

# Магниторезонансные свойства антиферромагнетика $TbFe_3(BO_3)_4$ при низких температурах

В.А. Бедарев, М.И. Пащенко, М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, В.А. Пащенко,  
А.Н. Блудов, Е.Н. Хацько, С.Л. Гнатченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: bedarev@ilt.kharkov.ua*

Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров

*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, г. Красноярск, 660036, Россия*

Статья поступила в редакцию 18 июля 2012 г., после переработки 13 сентября 2012 г.

Исследованы магнитный резонанс и полевая зависимость намагниченности монокристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  при температурах от 2 до 13 К и частотах от 18 до 142 ГГц. В спектре ЭПР обнаружены две пары линий различной интенсивности. Указанные линии могут быть связаны с двумя типами центров — ионами  $Tb^{3+}$ , в окружении которых находятся ростовые примеси  $Vi$  и  $Mo$ . Определены начальные расщепления нижайших квазидублетов таких ионов  $Tb^{3+}$  кристаллическим полем и обменным полем, действующим на ионы редкой земли со стороны подрешеток железа. Проведена оценка количества указанных центров.

Досліджено магнітний резонанс та польову залежність намагніченості монокристалу  $TbFe_3(BO_3)_4$  при температурах від 2 до 13 К на частотах від 18 до 142 ГГц. У спектрі ЕПР виявлено дві пари ліній різної інтенсивності. Зазначені лінії можуть бути пов'язані з двома типами центрів — йонами  $Tb^{3+}$ , у оточенні яких знаходяться ростові домішки  $Vi$  та  $Mo$ . Визначено початкові розщеплення найнижчих квазидублетів таких йонів  $Tb^{3+}$  кристалічним полем та обмінним полем, яке діє на рідкоземельні йони з боку підґраток заліза. Проведено оцінку кількості зазначених центрів.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;  
76.30.-v Электронный парамагнитный резонанс и релаксации.

Ключевые слова: антиферромагнетик, намагниченность, электронный парамагнитный резонанс.

## Введение

Кристалл  $TbFe_3(BO_3)_4$  принадлежит семейству редкоземельных ферроборатов, магнитоэлектрические свойства которых сейчас интенсивно исследуются [1–4]. Изучение его кристаллической структуры показало, что при температуре 192 К происходит структурный фазовый переход с изменением пространственной группы из  $R32$  до  $P3_121$  [5]. При температуре  $T_N = 40$  К такой кристалл становится легкоосным антиферромагнетиком. Подсистема ионов железа этого кристалла упорядочивается антиферромагнитно. Магнитные моменты ионов железа лежат вдоль тригональной оси  $c$  [5]. Ионы тербия находятся в парамагнитном состоянии и подмагничены эффективным полем  $H_{eff}$  со стороны подсистемы железа.

Магнитные моменты ионов тербия также лежат вдоль оси  $c$ . Если внешнее магнитное поле направит вдоль оси  $c$ , то в кристалле  $TbFe_3(BO_3)_4$  наблюдается спин-ориентационный фазовый переход первого рода при температурах ниже 40 К [5].

Выше температуры структурного фазового перехода симметрия позиций ионов  $Tb^{3+}$  в ферроборате тербия описывается тригональной точечной группой  $D_3$ . Кристаллическое поле такой симметрии расщепляет основной мультиплет иона  $Tb^{3+}$  в этом кристалле  ${}^7F_6$  ( $S = 3; L = 3; J = 6$ ) следующим образом:

$${}^7F_6 \rightarrow 3\Gamma_1 + 2\Gamma_2 + 4\Gamma_3.$$

Здесь  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  — невырожденные представления, а  $\Gamma_3$  — двукратно вырожденное. Ниже температуры структурного фазового перехода симметрия позиций ионов  $Tb^{3+}$  понижается до  $C_2$  и вырождение снимается. Это приводит к появлению 13 синглетных уровней в основном мультиплете  ${}^7F_6$  иона  $Tb^{3+}$ .

Исследования спектров пропускания кристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  в оптическом диапазоне позволяет предположить, что основное состояние иона  $Tb^{3+}$  представляет собой два близких синглетных уровня — квазидублет, который расщеплен эффективным полем железа [6–8]. Величина этого расщепления при температуре 2 К составляет около  $32 \text{ см}^{-1}$ . По данным экспериментальных работ [5,7] магнитный момент основного состояния иона  $Tb^{3+}$  составляет  $(8,6 \pm 0,4) \mu_B$ , а  $g$ -фактор —  $17,8 \pm 0,2$ .

