

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ФЕРРОБОРАТА $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$

А. А. Демидов^{a*}, Д. В. Волков^b, И. А. Гудим^c, Е. В. Еремин^c, В. Л. Темеров^c

^aБрянский государственный технический университет
241035, Брянск, Россия

^bМосковский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

^cИнститут физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660038, Красноярск, Россия

Статья написана по материалам доклада
на 36-м Совещании по физике низких температур
(Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы магнитные свойства тригонального антиферромагнетика $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$. Измеренные характеристики рассмотрены в рамках теоретического подхода, который базируется на приближении молекулярного поля и модели кристаллического поля для редкоземельного иона. Описаны температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости, полевые и температурные зависимости намагниченности в полях до 5 Тл, а также аномалия на кривой намагничивания при $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ вблизи 1 Тл, свидетельствующая о наличии фазового перехода первого рода.

DOI: 10.7868/S0044451013050145

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интерес к тригональным редкоземельным ферроборатам $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Y}$, La-Lu) усиливается из-за обнаружения у них мультиферроэлектрических свойств [1, 2]. Для физики магнитных явлений ферробораты представляют значительный интерес как соединения с двумя взаимодействующими магнитными подсистемами (редкоземельной и железной). Железная подсистема в $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ упорядочивается при $T_N \approx 30-40$ К. Редкоземельная подсистема подмагничена $f-d$ -взаимодействием и дает существенный вклад в магнитную анизотропию и ориентацию магнитных моментов. Ферробораты могут быть легкоосными, легкоплоскостными, либо как в $\text{GdFe}_3(\text{VO}_3)_4$ и $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$, спонтанно переходить из легкоосного в легкоплоскостное состояние (см., например, обзор [3]).

Повышенный интерес к $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ обусловлен, в частности, обнаружением в нем гигантского

магнитоэлектрического эффекта [4]. Вся информация о спектроскопических [5], магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих [3, 4, 6–8] свойствах свидетельствует о том, что магнитные моменты железа в $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ антиферромагнитно упорядочиваются при $T_N \approx 32-33$ К и лежат в базисной плоскости ab . Также в базисной плоскости находятся магнитные моменты самария, подмагниченные обменным полем железа.

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию низкотемпературных магнитных свойств $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$, сравнению полученных экспериментальных данных с результатами расчетов и определению параметров соединения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллы выращивались из растворов-расплавов на основе тримолибдата висмута 80 масс. % $\{\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12} + 2\text{V}_2\text{O}_5 + 0.6\text{Sm}_2\text{O}_3\} + 20$ масс. % $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ по технологии, подробно описанной в работе [9]. В растворе-расплаве массой 150 г одновременно на четырех затравках размером примерно 1 мм³ росли кристаллы в оди-

*E-mail: demandr@yandex.ru

наковых гидродинамических условиях. Величина переохлаждения соответствовала приросту не более 1 мм/сут. Для определения содержания самария в кристалле использовался рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. Магнитные измерения были выполнены на установке Physical Properties Measurement System (Quantum Design) в температурном интервале 2–300 К и магнитных полях до 5 Тл.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

За магнитные свойства $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ответственны обе магнитные подсистемы, редкоземельная (самариевая) и железная, взаимодействующие друг с другом. Взаимодействием внутри Sm-подсистемы можно пренебречь. Железная подсистема может рассматриваться как совокупность двух антиферромагнитных подрешеток. Также в виде двух подрешеток может быть представлена и Sm-подсистема, подмагниченная за счет f - d -взаимодействия. При расчетах использовался теоретический подход, успешно примененный к ферроборатам $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с $\text{R} = \text{Tb}$ [10], Nd [11], Dy [12], Pr [13], Ho [14], Er [15]. Для магнитной структуры и иерархии взаимодействий $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в присутствии магнитного поля \mathbf{B} эффективные гамильтонианы Sm/Fe иона i -й ($i = 1, 2$) подрешетки могут быть записаны следующим образом:

$$\mathcal{H}_i(\text{Sm}) = \mathcal{H}_i^{CF} - g_J^{\text{Sm}} \mu_B \mathbf{J}_i^{\text{Sm}} [\mathbf{B} + \lambda_{fd}^{\text{Sm}} \mathbf{M}_i^{\text{Fe}}], \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_i(\text{Fe}) = -g_S \mu_B \mathbf{S}_i [\mathbf{B} + \lambda \mathbf{M}_j^{\text{Fe}} + \lambda_{fd}^{\text{Sm}} \mathbf{m}_i^{\text{Sm}}], \quad (2)$$

