

УДК 548:537.611.46

© 1992

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ГРАНАТОВ Tb<sub>x</sub>Y<sub>3-x</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> МЕТОДОМ ЯМР

В. Д. Дорошев, М. М. Савоста

При  $T$  л 4.2 К изучен ЯМР Fe<sup>57</sup> в октаэдрических и тетраэдрических узлах гранатов Tb<sub>x</sub>Y<sub>3-x</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> ( $x = 0.1, 0.26$ ) с легкой осью [001]. Анализ положения спутных линий в спектрах позволил определить магнитную структуру редкоземельной подрешетки:  $m = 8.53$  (20)  $\mu_B$ ,  $m' \cos \phi = 5.65$  (20)  $\mu_B$ ,  $\phi < 30^\circ$ . Из сравнения полученных результатов с данными магнитных измерений сделан вывод о независимости магнитной структуры тербиевой подрешетки от концентрации тербия  $x$  (при неизменной легкой оси). На этой основе показано, что скачок намагниченности Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> в магнитном поле  $H \parallel [001]$  обусловлен ориентационным фазовым переходом [111]  $\rightarrow$  [001], индуцированным магнитным полем.

Известно, что в редкоземельных (РЗ) ферритах-гранатах магнитные моменты РЗ-ионов, исключая ион Gd<sup>3+</sup> с нулевым орбитальным моментом, упорядочиваются неколлинеарно железным подрешеткам, формируя так называемую «зонтичную» структуру. Причина такого поведения кроется в анизотропном характере взаимодействия РЗ-иона с кристаллическим полем и обменного взаимодействия с ионами железа. Для тербиевого феррита-граната Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> с легкой осью [111] магнитная структура ионов тербия в двух неэквивалентных додекаэдрических позициях определена методом дифракции нейтронов [<sup>1, 2</sup>]:  $m = 8.18$  (2)  $\mu_B$ ,  $\theta = 30.79$  (2)°,  $m' = 8.90$  (2)  $\mu_B$ ,  $\theta' = 28.07$  (5)° при  $T = 4.2$  К. Суммарная намагниченность Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, полученная из этой «двойной зонтичной» структуры, находится в хорошем соответствии с результатами магнитных измерений [<sup>1, 3</sup>]. В магнитном поле, ориентированном вдоль «трудной» оси [001], наблюдается скачкообразное изменение намагниченности <sup>1</sup> от значения  $M = 20.17 \mu_B$ , близкого к проекции  $M_{(111)} = 34.53 \mu_B$  на ось [001], к большей величине  $\sim 31 \mu_B$  (при  $T = 4.2$  К) [<sup>1, 4</sup>].

Авторы работы [<sup>4</sup>] объяснили наблюдаемую аномалию кривой намагничивания разрушением «зонтичной» магнитной структуры РЗ-подрешетки Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> в относительно сильных полях. Однако в [<sup>5</sup>] показано, что наблюдаемый скачок отвечает спин-переориентационному фазовому переходу в железной подрешетке, т. е. переориентации легкой оси намагничивания к [001], хотя, конечно, спиновая переориентация в поле вызывает в свою очередь изменение зонтичной структуры редкоземельных ионов. Спонтанный ориентационный фазовый переход [111]  $\leftrightarrow$  [001] (переход по температуре) наблюдается в смешанных тербий-иттриевых гранатах (Tb—Y)IG в широком диапазоне концентраций Tb [<sup>6, 7</sup>].

Магнитные исследования Tb—Y-гранатов при низких температурах свидетельствуют о том, что средний момент РЗ-подрешетки в расчете на один ион

<sup>1</sup> Значения намагниченности экстраполированы к  $H = 0$  и относятся к двум формульным единицам 2Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

$Tb^{3+}$  не зависит от концентрации  $Tb$ , но меняется с изменением оси легкого намагничивания [8]. Можно ожидать поэтому, что магнитная структура  $Tb$  в  $(Tb-Y)$  IG соответствует магнитной структуре  $Tb_3Fe_5O_{12}$  с соответствующим направлением намагниченности.