В работах [7–9] в оптических спектрах рядом с основными линиями наблюдались спутники. Расстояние между спутниками и основными линиями варьируется от  $5,8 \text{ см}^{-1}$  до  $11,5 \text{ см}^{-1}$  для различных линий. Появление спутников связывается с  $f-f$  оптическими переходами в ионах  $Tb^{3+}$ , находящихся около дефектов, вызванных ростовыми примесями ионов  $Vi$  и  $Mo$ , которые изменяют кристаллические и эффективные поля в окружении ионов  $Tb^{3+}$  [7,10,11].

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) может дать новую информацию о ионах  $Tb^{3+}$ , находящихся вблизи ростовых примесей. Кроме того, если начальные расщепления квазидублетов указанных ионов существенно меньше  $32 \text{ см}^{-1}$ , то они могут повлиять на полевые зависимости намагниченности при низких температурах. Поэтому целью представленной работы является исследование влияния примесей на энергетическую структуру ионов  $Tb^{3+}$  магнитным и резонансным методами в монокристалле  $TbFe_3(BO_3)_4$ .

### Методика эксперимента

Монокристалл  $TbFe_3(BO_3)_4$  был выращен из раствора–расплава на основе тримолибдата висмута  $Bi_2Mo_3O_{12}$ . Размер кристалла достигал 10–12 мм. Из него вырезали монокристаллическую пластинку площадью  $1,5 \times 1,5 \text{ мм}$  и толщиной  $0,11 \text{ мм}$ . Тригональная ось  $c$  была перпендикулярна плоскости пластинки. Полевые зависимости намагниченности измеряли с помощью SQUID магнитометра MPMS-XL5. Магнитное поле было направлено вдоль тригональной оси  $c$  кристалла.

Для проведения резонансных исследований в интервале частот 18–142 ГГц использовали спектрометр прямого усиления. Поляризация СВЧ поля была направлена перпендикулярно тригональной оси  $c$  кристалла. Постоянное магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом и прикладывалось вдоль тригональной оси  $c$  с точностью  $0,5$  град.

### Экспериментальные результаты

На рис. 1. представлен спектр ЭПР кристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  в магнитном поле  $H \parallel c$  на частоте  $\nu = 72,13 \text{ ГГц}$  при температуре 4,2 К. На рисунке видно, что в спектре имеются две пары линий поглощения — слабоинтенсивные линии  $I$  и  $I'$  и интенсивные линии  $2$  и  $2'$ . Особенность в виде ступеньки на спектре в магнитном поле  $H = 3,6 \text{ Тл}$  соответствует спин-флоп переходу [5].

На рис. 2 представлены спектры поглощения в магнитном поле при различных температурах. Видно, что изменение температуры в диапазоне от 2 до 12,2 К не смещает резонансные поля линий поглощения. Однако изменение частоты приводит к их смещению по магнитному полю, что иллюстрирует рис. 3, где представлены спектры поглощения на частотах от 42,36 до 77,94 ГГц при температуре 4,2 К. Видно, что понижение частоты приводит к сближению резонансных линий. На частоте  $\nu = 42,36 \text{ ГГц}$  в интенсивной паре линий поглощения  $2$  и  $2'$  линии сближаются настолько, что разрешить их практически невозможно, и в спектре наблюдается одна широкая интенсивная линия. А на частоте  $\nu = 41 \text{ ГГц}$  вместо слабоинтенсивных линий  $I$  и  $I'$  в спектре ЭПР наблюдается одна широкая слабоинтенсивная линия.