$j = 1, 2, \quad j \neq i.$

Здесь \mathcal{H}_i^{CF} — гамильтониан кристаллического поля, g_J^{Sm} — фактор Ланде, \mathbf{J}_i^{Sm} — оператор углового момента иона Sm, $g_S = 2$ — g -фактор, \mathbf{S}_i — оператор спинового момента иона Fe, $\lambda_{fd}^{\text{Sm}} < 0$ и $\lambda < 0$ — молекулярные константы антиферромагнитных Sm–Fe- и Fe–Fe-взаимодействий. Магнитные моменты i -й железной \mathbf{M}_i^{Fe} и самариевой \mathbf{m}_i^{Sm} подрешеток в расчете на формульную единицу определяются соотношениями

$$\mathbf{M}_i^{\text{Fe}} = 3g_S \mu_B \langle \mathbf{S}_i \rangle, \quad \mathbf{m}_i^{\text{Sm}} = g_J^{\text{Sm}} \mu_B \langle \mathbf{J}_i^{\text{Sm}} \rangle. \quad (3)$$

Ион Fe^{3+} в $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ находится в высокоспиновом состоянии [16], это дает максимальное значение магнитного момента иона $5\mu_B$.

Как известно (см., например, [17, 18]), гамильтониан кристаллического поля тригональной симметрии для иона Sm^{3+} ($J^{\text{Sm}} = 5/2$) включает всего три

члена. В неприводимых тензорных операторах C_q^k он имеет вид

$$\mathcal{H}^{CF} = B_0^2 C_0^2 + B_0^4 C_0^4 + B_3^4 (C_{-3}^4 - C_3^4). \quad (4)$$

Параметры кристаллического поля B_q^k для иона Sm^{3+} в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ неизвестны. Из спектроскопических исследований [5] известно, что при $T = 1.7$ К расщепление основного дублета иона Sm^{3+} в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ составляет $\Delta_{fd} = 13.2 \text{ см}^{-1}$, а нижняя часть мультиплета иона Sm^{3+} в парамагнитном состоянии характеризуется значениями энергий 0, 135, 220 см^{-1} .

Вычисление величин и ориентаций магнитных моментов Fe- и R-подсистем при решении самосогласованных задач на основе гамильтонианов (1), (2) при условии минимума соответствующего термодинамического потенциала (см. формулы (8), (9) в работе [10] и (6), (7) в работе [11]) позволяет рассчитать области устойчивости различных магнитных фаз, поля фазовых переходов, кривые намагничивания, восприимчивость и т. д.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения параметров кристаллического поля B_q^k были использованы экспериментальные данные для температурных зависимостей начальной магнитной восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ и кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 2$ К. В соответствии с критерием наилучшего описания характеристик $\chi_{c,\perp c}(T)$, $M_{c,\perp c}(B)$ и известных расщеплений основного мультиплета иона Sm^{3+} и Δ_{fd} из работы [5], был выбран набор параметров кристаллического поля (B_q^k): $B_0^2 = 285 \text{ см}^{-1}$, $B_0^4 = -900 \text{ см}^{-1}$, $B_3^4 = -1520 \text{ см}^{-1}$. Этому набору B_q^k соответствуют спектроскопические характеристики иона Sm^{3+} , приведенные в таблице. Рассчитанные значения энергий основного мультиплета иона Sm^{3+} хорошо совпадают с найденными в работе [5]. Компоненты g -тензора основного дублета иона Sm^{3+} $g_c = 0.36$ и $g_a = 0.53$ не слишком противоречат взятым в работе [7] значениям $g_c \approx 0.3$ и $g_\perp \approx 0.3$. Полученные нами значения компонент g -тензора свидетельствуют о том, что Sm-подсистема при низких температурах слабо стабилизирует легкоплоскостное состояние. Учет f - d -взаимодействия при $T < T_N$ приводит к снятию вырождения крамерсовских дублетов, причем низкотемпературное расщепление основного дублета ($\Delta_{fd} = 13.2 \text{ см}^{-1}$) при $\lambda_{fd}^{\text{Sm}} = -3.53 \text{ Тл}/\mu_B$ совпадает с известным Δ_{fd} из работы [5].