В данной работе изучался ЯМР  $^{57}Fe$  гранатов  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  с легкой осью [001] при гелиевых температурах. При малых замещениях  $x \sim 0.2$  присутствие РЗ-иона в ближайшем окружении ионов  $Fe^{3+}$ , локализованных в тетраэдрических ( $d$ ) и октаэдрических ( $a$ ) узлах, вызывает появление в спектрах ЯМР  $^{57}Fe$  сателлитов, положение которых относительно основных линий связано с величиной и направлением магнитного момента РЗ-ионов. Поэтому при учете изменения кристаллического поля, вызванного замещением, возможно определение неколлинеарной «зонтичной» магнитной структуры РЗ-ионов. Соответствующий анализ был проведен ранее при изучении магнитной структуры РЗ-подрешеток диамагнитно разбавленных ферритов-гранатов гольмия [9] и эрбия [10] методом ЯМР.

## 1. Эксперимент

Монокристаллы  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  с  $x = 0.1, 0.26$  были получены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Состав кристаллов определялся на рентгеновском микроанализаторе с точностью по  $x \sim 0.02$ . Спектры ЯМР при  $T = 4.2$  и  $1.75$  К записывались методом двухимпульсного спинового эха на полуавтоматическом некогерентном спектрометре ЯМР с сверхточной частотой возбуждающих импульсов и накоплением сигнала с помощью стробоскопического интегратора. Регистрировался только сигнал от доменов за счет временной селекции строб-импульсом, поскольку длительность и положение эхо-сигналов от доменов и доменных границ при больших длительностях возбуждающих импульсов, применявшихся нами (10—30 мкс), существенно различаются.

В структуре граната  $a$ -узлы искажены тригонально с  $C_3$ -осями симметрии параллельно направлениям [111],  $d$ -узлы обладают тетрагональной симметрией (оси  $S_4 \parallel [001]$ ). Для легкой оси [001] все  $Fe^{3+}$  ( $a$ )-ионы эквивалентны, но имеются два типа неэквивалентных  $Fe^{3+}$  ( $d$ )-ионов: с осями  $S_4$  вдоль  $M$  (обозначены далее как  $d_{//}$ ) и ионы, для которых  $S_4 \perp M$  ( $d_{\perp}$ ). В соответствии с этим спектр ЯМР  $^{57}Fe$  состоит из одной основной линии для  $a$ -узлов и двух основных линий с интенсивностями 2 : 1 для  $d$ -узлов. Замещение диамагнитного иона  $Y^{3+}$  на магнитный  $Tb^{3+}$  вблизи  $Fe^{3+}$  приводит к модификации локального поля на ядре  $^{57}Fe$  как за счет дипольного поля, индуцированного магнитным моментом  $Tb^{3+}$  ( $\Delta B_{dip}$ ), так и за счет изменения кристаллического поля и вклада косвенного сверхтонкого поля при замещении ( $\Delta B_c$ ). В результате число неэквивалентных узлов железа и соответственно число линий ЯМР увеличивается (рис. 1). В  $a$ -узлах к разрешенным по частоте сателлитам приводит замещение лишь в ближайшем  $c$ -окружении. Для  $d$ -узлов при анализе сателлитной структуры необходимо также учитывать и следующее за ближайшим  $c$ -окружение (соответствующие величины мы будем пометать тильдой) [11].

Предполагая случайное распределение ионов  $Tb^{3+}$  при замещении, мы вправе были ожидать, как и в случае других РЗ-ионов, что относительная интенсивность сателлитов определяется простым биномиальным правилом  $r = c/(1-c)$ , где  $c = x/3$  — концентрация замещения. Однако при  $T = 4.2$  К для  $x = 0.1$  интенсивность сателлитов оказалась заниженной вдвое, а для  $x = 0.26$  втрое против ожидаемой. Понижение температуры до  $1.75$  К несколько улучшило соотношение интенсивностей (рис. 1). Интенсивность же сателлита  $F \approx 65.7$  МГц приблизительно в 5 раз меньше расчетной при  $x = 0.1$  (при  $x = 0.26$  сателлит  $65.7$  МГц не удалось надежно зарегистрировать по причине уменьшения общей интенсивности сигналов