На основании полученных экспериментальных данных нами построена частотно-полевая зависимость  $\nu(H)$  четырех линий поглощения спектра ЭПР ферробората тербия при температуре  $T = 4,2 \text{ К}$ , которая представлена на рис. 4. Как видно на рис. 4, зависимости  $1$  и  $2$  можно описать линейным законом:

$$\nu(H) = \Delta_{1,2} - g_{1,2} \mu_B H. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — начальные расщепления,  $g_{1,2}$  — эффективные  $g$ -факторы,  $\mu_B$  — магнетон Бора. По наклону зависимостей  $\nu(H)$  были определены эффективные  $g$ -факторы для линий  $1$  и  $2$ , которые оказались одинаково-

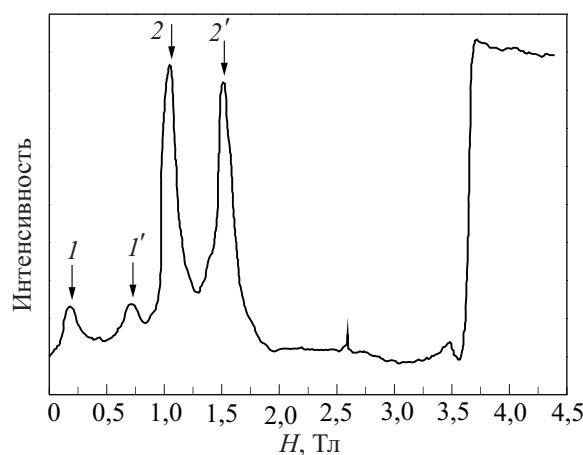


Рис. 1. Спектр ЭПР кристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  в магнитном поле  $H \parallel c$  на частоте  $\nu = 72,13 \text{ ГГц}$  при температуре 4,2 К.

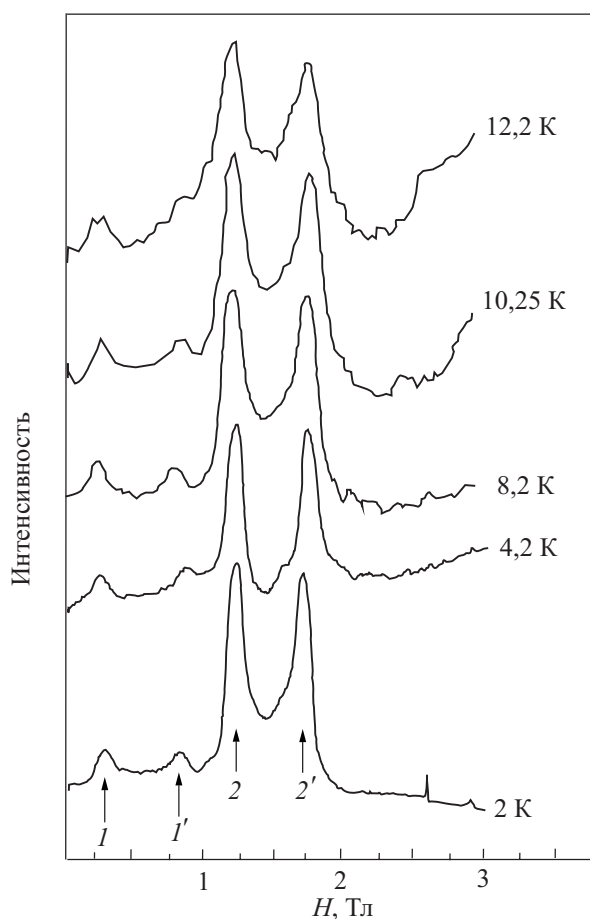


Рис. 2. Спектры ЭПР кристалла  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в магнитном поле  $H \parallel c$  на частоте  $\nu = 72,13$  ГГц для температур от 2 до 12,2 К.

выми и равными 16. Экстраполяция зависимостей  $\nu(H)$  в  $H=0$  дает начальное расщепление для первой линии  $\Delta_1 = 134$  ГГц ( $4,5 \text{ см}^{-1}$ ) и для второй  $\Delta_2 = 313$  ГГц ( $10,5 \text{ см}^{-1}$ ).

Из частотно-полевой зависимости следует, что в магнитном поле  $H_1 = 0,5$  Тл происходит слияние линий  $1$  и  $1'$ , а в большем магнитном поле  $H_2 = 1,4$  Тл происходит слияние линий  $2$  и  $2'$ . Причем это происходит не на нулевой частоте. На частоте  $\delta_1 = 19$  ГГц ( $\approx 0,6 \text{ см}^{-1}$ ) сливаются линии  $1$  и  $1'$ , линии  $2$  и  $2'$  — на частоте  $\delta_2 = 29$  ГГц ( $\approx 1 \text{ см}^{-1}$ ). Величины  $\delta_1$  и  $\delta_2$  определялись как интервалы между нулем и линией, проведенной через экспериментальные точки частотно-полевой зависимости методом наименьших квадратов.