Таблица. Параметры $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [11]

Соединение	$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$		$\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$
$B_{dd1} = \lambda_1 M_0$, Тл	64 [6]*	59	58
λ_1 , Тл/ μ_B	-4.27 [6]*	-3.93	-3.87
$B_{fd}^R = \lambda_{fd}^R M_0$, Тл	30 [6], 35 [8] 94**	53	7.1
λ_{fd}^R , Тл/ μ_B		-3.53	-0.47
$\Delta_{fd} = \mu_B g_a \lambda_{fd}^{\text{Sm}} M_0$, см ⁻¹	13.2 [5]	13.2 ($T = 2$ К)	8.8 ($T = 2$ К)
$\Delta = E_i - E_1$ ($i = 1-6$), см ⁻¹ , ($B = 0$)	0, 135, 220 [5]	0, 135, 220 ($T > T_N$)	0, 65, 140 ($T > T_N$)
		0, 13.2, 141.8, 141.9, 225, 233 ($T = 2$ К)	0, 8.8, 69, 69, 140, 148 ($T = 2$ К)
$g_{\perp c}$	~ 0.3 [7]	~ 0.53	2.6
g_c	~ 0.3 [7]	~ 0.36	1.0

Примечание. B_{dd1} и B_{fd} — низкотемпературные значения обменных полей, соответствующих молекулярным константам λ_1 и λ_{fd}^R ; Δ_{fd} — низкотемпературное расщепление основного дублета ионов Sm^{3+} и Nd^{3+} вследствие $f-d$ -взаимодействия; Δ — значения энергий нижних уровней основного мультиплетта ионов Sm^{3+} и Nd^{3+} ; $g_{\perp c}$ и g_c — компоненты g -тензора основного дублета ионов Sm^{3+} и Nd^{3+} ; $M_0 = |M_i(T = 0, B = 0)| = 15\mu_B$ — магнитный момент Fe в расчете на одну формульную единицу.

* Параметр оценен из приведенной в работе [6] величины $\chi_{\perp}^{\text{Fe}} = 0.12 \cdot 10^{-3}$ см³/г (при $H \approx 10$ кЭ).

** Параметр оценен по формуле $B_{fd} = |\lambda_{fd}^{\text{Sm}}| M_0 = \Delta_{fd} / \mu_B g_{\perp}$ при $\Delta_{fd} = 13.2$ см⁻¹ [5] и $g_{\perp} \approx 0.3$ [7].

Представленные далее на рисунках магнитные характеристики рассчитаны для параметров из таблицы, в которой также приведены известные из литературы данные и для сравнения параметры легкослоистного $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [11]. Также в расчетах участвовали константы анизотропии Fe-подсистемы $K_2^{\text{Fe}} = 0.48$ Тл · μ_B и $K_6^{\text{Fe}} = -7.5 \cdot 10^{-3}$ Тл · μ_B (см. формулу (8) в работе [11]).