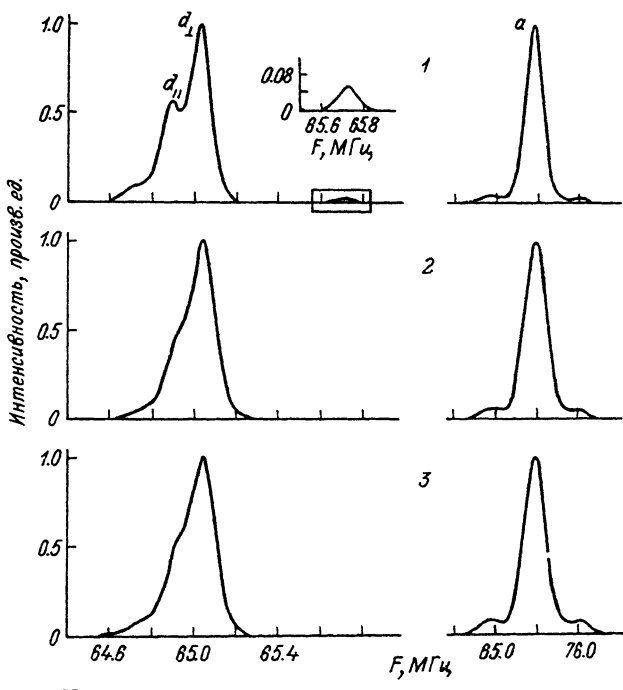


Рис. 1. Спектры ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в тетраэдрических ( $d$ ) и октаэдрических ( $a$ ) узлах тербий-иттриевых ферритов-гранатов  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  для  $x = 0.1$  (1), 0.26 (2, 3).  $T = 4.2$  (1, 2) и 1.75 К (3).

ЯМР ввиду роста магнитной анизотропии). Мы полагаем, что наряду с возможным различием времен релаксации сателлитных и основных линий важную роль может играть наличие локальной анизотропии коэффициента усиления ЯМР в сильноанизотропных соединениях.

## 2. Анализ результатов

Локальная симметрия РЗ-ионов в  $s$ -узлах ромбическая. В общем случае имеется 6 типов  $s$ -узлов с различно ориентированными локальными осями  $C_2$ . Для оси легкого намагничивания  $[001]$  в предположении, что магнитные моменты  $\text{Tb}^{3+}$  остаются в плоскостях типа  $(110)$ , и учитывая ограничения, накладываемые симметрией, магнитная структура ионов Tb описывается табл. 1. Сверхтонкое поле на ядре  $^{57}\text{Fe}$   $B_{HF}$  в незамещенном гранате направлено коллинеарно спину  $\langle s \rangle$  иона  $\text{Fe}^{3+}$ . Поскольку  $|B_{dip}| \ll |B_{HF}|$ , при вычислении дипольного вклада достаточно учитывать лишь проекцию  $B_{dip}$  на  $\langle s \rangle$

Таблица 1  
Локальные координатные системы для  $s$ -узлов в структуре граната и соответствующие магнитные моменты для легкой оси  $[001]$ .

$s$ -узел	$x$	$y$	$z$	Магнитный момент
1	011	011	100	$m' (0 a c)$
2	101	101	010	$m' (a 0 c)$
3	110	110	001	$m' (0 0 1)$
4	011	011	100	$m' (0 a c)$
5	101	101	010	$m' (a a c)$
6	110	110	001	$m' (0 0 1)$

$$\Delta B_{\text{dip}}^i = \frac{\mu_0}{4\pi r_i^5} [3(m_i r_i)(r_i n) - (m_i n) r_i^2], \quad (1)$$

где  $r_i$  — радиус-вектор, связывающий магнитный момент  $Tb^{3+}$  с центральным ионом  $Fe^{3+}$ ;  $n = \langle s \rangle / |\langle s \rangle|$ .

