, тогда как для  $\text{ErFeO}_3$  она существенно возрастает. Столь же различно отличается поведение  $\theta(T)$  (см. рис. 4 и 5). Однако следует подчеркнуть и наличие общности в поведении измеренных величин для обоих кристаллов в главном — во всем интервале  $T_2-T_1$  углы разворота  $\theta(T)$  изменяются плавно, и амплитуды  $|M|(T)$  изменяются весьма существенно, но тоже плавно;

– поведение  $\theta(T)$  в интервале  $T_2-T_1$  отлично от существенно несимметричного, ранее представленного как для  $\text{TmFeO}_3$  [10], так и для  $\text{ErFeO}_3$  [11]. Это может быть обусловлено указанной авторами [10,11] высокой погрешностью амплитудных измерений при использовании для определения  $\theta(T)$  метода ЯМР и отсутствием информации о существенном изменении  $M(T)$  в интервале реориентации.

### Анализ результатов

Спиновая реориентация часто описывается в рамках теории Ландау (см., например, [1–3]), предполагающей постоянство абсолютной величины намагниченности железной подсистемы при фазовом переходе  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24} \rightarrow \Gamma_2$  и зависимость свободной энергии системы только от угла ее разворота. В рамках такого предположения угол поворота вектора намагниченности определяется минимизацией выражения для свободной энергии

$$F = F_0 + \frac{1}{2} K_U(T) \cos(2\theta) + K_b(T) \cos(4\theta). \quad (1)$$

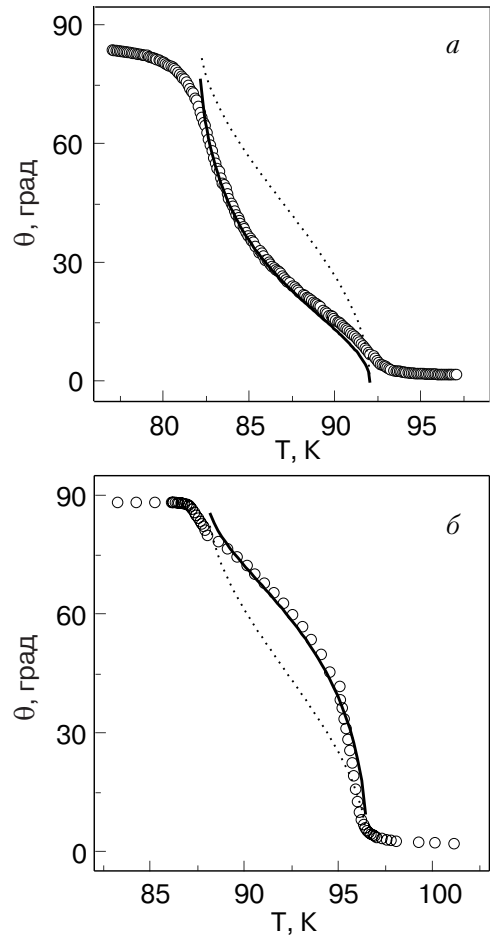


Рис. 5. Угол разворота вектора намагниченности кристалла для  $\text{TmFeO}_3$  в области реориентации. Угол рассчитан из компонент  $\mathbf{M}$ , измеренных для образца 1 в поле 100 Э. Сплошная кривая — теоретический результат, полученный при учете намагниченности  $\text{Tm}$  и ее анизотропии (9), точечная кривая — результат стандартного приближения (2) (а). Угол разворота вектора намагниченности кристалла для  $\text{ErFeO}_3$  в области реориентации. Угол рассчитан из компонент  $\mathbf{M}$ , измеренных в поле 50 Э. Сплошная кривая — теоретический результат, полученный при учете намагниченности  $\text{Er}$  и ее анизотропии (9), точечная кривая — результат стандартного приближения (2) [4,5] (б).

С минимальными предположениями о температурной зависимости феноменологических констант в узкой окрестности интервала реориентации, а именно:  $K_b = \text{const}$ ,  $K_u$  линейно изменяется с температурой, проходя через значение  $K_u = 0$ , минимизация дает

$$\text{tg}\theta = \sqrt{\frac{1+\xi}{1-\xi}}, \quad (2)$$

где  $\xi(T) = \frac{(T_1 + T_2)/2 - T}{(T_1 - T_2)/2}$ .

Зависимости, полученные согласно уравнению (2) для  $\text{TmFeO}_3$  и  $\text{ErFeO}_3$ , показаны на рис. 5, а, б пунктиром. Видно, что в эксперименте на обоих



кристаллах ни предположение о постоянстве  $|\mathbf{M}|(T)$  (рис. 4), ни предсказываемое уравнением (2) поведение  $\theta(T)$  (рис. 5) не подтверждаются.