Большое, по сравнению с исследованными ранее ферроборатами (см. таблицы в работах [12, 14]), значение поля обменного $f-d$ -взаимодействия ($B_{fd}^{\text{Sm}} = 53$ Тл) обусловлено определенным в эксперименте [5] большим расщеплением основного дублета иона Sm^{3+} $\Delta_{fd} = 13.2$ см⁻¹ при малом значении компоненты g -тензора g_a , малость которой связана также и с величиной фактора Ланде $g_J^{\text{Sm}} = 2/7$:

$$\Delta_{fd} = \mu_B g_a B_{fd}^{\text{Sm}}.$$

Отметим, что в работе [6] для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ дана оценка критического поля, в котором меняется знак электрической поляризации и магнито-стрикции (оно соответствует полю $f-d$ -обмена согласно работе [2]) по соответствующему полю для $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, равному 5 Тл [2]. Эта оценка составляет 30 Тл, что меньше, чем определяемое через из-

вестное расщепление основного дублета при значении $g_a = 0.53$ (или $g_{\perp} \approx 0.3$ из работы [7], см. таблицу). Отметим также, что рассчитанный магнитный момент Sm-подрешетки при $T = 2$ К и $B = 0$ составляет $m_i^{\text{Sm}} \approx 0.32\mu_B$, что несколько больше, чем приведенное в работе [19] значение $0.24\mu_B$.

На рис. 1 представлены экспериментальные кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в базисной плоскости (а) и вдоль оси c (б) при $T = 2, 30, 300$ К. Видно, что с увеличением температуры происходит эволюция кривых $M_{c,\perp c}(B)$, которая обусловлена уменьшением магнитных моментов Fe- и Sm-подсистем. Характеры кривых намагничивания $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в базисной плоскости при $B > 1.5$ Тл и вдоль тригональной оси мало различаются, что свидетельствует об одинаковом характере процесса намагничивания. Магнитные моменты Fe-подсистемы сгибаются к полю, проявляя перпендикулярную восприимчивость, а у Sm-подсистемы растет компонента магнитного момента на направление поля (см. схемы на рис. 2). Также на рис. 1 видно, что рассчитанные кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ в парамагнитной области при $T = 300$ К хорошо описывают эксперимент. На вставке к рис. 1

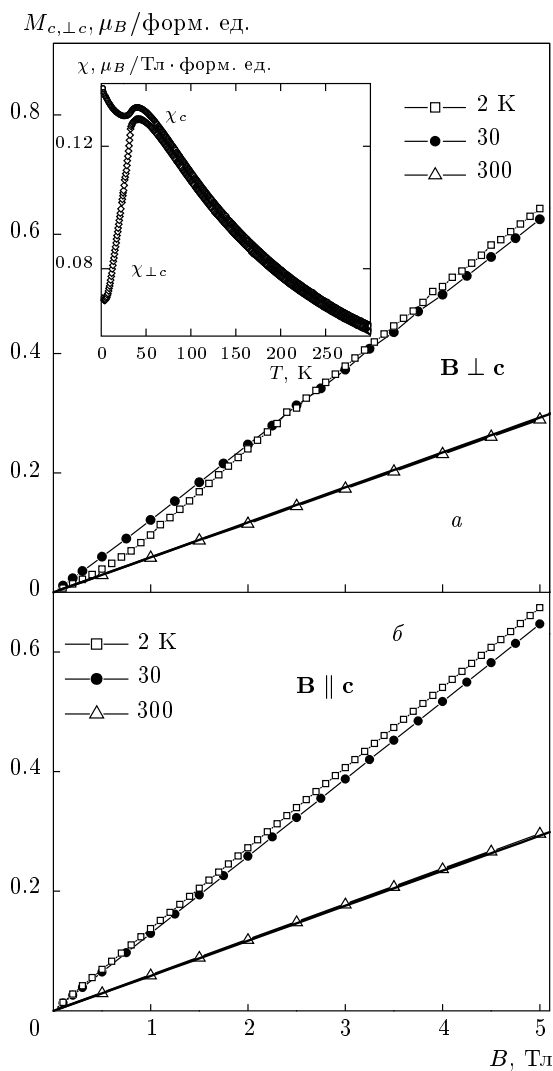


Рис. 1. Экспериментальные кривые намагничивания $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ для $\mathbf{B} \perp c$ (а) и $\mathbf{B} \parallel c$ (б) при $T = 2, 30, 300$ К. Сплошные линии — рассчитанные кривые намагничивания при $T = 300$ К. На вставке — температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости $\chi_{c, \perp c}(T)$, измеренные при $B = 0.1$ Тл