Изменение вклада кристаллического окружения в  $B_{HF}$  изучено при замещении  $Y^{3+}$  различными РЗ-ионами [10, 12, 13]. Наибольшее изменение  $\Delta B_c$  происходит при замещении в ближайшем окружении  $Fe^{3+}$  ( $d$ )-ионов, т. е.  $|\Delta B_c^{(d)}| > |\Delta \tilde{B}_c^{(d)}|$  и  $|\Delta B_c^{(d)}| > |\Delta B_c^{(a)}|$ . Оказалось, что в пределах точности определения  $\Delta B_c^{(d)}$  и  $\Delta B_c^{(a)}$  пропорциональны разности ионных радиусов:  $\Delta R_{\text{ион}} = R_{\text{ион}}(PZ^{3+}) - R_{\text{ион}}(Y^{3+})$  и для больших  $\Delta R_{\text{ион}}$  величина  $\Delta B_c$  существенно анизотропна. По-видимому, вклад переноса спиновой плотности от РЗ-иона к иону железа, монотонно изменяющийся в ряду РЗ-ионов, в данном случае имеет второстепенное значение. Анизотропия  $\Delta B_c$  может быть описана в рамках модели независимых связей, в основе которой лежит предположение о независимости вкладов отдельных лигандов в сверхтонкое поле, причем вклад каждого лиганда отражает аксиальную симметрию связи катион—лиганд [14]. Для изменения  $\Delta B_c$  можно записать

$$\Delta B_{c,k} = \Delta b_0 + \Delta b \cos^2 \nu_k, \quad (2)$$

где  $\Delta b_0$  и  $\Delta b$  характеризуют изменение электронной структуры кислорода и его смещение при замещении  $Y^{3+} \rightarrow Tb^{3+}$ ;  $k$  — индекс кислорода в цепочках  $Tb^{3+} - O^{2-} - Fe^{3+}$ . В структуре граната  $Fe^{3+}$  ( $d$ )-ион связан с ближайшим РЗ-ионом через два кислорода, однако, поскольку обе связи идентичны, достаточно просуммировать (2) по двум связям без увеличения числа параметров. Для  $Fe^{3+}$  ( $a$ )-ионов ситуация еще более сложная, поскольку имеются две неэквивалентные связи с РЗ-ионами. Здесь приходит на помощь то обстоятельство, что ввиду относительно небольшой разности ионных радиусов  $Tb^{3+}$  и  $Y^{3+}$  ( $\Delta R_{\text{ион}} = 0.021 \text{ \AA}$ ) можно ожидать, что  $\Delta B_c^{(a)}$  будет достаточно мало. Тогда его можно положить изотропным. Такой подход оправдал себя, в частности, для  $Er^{3+}$  ( $\Delta R_{\text{ион}} = -0.015 \text{ \AA}$ ) (для более подробной дискуссии см. [10]).

О закономерности изменения величины  $\Delta \tilde{B}_c^{(d)}$  в ряду РЗ-ионов известно мало. Можно привести лишь два известных значения: для иона  $Er^{3+}$   $|\Delta \tilde{B}_c^{(d)}| < 0.05 \text{ МГц}$  [10], для иона  $Cd^{3+}$   $(\Delta R_{\text{ион}} = 0.024 \text{ \AA}) \Delta \tilde{B}_c^{(d)} + 0.949 \Delta \tilde{B}^{(d)} = 0.08$  (2) МГц [11].

В табл. 2 приведены рассчитанные, согласно (1), (2), расщепления сателлитов, возникающих при замещении одного иона  $Y^{3+}$  на  $Tb^{3+}$  вместе с экспериментально определенными расщеплениями.

Для однозначной идентификации разрешенных по частоте сателлитов при разном значении  $\Delta B_c$  достаточно учесть, что

$$m, m' \leq m_{\text{max}} = 9\mu_B. \quad (3)$$

Два разрешенных сателлита  $Fe^{3+}$  ( $a$ )-узлов ( $s_1$  и  $s_2$ ) позволяют определить

$$m'c = 5.65 (20) \mu_B, \quad \Delta b_0^{(a)} = 0.037 (18) \text{ МГц}. \quad (4)$$

Как ожидалось, величина  $\Delta b_0^{(a)}$  оказалась достаточно малой, поэтому сделанное выше упрощение в отношении  $\Delta B_c^{(a)}$  незначительно влияет на точность определения проекции момента  $m'$  на ось [001]. К сожалению, лишь один хорошо разрешенный сателлит, а именно  $s_1$  ( $d_{||}$ ), имеется в спектре  $d$ -узлов. Непосредственно из его положения (табл. 2) с учетом (3) следует, что

Сателлиты для  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  с легкой осью [001]. Используются данные кристаллической структуры для  $Y_3Fe_5O_{12}$ .  $I$  — теоретическая интенсивность сателлита относительно главной линии,  $r = 1/3 \cdot x(1 - x/3)$ . Величины  $\Delta\tilde{b}^{(d)}$  и  $\Delta b^{(d)}$  относятся к замещению  $H^{3+} \rightarrow Tb^{3+}$  во второй координационной сфере иона  $Fe^{3+}$ .  $c_1 = 0.0433$  МГц,  $c_2 = 0.0236$  МГц,  $c_3 = 0.031$  МГц.