Выше уже говорилось, что ионы  $\text{Tb}^{3+}$ , в окружении которых находятся ростовые примеси, могут проявлять себя на полевой зависимости намагниченности ферробората тербия. Поэтому в настоящей работе была измерена полевая зависимость намагниченности при 2 К в магнитном поле  $H \parallel c$ , представленная на рис. 5. Поведение полевой зависимости намагниченности в полях до 3 Тл имеет явно нелинейный характер. Особенности, проявляющиеся на полевой зависимости намагниченности в виде нелинейности, более четко видны на

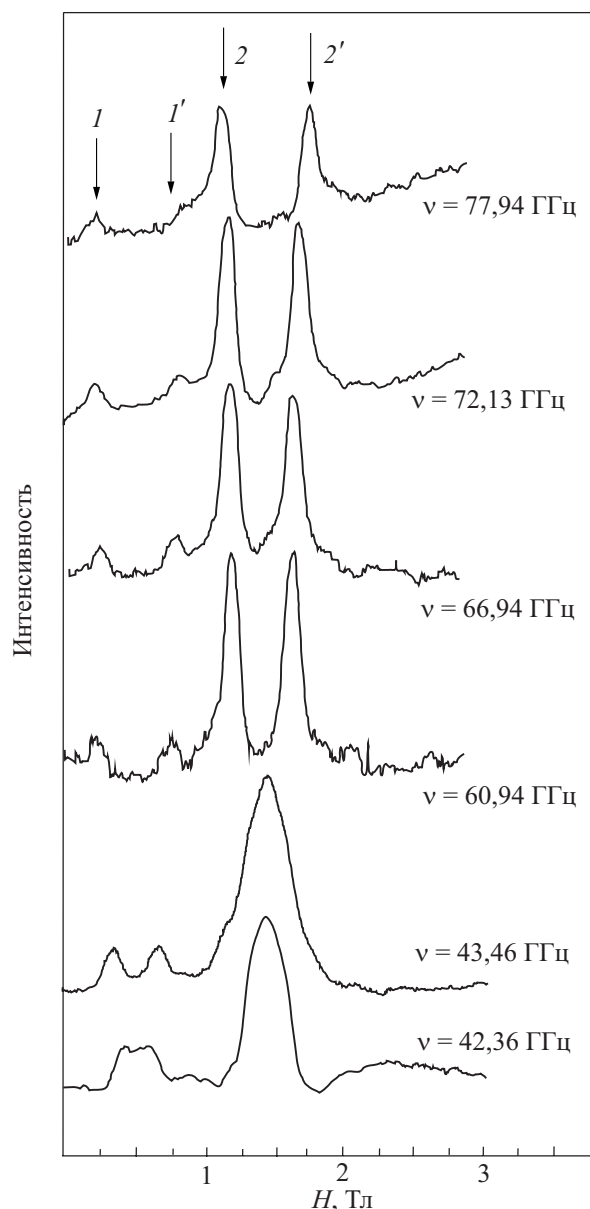


Рис. 3. Спектры ЭПР кристалла  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в магнитном поле  $H \parallel c$  при температуре 4,2 К для частот от 42 до 78 ГГц.

полевой зависимости дифференциальной восприимчивости  $dM/dH$ , приведенной на вставке к рис. 5. На дифференциальной восприимчивости  $dM/dH$  наблюдаются четкие максимумы в полях 0,5 и 1,4 Тл. Отметим, что значения этих полей совпадают с полями  $H_1$  и  $H_2$ , при достижении которых наблюдается слияние линий на частотно-полевой зависимости спектров ЭПР.