видно, что магнитная восприимчивость в парамагнитной фазе практически изотропна, а при $T < T_N$ становится анизотропной — в базисной плоскости $\chi_{\perp c}(T)$ резко уменьшается в отличие от $\chi_c(T)$, которая изменяется существенно меньше. Аналогичный характер кривых восприимчивости (измеренных при $T \leq 110$ К) был обнаружен ранее в работе [6]. Именно такое поведение магнитной восприимчивости и следовало ожидать для антиферромагнитного упорядочения в Fe-подсистеме, которая дает основной вклад в восприимчивость.

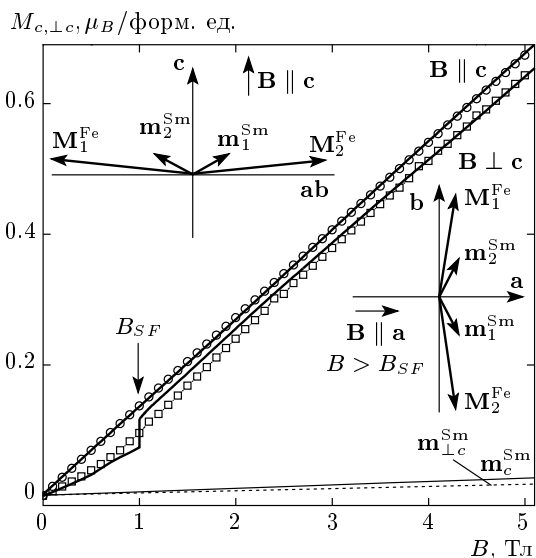


Рис. 2. Кривые намагничивания $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ для $\mathbf{B} \parallel c$ и $\mathbf{B} \perp c$ при $T = 2$ К. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет. Вставки — схемы ориентаций магнитных моментов M_i^{Fe} и m_i^{Sm} , использованные при расчете намагнитченности во флоп-фазе, $m_{\perp c}^{\text{Sm}}$ — рассчитанный вклад в намагнитченность от Sm-подсистемы при $\mathbf{B} \parallel c$ (сплошная линия) и $\mathbf{B} \perp c$ (штриховая линия)

Из представленных на рис. 2 экспериментальных кривых $M_{c, \perp c}(B)$ при $T = 2$ К видна малая, но заметная анизотропия. Учет при расчетах только перечисленных ранее параметров не дает возможности воспроизвести наблюдаемую в эксперименте анизотропию. Проведенные в предположении разориентации поля расчеты показали, что для улучшения совпадения с экспериментом угол разориентации поля должен составлять около $6^\circ - 8^\circ$, что маловероятно. Только учет анизотропного обменного Sm-Fe-взаимодействия позволил получить хорошее описание эксперимента (рис. 2). Гамильтониан анизотропного Sm-Fe-обмена был взят в виде, приведенном в работе [20] (формула (8)); для достижения согласия были подобраны два параметра $a_0^2 = 13 \text{ см}^{-1}$ и $a_0^4 = -15 \text{ см}^{-1}$ (в обозначениях работы [20]), значения которых сравнимы с $a_0^{2,4}$ для $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [20]. Отметим, что для успешного описания в используемом подходе больших массивов экспериментальных данных для магнитных, магнитоупругих и спектроскопических характеристик редкоземельных ферроборатов с $R = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$ был достаточен учет только изотропной части обменного R-Fe-взаимодействия [10–15].