	Сателлит	$\Delta B_{dip}$	$\Delta B_c$	$I$	$\Delta B_{экср}$ , МГц
$a$	$s_1$	$-7/5c_3m/c$	$\Delta b^{(d)}$	$2r$	$-0.208(10)$
	$s_2$	$c_3m/c$	$\Delta b^{(d)}$	$2r$	$+0.212(10)$
	$s_3$	$2/5c_3m$	$\Delta b^{(d)}$	$2r$	
$d_{  }$	$s_1$	$2c_1m$	$\Delta b^{(d)} + 2 \cdot 0.4219\Delta b^{(d)}$	$2r$	$+0.835(15)$
	$s_2$	$c_1m/(a-c/2)$	$\Delta b^{(d)} + 0.4219\Delta b^{(d)}$	$4r$	$-0.150(20)$
$d_{\perp}$	$s_1$	$-c_1m/c$	$\Delta b^{(d)} + 2 \cdot 0.1415\Delta b^{(d)}$	$r$	
	$s_2$	$-c_1m/c$	$\Delta b^{(d)} + 2 \cdot 0.4366\Delta b^{(d)}$	$r$	
	$s_3$	$c_2m/(a+c)$	$\Delta\tilde{b}^{(d)} + 0.1415\Delta b^{(d)}$	$2r$	$+0.105(30)$
	$s_3$	$-1/2c_2m$	$\Delta\tilde{b}^{(d)} + 0.4366\Delta b^{(d)}$	$2r$	

$$\Delta\tilde{b}_0^{(d)} + 0.844\Delta b_0^{(d)} > 0.055 \text{ (15) МГц.} \quad (5)$$

Для того чтобы извлечь из положения сателлита  $s_1$  ( $d_{||}$ ) значение магнитного момента  $m$ , мы использовали отмеченную выше линейную зависимость  $\Delta B_c^{(d)}$  от разности ионных радиусов  $Y^{3+}$  и  $R^{3+}$ . Наиболее удобным оказалось привлечь значение  $\Delta b_0^{(d)} + 2 \cdot 0.4219\Delta b^{(d)} = -0.069$  (8) МГц, полученное из положения аналогичного сателлита в (Er—Y) IG с легкой осью [001], где магнитный момент  $m$  надежно определен [10]. Поскольку  $\Delta R_{\text{нон}}(Tb—Y)/\Delta R_{\text{нон}}(Er—Y) = -1.4$ , для иона  $Tb^{3+}$  имеем

$$\Delta b_0^{(d)} + 2 \cdot 0.4219 \Delta b^{(d)} = 0.096(11)\text{МГц, } m = 8.53(20) \mu_B. \quad (6)$$