### Обсуждение экспериментальных результатов

Причина появления двух пар линий поглощения в ЭПР спектре монокристалла  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$  может быть той же, что и в случае появления упомянутых выше спутников в оптическом спектре. На принадлежность обнаруженных линий ЭПР к переходам в ионах  $\text{Tb}^{3+}$  указывает близкая к 18-ти величина эффективного  $g$ -фактора. Как

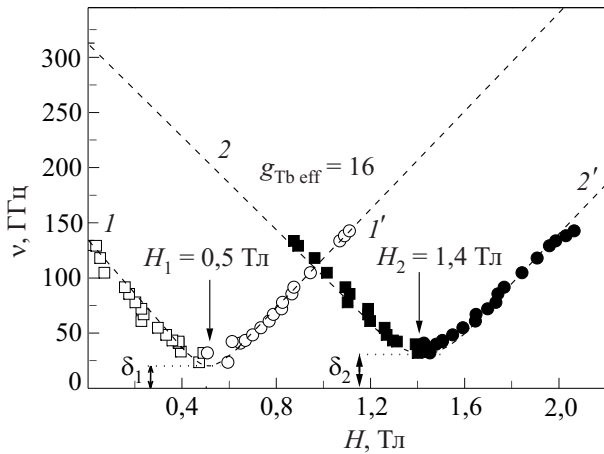


Рис. 4. Частотно-полевые зависимости линий поглощения спектра ЭПР кристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  в магнитном поле  $H \parallel c$  при температуре 4,2 К.

уже указывалось, для роста кристалла ферробората тербия используют тримолибдат висмута  $Bi_2Mo_3O_{12}$ . По-видимому, присутствие примесей Bi и Mo вблизи ионов  $Tb^{3+}$  приводит к изменению кристаллического поля и эффективного поля железа на ионах  $Tb^{3+}$ . В результате присутствия ростовых примесей в ферроборате тербия на ионах  $Tb^{3+}$  возникают начальные расщепления квазидублетов в кристаллическом поле и эффективном поле железа величиной  $4,5 \text{ см}^{-1}$  и  $10,5 \text{ см}^{-1}$ . При этом, величины расщеплений квазидублетов в кристаллическом поле этих ионов составляют  $\delta_1 = 19 \text{ ГГц}$  ( $\approx 0,6 \text{ см}^{-1}$ ) и  $\delta_2 = 29 \text{ ГГц}$  ( $\approx 1 \text{ см}^{-1}$ ). Полагая, что энергетические спектры таких ионов тербия одинаковы, за исключением начального расщепления, обозначим ионы тербия с начальным расщеплением  $32 \text{ см}^{-1}$  как  $Tb_0^{3+}$ , а с расщеплением  $4,5 \text{ см}^{-1}$  и  $10,5 \text{ см}^{-1}$  как  $Tb_1^{3+}$  и  $Tb_2^{3+}$  соответственно.

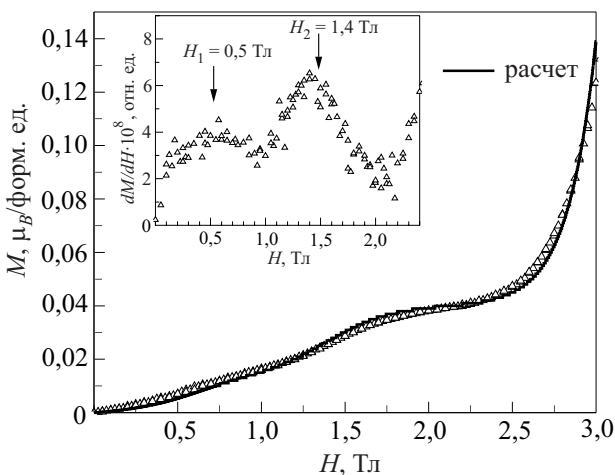


Рис. 5. Полевая зависимость намагниченности  $M(H)$  кристалла  $TbFe_3(BO_3)_4$  при  $H \parallel c$  и  $T = 2 \text{ К}$ . На вставке: полевая зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости  $dM/dH$  в кристалле  $TbFe_3(BO_3)_4$ .