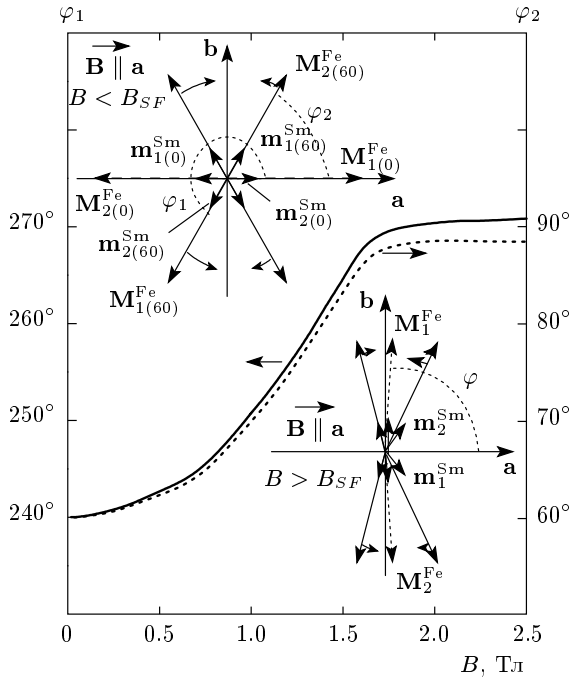


Рис. 3. Рассчитанная полевая зависимость угла отклонения магнитных моментов $M_{1,2(60)}^{Fe}$ от оси a в плоскости ab (при $B = 0$ для $M_{1(60)}^{Fe}$ $\varphi_1 = 240^\circ$, для $M_{2(60)}^{Fe}$ $\varphi_2 = 60^\circ$). Вставки — схемы ориентаций M_i^{Fe} и m_i^{Sm} , использованные при расчете намагниченности до ($B < B_{SF}$) и после ($B > B_{SF}$) спин-флоп-перехода при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ (ось c перпендикулярна плоскости рисунка). Разная длина стрелок, показывающих направление вращения $M_{1,2(60)}^{Fe}$, соответствует разной скорости поворота

Рассмотрим подробнее низкополевую область экспериментальной кривой намагничивания $M_{\perp c}(B)$ при $T = 2$ К, на которой начальный участок нелинеен. Если продифференцировать кривую $M_{\perp c}(B)$, то обнаруживается отчетливый пик вблизи 1 Тл. В случае тригонального кристалла с магнитными моментами, лежащими в базисной плоскости, возможно существование трех типов доменов. При намагничивании в базисной плоскости в малых полях вклад в намагниченность дают все три домена с осями антиферромагнетизма под углом 120° друг к другу (см. схему в верхней части рис. 3). Расчет кривых $M_{\perp c}(B)$ для $B < 1.5$ Тл проведен в соответствии с подходом, изложенным в работе [11], в которой подробно исследованы процессы намагничивания в легкоплоскостном $NdFe_3(BO_3)_4$ с учетом возможного существования трех типов доменов.

Как показали наши расчеты, процессы намагничивания при разных направлениях поля в базисной плоскости происходят, вообще говоря, по-разному. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ это спин-флоп-переход в домене с осью антиферромагнетизма вдоль оси \mathbf{a} . При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ это срыв 30° -градусных доменов в некотором критическом поле. При \mathbf{B} в любом другом направлении это срыв в домене с наименьшим углом между его легкой осью и полем. Расчеты показали, что поле спин-флоп-перехода при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ и поля срывов в доменах для других направлений поля мало различаются по величине и расчетные кривые намагничивания очень похожи. Таким образом, ситуация совершенно аналогична случаю $NdFe_3(BO_3)_4$ [11]. Важно, что при любом направлении поля в базисной плоскости в некотором поле происходит скачкообразный переход всего образца во флоп-фазу. Принимая во внимание аналогичный характер кривых намагничивания для разных направлений поля в базисной плоскости, далее для простоты сравним с экспериментом случай $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$.

При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ в домене с осью антиферромагнетизма вдоль поля магнитные моменты железа при $T = 2$ К вклада в намагниченность не дают (штриховые векторы $M_{1,2(0)}^{Fe}$ на схеме в верхней части рис. 3). В Sm-подсистеме происходит уменьшение направленного против поля m_1^{Sm} . В результате суммарная намагниченность от этого домена слабо возрастает с полем. В двух других доменах с осями антиферромагнетизма под углом $\varphi = 60^\circ$ к полю (которые эквивалентны относительно направления $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$) оба магнитных момента железа $M_{1,2(60)}^{Fe}$ в каждом домене поворачиваются по направлению к флоп-состоянию. Из представленной на рис. 3 рассчитанной полевой зависимости угла поворота векторов $M_{1,2(60)}^{Fe}$ в плоскости ab видно, что вектор $M_{1(60)}^{Fe}$ вращается немного быстрее, чем $M_{2(60)}^{Fe}$, и благодаря разной скорости поворота вклад в намагниченность от этих доменов растет. Суммарная намагниченность для поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ и $B < 1$ Тл,