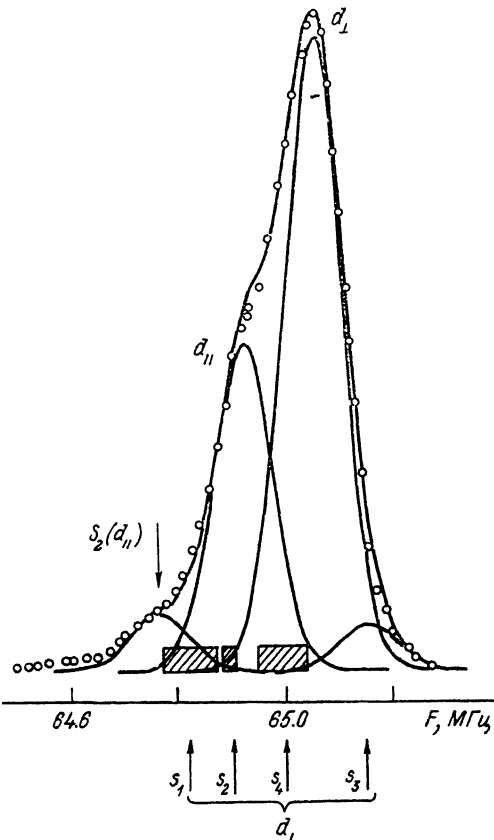
Формальное разложение остального спектра  $d$ -узлов на минимально возможное количество линий гауссовой формы, адекватно описывающих форму спектра, позволило определить положение еще двух сателлитов. С учетом (3), (4) и (5) возможно однозначно поставить им в соответствие сателлиты  $s_2$  ( $d_{||}$ ) и  $s_3$  ( $d_{\perp}$ ) из табл. 2. Расчетные расщепления оставшихся сателлитов  $Fe^{3+}$  ( $d$ -узлов) оказываются таковыми, что они замаскированы главными линиями. В качестве примера на рис. 2 приведено разложение фрагмента спектра  $Fe^{3+}$  ( $d$ -узлов) для  $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$ , где заштрихованными прямоугольниками показано возможное положение неразрешенных сателлитов, согласно данным табл. 2.<sup>2</sup> Определенное таким образом положение сателлитов  $s_2$  ( $d_{||}$ ) и  $s_3$  ( $d_{\perp}$ ) позволяет получить информацию относительно угла зонтика  $\psi$ . Привлекая (4) и обсуждавшееся выше условие

$$|\Delta\tilde{B}_c^{(d)}| < |\Delta B_c^{(d)}| \leq 0.1 \text{ МГц,} \quad (7)$$

получаем, что угол, который образует магнитный момент  $m'$  с направлением [001], ограничен величиной

$$c > 0.87, \text{ т. е. } \psi < 30^\circ. \quad (8)$$

<sup>2</sup> Разложение спектров ЯМР  $Fe^{3+}$  ( $d$ -узлов) было проведено для  $x=0.1$  ( $T=4.2$  К),  $x=0.26$  ( $T=1.75$  К),  $x=0.26$  ( $T=4.2$  К). Полученные положения сателлитов относительно основных линий во всех случаях оказались неизменными.



Светлые кружки — экспериментальный спектр; сплошные линии — главные линии и сателлиты, полученные в результате формального разложения, а также суммарный подопытный спектр; заштрихованные прямоугольники — возможное положение неразрешенных сателлитов. Ширина прямоугольников учитывает неопределенность  $m, m', \Delta b^{(d)} + 0.84 \Delta b^{(d)}$  и ограничена условиями  $\Delta b^{(d)} < 0.2$  МГц и  $|\Delta b \xi^{(d)}| < 0.1$  МГц.

### 3. Обсуждение результатов

В начале нашего анализа мы предположили, что магнитные моменты  $\text{Tb}^{3+}$  в  $(\text{Tb}-\text{Y})$  IG располагаются в плоскостях типа (110), как это определено нейтронографически для незамещенного  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Форма спектров ЯМР позволяет подтвердить это предположение. Дело в том, что в случае более общего расположения магнитных моментов число сателлитов в спектре ЯМР должно быть больше приведенного в табл. 2, что противоречит эксперименту. В исследованных нами образцах  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с  $x = 0.1, 0.26$  и легкой осью типа [001] положение сателлитов относительно главных линий не зависит от концентрации  $x$ . Следовательно, магнитная структура редкоземельной подрешетки неизменна