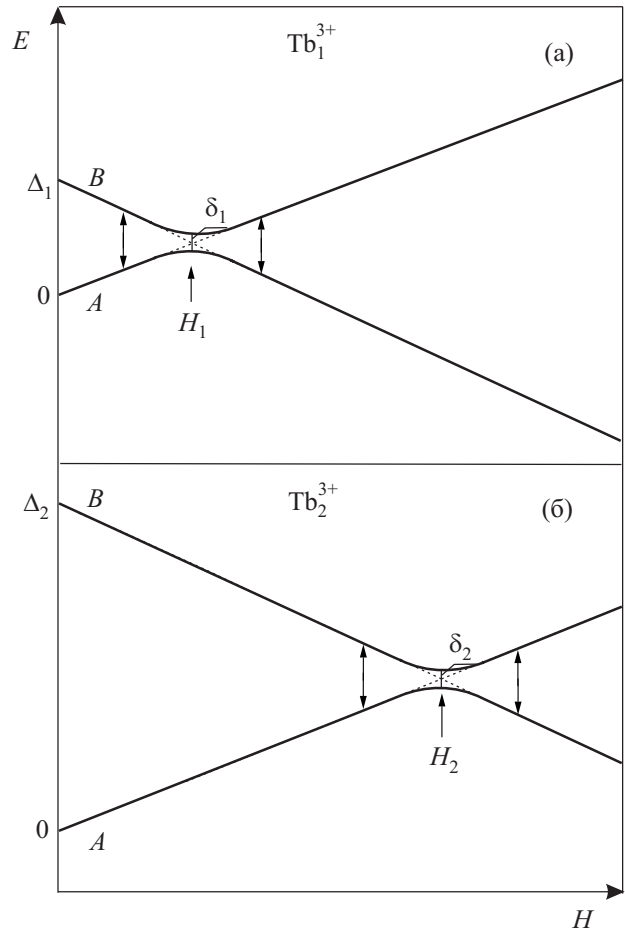


Рис. 6. Схемы энергетических уровней нижайшего квазидублета в магнитном поле в кристалле  $TbFe_3(BO_3)_4$  иона  $Tb_1^{3+}$  (а) и иона  $Tb_2^{3+}$  (б). Стрелками обозначены ЭПР переходы.

Расщепления квазидублета иона  $Tb_1^{3+}$  во внешнем магнитном поле  $H$  изменяется на величину  $\sqrt{\delta_1^2 + g_{\text{eff}}^2 \mu_B^2 (H \pm H_{\text{eff}})^2}$ , которая учитывает, что для противоположенных магнитных моментов ионов  $Tb^{3+}$  поля  $H_{\text{eff}}$  противоположны. На рис. 6(а) схематически показано поведение уровней квазидублета иона  $Tb_1^{3+}$  с начальным расщеплением  $\Delta_1$  в случае, когда внешнее магнитное поле направлено против локального эффективного магнитного поля железа. При увеличении магнитного поля уровни  $A$  и  $B$  квазидублета  $Tb_1^{3+}$  сближаются до величины  $\delta_1$  в магнитном поле  $H_1$ . Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к тому, что эти уровни начинают расходиться. В области максимального сближения уровней наблюдается максимум на дифференциальной магнитной восприимчивости  $dM/dH$  в поле  $H_1$ . В ионе  $Tb_2^{3+}$ , у которого начальное расщепление  $\Delta_2$  больше, чем у  $Tb_1^{3+}$ , минимальный энергетический интервал  $\delta_2$  между уровнями  $A$  и  $B$  квазидублета достигается в большем по величине магнитном поле  $H_2$  (рис. 6(б)). В этом магнитном поле

также наблюдается максимум на дифференциальной магнитной восприимчивости  $dM/dH$ .

Величина  $g$ -фактора ионов Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup> и Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup> близка к 18, а это указывает на то, что основной вклад в волновые функции уровней их квазидублетов вносят состояния с  $M_J^Z = \pm 6$ . Как указывалось выше, локальная симметрия иона Tb<sub>0</sub><sup>3+</sup> — C<sub>2</sub>. А у ионов Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup> и Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup> из-за присутствия в их окружении примесей локальная симметрия может быть еще ниже. Вследствие низкой локальной симметрии можно полагать, что кроме состояний с  $M_J^Z = \pm 6$  в волновые функции основного и возбужденного уровней квазидублетов вносят вклад и состояния с меньшими значениями  $M_J^Z$ . Если присутствует такое смешение состояний с различными  $M_J^Z$ , то между этими уровнями становятся возможными переходы, для которых выполняются правила отбора  $\Delta M_J^Z = \pm 1$ . Благодаря этому экспериментально наблюдается ЭПР в ферроборате тербия.