$$M_a = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} \left(M_0^{Fe} + m_{1(0)a}^{Sm} + m_{2(0)a}^{Sm} \right) + \frac{2}{3} \left(M_{60}^{Fe} + m_{1(60)a}^{Sm} + m_{2(60)a}^{Sm} \right) \right], \quad (5)$$

хорошо описывает экспериментальную кривую $M_{\perp c}(B)$ (см. рис. 2). В формуле (5) $M_0^{Fe} = M_{1(0)}^{Fe} - M_{2(0)}^{Fe}$ и $M_{60}^{Fe} = M_{1(60)}^{Fe} \cos \varphi_1 + M_{2(60)}^{Fe} \cos \varphi_2$ — вклады железа в намагниченность соединения с учетом проекции на ось a . В поле $B_{SF} \approx 1$ Тл в домене с магнитным моментом Fe-подсистемы вдоль

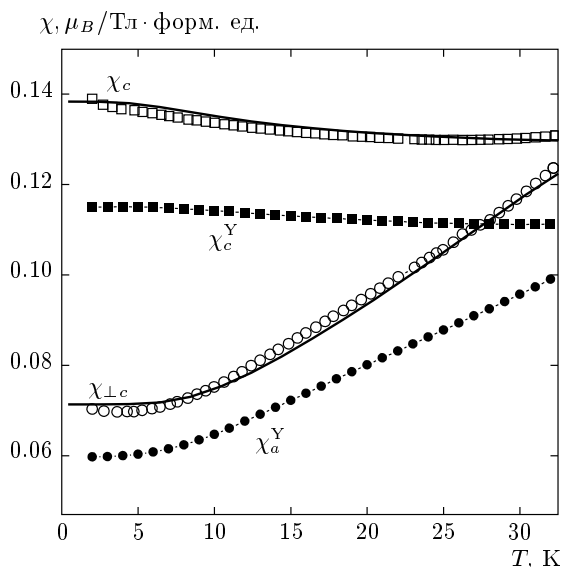


Рис. 4. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ $\chi_{c,\perp c}(T)$ (светлые значки) и $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ $\chi_{a,c}^Y(T)$ (темные значки) [21] при $B = 0.1$ Тл. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет

оси a происходит спин-флоп-переход в состояние с магнитными моментами почти перпендикулярными полю и вклад в намагниченность определяется теперь так: $M_{flop}^{\text{Fe}} = 2M_1^{\text{Fe}} \cos \varphi$ (см. схему в нижней части рис. 3). В результате намагниченность соединения для $B > B_{SF}$ определяется формулой (5) при замене M_0^{Fe} на M_{flop}^{Fe} .

При дальнейшем увеличении поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ продолжается вращение $\mathbf{M}_{1,2(60)}^{\text{Fe}}$ и начиная с полей около 1.5 Тл, результирующая намагниченность определяется примерно одинаковым вкладом от всех доменов, что соответствует флоп-фазе всего образца (см. рис. 2 и 3). Отметим, что повороты и скачки магнитных моментов Fe в доменах сопровождаются соответствующими изменениями компонент магнитных моментов Sm-подсистемы.