$$m = 8.53 (20) \mu_B, m'c = 5.65 (20) \mu_B,$$

$$c > 0.87, \psi < 30^\circ$$

и средний магнитный момент в расчете на дин ион  $\text{Tb}^{3+}$  составляет  $6.6 (2) \mu_B$ . Этот результат хорошо согласуется с измерением намагниченности монокристалла  $\text{Tb}_{0.37}\text{Y}_{2.63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  вдоль легкой оси [001], которое для среднего момента  $\text{Tb}^{3+}$  дает значение  $6.52 \mu_B$  [8]. В этой же работе [8] измерения намагниченности поликристаллов  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с  $x = 2, 2.5, 3$  с легкой осью при низких температурах [111] также показали независимость магнитной структуры от концентрации замещающих ионов  $\text{Tb}^{3+}$ . Наконец, было показано [15], что коэффициенты молекулярного поля, описывающие взаимодействие между РЗ и железной подрешетками, не зависят от содержания Tb, а само суперобменное взаимодействие мало чувствительно к изменению параметра решетки, связанного с различием ионных радиусов  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Y}^{3+}$ . Поэтому мы считаем, что определенная нами в нулевом поле магнитная структура ионов  $\text{Tb}^{3+}$  в гранатах  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с легкой осью [001] может быть привлечена для объяснения значения намагниченности  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с легкой осью [111], намагниченного до состояния насыщения вдоль [001].

Действительно, как уже отмечалось, в магнитном поле  $H \parallel [001]$  наблюдается скачок намагниченности  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  от значения  $M = 20.17 \mu_B$  к

значению  $M \sim 31\mu_B$  при  $T = 4.2$  К со средним моментом на ион  $Tb^{3+} \sim 6.7\mu_B$  [1, 4]. Эта величина очень хорошо согласуется с ожидаемым по результатам данной работы средним моментом  $6.6(2)\mu_B$  для  $Tb_3Fe_5O_{12}$  с намагниченностью вдоль [001]. Очевидно, что наблюдаемый скачок представляет собой ориентационный фазовый переход  $[111] \rightarrow [001]$ , индуцированный магнитным полем, который сопровождается изменением зонтичной магнитной структуры РЗ-подрешеток.

Авторы признательны П. Новаку за постановку задачи и плодотворные обсуждения, а также Б. В. Миллю за любезно предоставленные монокристаллы.

#### Список литературы

- [1] Lahoubi M., Guillot M., Marchand A., Tcheou F., Roudaut E. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. 20. N 5. P. 1518—1520.
- [2] Hock R., Fuess H., Vogt T., Bonnet M. // J. Solid State Chem. 1990. V. 84. N 1. P. 39—51.
- [3] Guillot M., Le Gall H. // J. de Phys. 1977. V. 38. N 7. P. 871—875.
- [4] Vien T. K., Dormann J. L. / Phys. Lett. 1977. V. 61a. N 5. P. 336—338.
- [5] Baryakhtar V. G., Borodin V. A., Doroshiv V. D., Kovtun N. M., Levitin R. Z., Stefanovskii E. P. // Solid State Commun. 1978. V. 28. N 3. P. 265—266.
- [6] Белов К. П., Звездин А. К., Левитин Р. З., Маркосян А. С., Милль Б. В., Мухин А. А., Перов А. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 3. С. 1189—1202.
- [7] Борозин В. А., Дорошев В. Д., Ключан В. А., Ковтун Н. М., Левитин Р. З., Маркосян А. С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 4. С. 1363—1378.
- [8] Guillot M., Marchand A., Desvignes J. M., Le Gall H., Merceronand T., Guillaud M. // Z. Phys. B. 1989. V. 74. N 3. P. 335—339.
- [9] English J., Lutgemeier H., Pieper M. M., Nekvasil V., Novak P. // Solid State Commun. 1985. V. 56. N 9. P. 825—828.
- [10] Borodin V. A., Doroshev V. D., Tarasenko T. N., Savosta M. M., Novak P. // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 5881—5892.
- [11] English J., Novak P., Kuriplach J., Lutgemeier H. // Hyperfine Inter. 1990. V. 59. N 1—4. P. 493—496.
- [12] Brabenec M., English J., Novak P., Lutgemeier H. // Hyperfine Inter. 1987. V. 34. N 1—4. P. 459—461.
- [13] English J., Novak P., Lutgemeier H. // Hyperfine Inter. 1990. V. 59. N 1—4. P. 283—288.
- [14] English J., Brabenec M., Novač P., Lutgemeier H. // J. Magn. Magn. Mat. 1985. V. 50. N 1. P. 74—82.
- [15] Rodic D., Sctula A., Tomkowicz Z., Guillot M., Le Gall H. // J. Magn. Magn. Mat. 1989. V. 75. N 1—2. P. 79—87.

Донецкий  
физико-технический институт

Поступило в редакцию  
19 декабря 1991 г.