Как следует из экспериментальных данных, положение линий поглощения по магнитному полю с повышением температуры от 2 до 12,2 К практически не меняется. Причина этого может заключаться в слабом изменении в этом температурном интервале эффективного поля железа, действующего на ион Tb<sup>3+</sup> [5]. Начальное расщепление  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  в основном является следствием влияния этого поля, поэтому и положение энергетических уровней меняется слабо. Благодаря этому линии поглощения практически не сдвигаются по магнитному полю с повышением температуры.

Для того чтобы оценить количество примесей  $n_1$  и  $n_2$ , воспользуемся полевой зависимостью намагниченности. Как известно, при низких температурах вклад в намагниченность ферробората тербия дает в основном подсистема ионов тербия, по сравнению с которым, вклад железной подсистемы пренебрежимо мал [4]. Намагниченность этой подсистемы в свою очередь складывается из намагниченности  $M_{Tb_0}$  создаваемой ионами Tb<sub>0</sub><sup>3+</sup>, а также намагниченностей  $M_{Tb_1}$  и  $M_{Tb_2}$ , создаваемых ионами Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup> и Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup> соответственно. Таким образом, намагниченность ферробората тербия  $M(H)$  можно выразить суммой:

$$M(H) = M_{Tb_0} + M_{Tb_1} + M_{Tb_2}. \quad (2)$$

Намагниченность подсистемы ионов тербия с учетом магнитных моментов двух подрешеток, один из которых сонаправлен магнитному полю, а другой направлен противоположно, будет определяться следующим выражением [2,4]:

$$M_i(H) = \frac{n_i g_{\text{eff } i} \mu_B}{4} \cdot \left[ \text{th} \left( \frac{g_{\text{eff } i} \mu_B (H + H_{\text{eff } i})}{2kT} \right) + \text{th} \left( \frac{g_{\text{eff } i} \mu_B (H - H_{\text{eff } i})}{2kT} \right) \right], \quad (3)$$

где  $i = 0, 1, 2$ ;  $g_{\text{eff } i}$  — эффективный  $g$ -фактор основного квазидублета иона тербия,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $n_i$  — количество ионов тербия в расчете на одну формульную единицу. Как указывалось выше, для ионов Tb<sub>0</sub><sup>3+</sup>  $g_{\text{eff } 0} = 17,8$ , а для ионов Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup> и Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup> эффективные  $g$ -факторы  $g_{\text{eff } 1}$  и  $g_{\text{eff } 2}$  равны 16. Зная  $g_{\text{eff } i}$  и величину расщепления квазидублета  $\Delta_i$ , нетрудно рассчитать  $H_{\text{eff } i}$  по формуле  $H_{\text{eff } i} = \Delta_i / g_{\text{eff } i} \mu_B$ . В результате получим эффективные обменные поля, действующие на ионы Tb<sub>0</sub><sup>3+</sup>, Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup>, Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup>, которые будут соответственно равны  $H_{\text{eff } 0} = 3,7$  Тл,  $H_{\text{eff } 1} = 0,6$  Тл и  $H_{\text{eff } 2} = 1,4$  Тл. Теперь зная  $H_{\text{eff } i}$  и учитывая (2) и (3), можно рассчитать полевую зависимость намагниченности при 2 К. В расчетах количество ионов тербия Tb<sub>0</sub><sup>3+</sup> —  $n_0$ , Tb<sub>1</sub><sup>3+</sup> —  $n_1$  и Tb<sub>2</sub><sup>3+</sup> —  $n_2$  варьировались. Как видно на рис. 5, расчетная зависимость (сплошная линия) неплохо соответствует экспериментальной полевой зависимости намагниченности. Необходимо заметить, что в этом расчете не учитывались расщепления квазидублетов кристаллическим полем для всех ионов тербия. Значения  $n_0$ ,  $n_1$  и  $n_2$  определялись подбором из наилучшего согласия экспериментальной и расчетной полевой зависимости. Такое согласие достигалось, когда  $n_0 = 0,9949$ ,  $n_1 = 1,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $n_2 = 3,3 \cdot 10^{-3}$  на одну формульную единицу.