На рис. 4 приведены низкотемпературные области (для $T < T_N$) экспериментальных и рассчитанных зависимостей магнитной восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$. Видно, что восприимчивость $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ $\chi_{c,\perp c}(T)$ не слишком сильно отличается от восприимчивости $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [21], что указывает на малый вклад от Sm-подсистемы. При намагничивании в базисной плоскости для $B = 0.1$ Тл вклад в восприимчивость $\chi_{\perp c}(T)$ дают все возможные домены и процессы намагничивания $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ происходят аналогично описанным выше при расчете намагни-

ченности M_a (формула (5)). Для поля вдоль оси c образец находится во флоп-фазе и ведет себя как однодоменный (см. схему в верхней части рис. 2). Слабое уменьшение $\chi_c(T)$ с ростом температуры связано с уменьшением вклада парамагнитного иона Sm^{3+} на фоне постоянной перпендикулярной восприимчивости антиферромагнитной Fe-подсистемы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальное и теоретическое исследования магнитных свойств $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и получено согласие теории и эксперимента для всей совокупности измеренных характеристик. Определены актуальные параметры $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными.

Показано, что при учете анизотропного обменного Sm-Fe-взаимодействия удается хорошо описать обнаруженную в эксперименте анизотропию кривых $M_{c,\perp c}(B)$. При намагничивании вдоль оси a в поле около 1 Тл спин-флоп-переход в одном из возможных трех доменов, являющихся следствием тригональной симметрии, обуславливает вид кривых $M_{\perp c}(B)$, характерный для фазового перехода первого рода, размытого в условиях реальной доменной структуры. Корректный расчет процессов намагничивания в слабых полях привел к описанию температурных зависимостей $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T < T_N$. Отметим необходимость дальнейшего исследования $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, так как по аналогии с $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [22], на магнитные и другие свойства $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ может оказывать существенное влияние смешивание мультиплетов иона Sm^{3+} (J - J -связь).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-31007мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Звездин, С. С. Кротов, А. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 335 (2005).
2. А. К. Звездин, Г. П. Воробьев, А. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 600 (2006).
3. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., ФНТ **36**, 640 (2010).
4. А. А. Мухин, Г. П. Воробьев, В. Ю. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 305 (2011).

5. E. P. Chukalina, M. N. Popova, L. N. Bezmaternykh, and I. A. Gudim, *Phys. Lett. A* **374**, 1790 (2010).
6. Ю. Ф. Попов, А. П. Пятаков, А. М. Кадомцева и др., *ЖЭТФ* **138**, 226 (2010).
7. А. М. Кузьменко, А. А. Мухин, В. Ю. Иванов и др., *Письма в ЖЭТФ* **94**, 318 (2011).
8. А. М. Кадомцева, Г. П. Воробьев, Ю. Ф. Попов и др., *ЖЭТФ* **141**, 930 (2012).
9. I. A. Gudim, E. V. Eremin, and V. L. Temerov, *J. Cryst. Growth* **312**, 2427 (2010).
10. E. A. Popova, D. V. Volkov, A. N. Vasiliev et al., *Phys. Rev. B* **75**, 224413 (2007).
11. Д. В. Волков, А. А. Демидов, Н. П. Колмакова, *ЖЭТФ* **131**, 1030 (2007).
12. Д. В. Волков, А. А. Демидов, Н. П. Колмакова, *ЖЭТФ* **133**, 830 (2008).
13. A. A. Demidov, N. P. Kolmakova, D. V. Volkov et al., *Physica B* **404**, 213 (2009).
14. А. А. Демидов, Д. В. Волков, *ФТТ* **53**, 926 (2011).
15. А. А. Демидов, Д. В. Волков, *ФТТ* **54**, 505 (2012).
16. Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito et al., *J. Sol. St. Chem.* **172**, 438 (2003).
17. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, Наука, Москва (1972).
18. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, А. А. Мухин, А. И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, Наука, Москва (1985).
19. C. Ritter, A. Pankrats, I. Gudim, and A. Vorotynov, in *Abstracts of Int. Conf. on Magnetism* (Bexco, Busan, 2012), Korea (2012), p. 97.
20. M. N. Popova, T. N. Stanislavchuk, B. Z. Malkin et al., *Phys. Rev. B* **80**, 195101 (2009).
21. E. A. Popova, A. N. Vasiliev, V. L. Temerov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 116006 (2010).
22. О. А. Дорофеев, А. И. Попов, *ФТТ* **32**, 11 (1990).