В целом это не удивительно, ибо описанный выше подход игнорирует РЗ подсистему, хотя хорошо известно, что парамагнитные редкоземельные ионы частично подмагничиваются молекулярным полем железа, и РЗ подсистема приобретает собственный магнитный момент  $\mathbf{m}$ . Следовательно, полный момент кристалла становится равным  $\mathbf{M} = \mathbf{F} + \mathbf{m}$ . Согласно модифицированной модели среднего поля [4,5] при реориентации магнитный момент собственно железной подсистемы  $\mathbf{F}$  действительно остается неизменным, находясь при  $T_1, T_2 \ll T_N$  в состоянии насыщения. Ключевым моментом модели выступает анизотропия парамагнитной восприимчивости редкоземельной подсистемы к молекулярному полю железа

$$m_a = \chi_a^R F_a, \quad m_c = \chi_c^R F_c, \quad (3)$$

$$\text{где } \chi_a^R \neq \chi_c^R.$$

Анизотропия восприимчивости наблюдалась в резонансных экспериментах и предположительно может являться причиной спин-реориентационного перехода [2,9,12,13], но никогда ранее не принималась во внимание в расчетах температурной зависимости угла поворота вектора намагниченности кристалла.

С учетом этой анизотропии энергия взаимодействия железной и редкоземельной подсистем записывается в виде

$$\begin{aligned} \tilde{F} = & \tilde{F}_0 + \frac{1}{2} K_u \cos(2\theta_F) + K_b \cos(4\theta_F) - \\ & - \beta(F_a \chi_a^R m_a + F_c \chi_c^R m_c) + \frac{\beta}{2} m^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Минимизация относительно  $m_a$ ,  $m_c$  и  $m$  приводит уравнение к виду, аналогичному уравнению (2)

$$\tilde{F} = \tilde{F}'_0 + \frac{1}{2} K'_u \cos(2\theta_F) + K_b \cos(4\theta_F). \quad (5)$$

Здесь  $\theta_F$  означает угол разворота вектора намагниченности железной подсистемы и по-прежнему удовлетворяет уравнению (2), а  $K'_u$  — новую эффективную константу анизотропии,

$$K'_u = K_u - \frac{\beta F^2}{2} ((\chi_c^R)^2 - (\chi_a^R)^2). \quad (6)$$

Угол же, измеряемый в эксперименте, теперь определяется как

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{M_a}{M_c} = \left( \frac{1 + \chi_a^R}{1 + \chi_c^R} \right) \frac{F_a}{F_c} = \left( \frac{1 + \chi_a^R}{1 + \chi_c^R} \right) \operatorname{tg} \theta_F. \quad (7)$$

С учетом того, что

$$\begin{aligned} M(T_1) = M_c(T_1) &= (1 + \chi_c^R) F \quad \text{и} \\ M(T_2) = M_a(T_2) &= (1 + \chi_a^R) F, \end{aligned} \quad (8)$$

для определения  $\theta(T)$  получается выражение

$$\operatorname{tg} \theta = r \sqrt{\frac{1 + \xi}{1 - \xi}}, \quad \text{где } r = \frac{M_a(T_2)}{M_c(T_1)}. \quad (9)$$

При этом выражение для определения абсолютного значения величины намагниченности имеет вид

$$\begin{aligned} M = \sqrt{M_a^2 + M_c^2} &= \sqrt{(1 + \chi_a^R)^2 \sin^2 \theta_F + (1 + \chi_c^R)^2 \cos^2 \theta_F} = \\ &= M_c(T_1) \sqrt{\frac{r^2(1 + \xi) + (1 - \xi)}{2}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $M_a(T_2)$  и  $M_c(T_1)$  — намагниченность кристалла соответственно вдоль оси  $\mathbf{a}$  при температуре  $T_2$  и вдоль оси  $\mathbf{c}$  при температуре  $T_1$ . Формулы (9) и (10) не содержат неизвестных подгоночных параметров, поскольку величины  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $M_a(T_2)$  и  $M_c(T_1)$  определяются из эксперимента. Величины  $M_a(T_2)$  и  $M_c(T_1)$  выбирались согласно более точным измерениям — по гистерезисным кривым намагниченности. Полученное значение  $r$  для  $\text{TmFeO}_3$  составило 0,47. Как видно на рис. 4 и 5, построенные согласно формулам (9) и (10) теоретические кривые демонстрируют убедительное соответствие экспериментальным результатам, полученным как для  $\text{TmFeO}_3$ , так и для  $\text{ErFeO}_3$ . Заметим, что отклонение экспериментальных значений от теоретических кривых вблизи краев интервала реориентации обусловлено известным фактом выполаживания зависимостей  $M(T)$  в интервале реориентации при наличии внешнего магнитного поля [14].

Подчеркнем еще раз, что анализ зависимостей  $|\mathbf{M}|(T)$  и  $\theta(T)$  согласно модели [4], во-первых, правомочен только в температурном интервале реориентации  $T_2-T_1$  и, во-вторых, не зависит от первопричины реориентации. Формулы (9) и (10) применимы во всех случаях, когда эффективная константа анизотропии второго порядка  $K'_u(T)$  может быть аппроксимирована линейной функцией, вне зависимости от того, определяется ли такая зависимость подсистемой железа, R-Fe взаимодействием, поведением восприимчивости РЗ ионов или иными факторами. Поскольку линейное изменение  $K'_u(T)$  в ортоферритах экспериментально наблюдалось [14,15], а в работе [16] показано, что микроско-

пическая теория [17] предсказывает такое поведение, то модель [4] может иметь широкое применение.