### Выводы

В спектрах ЭПР кристалла TbFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> измеренных в магнитном поле  $H \parallel c$  при температурах от 2 до 12,2 К на частоте  $\nu = 72,13$  ГГц наблюдаются две пары линий поглощения — слабоинтенсивная и интенсивная. В исследуемом температурном интервале резонансные поля линий поглощения не зависят от температуры. Понижение частоты приводит к попарному сближению линий и вместо двух слабоинтенсивных и двух интенсивных линий наблюдается только по одной линии в магнитных полях  $H_1 = 0,5$  Тл и  $H_2 = 1,4$  Тл соответственно.

Полевая зависимость намагниченности кристалла TbFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>, измеренная при температуре 2 К и  $H \parallel c$ , нелинейна, и на дифференциальной магнитной восприимчивости  $dM/dH$  наблюдаются два широких максимума в полях  $H_1 = 0,5$  Тл и  $H_2 = 1,4$  Тл.

Обнаруженные в спектре ЭПР ферробората тербия линии могут быть связаны с двумя типами центров — ионами Tb<sup>3+</sup>, в окружении которых предположительно находятся ростовые примеси висмута и молибдена. Определены начальные расщепления нижайших квазидублетов таких ионов Tb<sup>3+</sup> в кристаллическом поле —  $\delta_1 = 0,6$  см<sup>-1</sup>,  $\delta_2 = 1$  см<sup>-1</sup> и в эффективном поле железа —  $\Delta_1 = 4,5$  см<sup>-1</sup>, и  $\Delta_2 = 10,5$  см<sup>-1</sup>. Оценено количество обоих типов центров, которые оказались равны  $n_1 = 1,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $n_2 = 3,3 \cdot 10^{-3}$  на одну формульную единицу.

Авторы выражают благодарность В.И. Фомину за полезное обсуждение и ценные замечания.

1. А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Л.Н. Безматерных, Е.Н. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 335 (2005).
2. А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Л.Н. Безматерных, А.В. Кувардин, Е.Н. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 600 (2006).
3. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров, *ФНТ* **36**, 640 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 511 (2010)].
4. В.А. Бедарев, М.И. Пашченко, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, *ФНТ* **37**, 598 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 476 (2011)].
5. C. Ritter, A. Bulaev, A. Vorotyнов, G. Petrakovskii, D. Velikanov, V. Temerov, and I. Gudim, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 196227 (2007).
6. М.Н. Попова, Е.П. Чукалина, Т.Н. Станиславчук, Л.Н. Безматерных, *Изв. РАН, Серия физ.* **70**, 1652 (2006).
7. M.N. Popova, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, and L.N. Bezmaternykh, *J. Phys.: Condens. Matter* **24** 196002 (2012).
8. Malakhovskii, S.L. Gnatchenko, I.S. Kachur, V.G. Piryatinskaya, A.L. Sukhachev, and V.L. Temerov, *Eur. Phys. J. B* **80**, 1 (2011).
9. A.V. Malakhovskii, S.L. Gnatchenko, I.S. Kachur, V.G. Piryatinskaya, A.L. Sukhachev, and V.L. Temerov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 721 (2010).
10. M.N. Popova, K.N. Boldyrev, P.O. Petit, B. Viana, and L.N. Bezmaternykh, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 455210 (2008).
11. K. Boldyrev, M. Popova, L. Bezmaternykh, and M. Bettinelli, *Quantum Electron.* **41**, 120 (2011).

## Magneto-resonance properties of antiferromagnetic TbFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> at low temperatures

V.A. Bedarev, M.I. Pashchenko, M.I. Kobets, K.G. Dergachev, V.A. Pashchenko, A.N. Bludov, E.N. Khatsko, S.L. Gnatchenko, L.N. Bezmaternykh, and V.L. Temerov

The magnetic resonance and field dependence of magnetization of the single crystal TbFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> were studied at temperatures from 2 to 13 K and frequencies from 18 to 142 GHz. The EPR spectrum displayed two pairs of lines of different intensity. These lines are supposed to be associated with two types of centers. The centers are the Tb<sup>3+</sup> ions neighboring with the two type growth impurities Bi and Mo. The initial splitting of the lowest quasi-doublets of these ions Tb<sup>3+</sup> by the crystal field and the exchange field of Fe–Tb were determined. The numbers of these centers were estimated.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;  
**76.30.-v** Electron paramagnetic resonance and relaxation.

Keywords: antiferromagnetic, magnetization, electron paramagnetic resonance.