### Заклучение

Впервые непосредственно измерены температурные зависимости абсолютного значения величины намагниченности  $|\mathbf{M}|(T)$  и угла ее разворота  $\theta(T)$  для кристаллов  $\text{TmFeO}_3$  в области ориентационного фазового перехода  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{24} \rightarrow \Gamma_2$ . Установлено, что наведенный магнитный момент тулливовой подсистемы сравним с таковым железной подсистемы и общая намагниченность системы в несимметричной фазе плавно изменяется почти вдвое при плавном же изменении угла ее разворота по температуре. Показано, что экспериментальные результаты для кристаллов  $\text{TmFeO}_3$  столь же хорошо описываются на основании модифицированной модели среднего поля, как и для кристаллов  $\text{ErFeO}_3$ , несмотря на существенное внешнее отличие поведения  $\theta(T)$  и  $|\mathbf{M}|(T)$  в кристаллах  $\text{TmFeO}_3$  и  $\text{ErFeO}_3$ . Полученные результаты являются весомым аргументом в пользу обоснованности учета анизотропии восприимчивости РЗ ионов к молекулярному полю железа как основы модели [4] и применимости этой модели для описания ориентационных переходов типа  $\Gamma_4(G_x, F_z) \rightarrow \Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z}) \rightarrow \Gamma_2(G_z, F_x)$  в различных ортоферритах.

Работа в ДонФТИ НАНУ частично была поддержана Государственным Фондом фундаментальных исследований, проект Ф7/203-2004; Я. Базалий был поддержан DARPA/ARO, Contract No. DAAD19-01-C-006.

1. J.R. Shane, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 728(1968); H. Horner and C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 845 (1968).
2. J. Sirvardiere, *Solid State Commun.* **7**, 1555 (1969).
3. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.В. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнитных материалах*, Наука, Москва (1979).
4. Ya.B. Bazaliy, L.T. Tsymbal, G.N. Kakazei, A.I. Izotov, and P.E. Wigen, *Phys. Rev.* **B69**, 104429 (2004).
5. Ya.B. Bazaliy, L.T. Tsymbal, G.N. Kakazei, and P.E. Wigen, *J. Appl. Phys.* **95**, 6622 (2004).
6. В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров, *УФН* **166**, 585 (1996).

7. В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский *УФН* **156**, 47 (1988).
8. F.C. Rossol, *J. Appl. Phys.* **39**, 5263 (1968); *ibid.* **40**, 1082 (1969).
9. R. White, *J. Appl. Phys.* **40**, 1061 (1969).
10. V.D. Doroshev, A.S. Kharnachev, N.M. Kovtun, E.E. Soloviev, F.Ya. Chervonenkis, and A.A. Shemyakov, *Phys. Status Solidi* **B51**, K31 (1972).
11. Н.М. Ковтун, А.С. Карначев, Е.Е. Соловьев, А.Я. Червоненкис, А.А. Шемяков, *ФТТ* **14**, 2150 (1972).
12. D. Treves, *J. Appl. Phys.* **36**, 1033 (1965).
13. T. Yamaguchi, *J. Phys. Chem. Solids* **35**, 479 (1974).
14. M. Abe, M. Gomi, K. Shono, Ya. Mori, and S. Nomura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **16**, 279 (1977).
15. К.П. Белов, Р.А. Волков, Б.П. Горанский, А.М. Кадомцева, В.В. Усков, *ФТТ* **11**, 1148 (1969).
16. W.J. Schaffer, R.W. Bene, and R.M. Walser, *Phys. Rev.* **B10**, 255 (1974).
17. L.M. Levinson, M. Luban, and S. Shtrikman, *Phys. Rev.* **187**, 715 (1969).

### The magnetization behaviour at orientation transitions: $\text{TmFeO}_3$ , $\text{ErFeO}_3$

L.T. Tsymbal, Ya.B. Bazaliy, G.N. Kakazei, Yu.I. Nepochatykh, and P.E. Wigen

The magnetization of the  $\text{TmFeO}_3$  single-crystal is studied in a  $\Gamma_4$ - $\Gamma_{24}$ - $\Gamma_2$  spin-rotation temperature interval. The magnetic moment projections on the **a** and **c** crystallographic axes are measured by a SQUID magnetometer and used to calculate the absolute value of magnetization  $|\mathbf{M}|(T)$  and its rotation angle  $\theta(T)$ . The results are compared with the data obtained on  $\text{ErFeO}_3$  samples. While the  $|\mathbf{M}|(T)$  и  $\theta(T)$  curves for the two orthoferrites are quite different, both are well described by the modified mean field theory, suggested earlier by the authors. The theory does not involve the fitting parameters and its experimental verification in the other material demonstrates the generality of the proposed description of  $\Gamma_4$ - $\Gamma_{24}$ - $\Gamma_2$  orientation phase transitions in orthoferrites.