

# Антиферромагнитный резонанс и магнитная анизотропия в монокристаллах системы $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4 - \text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$

© А.И. Панкрац, Г.А. Петраковский, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
660036 Красноярск, Россия

E-mail: pank@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 16 мая 2007 г.)

Антиферромагнитный резонанс в монокристаллах системы  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4 - \text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  исследован в диапазоне частот 25–140 GHz и температурном интервале 4.2–50 К. Установлено, что кристалл  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , содержащий только магнитную подсистему ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , является антиферромагнетиком с легкой плоскостью анизотропии. Из температурных зависимостей щелей в спектре АФМР для  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  вычислены вклады подсистем  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  в магнитную анизотропию этих кристаллов. Эти вклады близки по абсолютной величине и имеют противоположные знаки, что приводит к относительно малой величине поля одноосной анизотропии в этих кристаллах. Из-за обменного взаимодействия между ионами  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ , подмагничивающего магнитную подсистему гадолиния, вклад обеих подсистем возникает одновременно при температуре Нееля для подсистемы железа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 06-02-16255).

PACS: 75.30.Gw, 76.50.+g

## 1. Введение

Среди редкоземельных магнетиков в последнее время активно исследуются кристаллы ферроборатов, имеющие структуру минерала хантита, с общей формулой  $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ , где  $R^{3+}$  — редкоземельный ион. Эти кристаллы при комнатной температуре характеризуются пространственной группой симметрии  $R32$  [1,2]. Интерес к ним связан с их магнитными свойствами, которые в значительной степени определяются влиянием редкоземельной подсистемы, а также с их интересными оптическими свойствами [3–5]. Недавно обнаруженные в гадолиниевом и неодимовом ферроборатах магнитоэлектрические свойства [6,7] свидетельствуют о принадлежности этих кристаллов к мультиферроикам, исследования которых в последнее время привлекают большое внимание.

Наиболее изученным представителем этого семейства является гадолиниевый ферроборат  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Исследования антиферромагнитного резонанса (АФМР) в этом кристалле [8] показали, что при температуре Нееля  $T_N = 38$  К антиферромагнитно упорядочивается подсистема ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , которая характеризуется анизотропией типа „легкая плоскость“. Обменное взаимодействие между ионами  $\text{Gd}^{3+}$  достаточно мало, однако эта подсистема упорядочивается за счет обменного взаимодействия с ионами железа. Конкуренция вкладов подсистем железа и гадолиния в магнитную анизотропию кристалла приводит к спонтанной переориентации при температуре 10 К в легкоосное состояние. Фазовые переходы между легкоосным (ЛО) и легкплоскостным (ЛП) состояниями возможны и в магнитном поле, с помощью АФМР установлены магнитные фазовые диа-

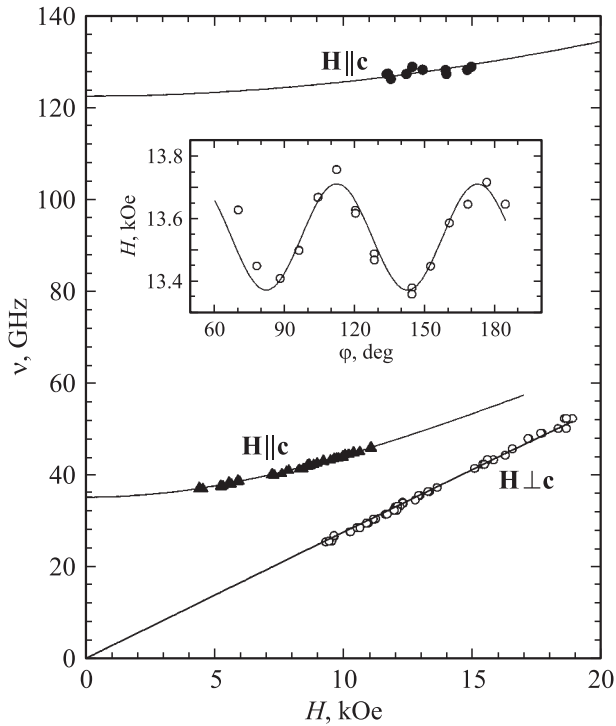
граммы для кристалла, намагниченного вдоль оси и в базисной плоскости. Эти фазовые диаграммы были подтверждены измерениями магнитострикции и электрической поляризации [6], а также магнитными измерениями и эффектом Мессбауэра [9].

В настоящей работе изучены резонансные и магнитоанізотропные свойства кристаллов в системе  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4 - \text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Такая система интересна тем, что магнитные свойства  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  определяются только ионами  $\text{Fe}^{3+}$ . Это дает возможность исследовать магнитную анизотропию, присущую именно подсистеме железа, и разделить вклады магнитных подсистем в анизотропию гадолиниевого ферробората  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и других кристаллов группы хантита.

## 2. Экспериментальные результаты

Монокристаллы  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  размером до  $3 \times 3 \times 3$  mm выращены по технологии, описанной в [10]. Ориентирование кристаллов осуществлялось по грани, имеющей форму правильного треугольника, плоскость которой совпадает с базисной. Резонансные свойства измерялись с помощью автоматизированного спектрометра АФМР с импульсным магнитным полем [11].

Резонансные свойства  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  исследовались в диапазоне частот 25–140 GHz в магнитных полях  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ . При ориентации поля в базисной плоскости наблюдается практически бесщелевая ветвь АФМР с линейной зависимостью частоты от поля (рис. 1). Такая зависимость подтверждает вывод работы [8] о том, что подсистема железа представляет собой антиферромагнетик с легкой плоскостью анизотропии, в котором частоты спектра колебаний с учетом слабой анизотропии в



**Рис. 1.** Частотно-полевые зависимости АФМР в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (кружки) и  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  (треугольники). Светлые точки —  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ , темные —  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ . На вставке — угловая зависимость резонансного поля в базисной плоскости  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  на частоте 37.50 GHz.  $T = 4.2$  К.

плоскости имеют вид [12]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_{\perp 1}}{\gamma_{\perp}}\right)^2 &= H^2 \left(1 + \frac{|H_A^{\text{Fe}}|}{2H_E}\right) + 2H_E H_{a6} \cos 6\varphi \\ &\approx H^2 + 2H_E H_{a6} \cos 6\varphi, \\ \left(\frac{\omega_{\perp 2}}{\gamma_{\perp}}\right)^2 &= 2H_E |H_A^{\text{Fe}}| - \frac{|H_A^{\text{Fe}}|}{2H_E} H^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $H_A^{\text{Fe}} < 0$  — поле анизотропии, удерживающее магнитные моменты в базисной плоскости,  $H_E$  — обменное поле. Низкочастотная ветвь  $\omega_{\perp 1}$  действительно является бесщелевой, если пренебречь слабой анизотропией в плоскости. При записи уравнения для  $\omega_{\perp 1}$  учтено также, что  $|H_A^{\text{Fe}}|/2H_E \ll 1$  (в нашем случае, как будет показано,  $|H_A^{\text{Fe}}|/2H_E \sim 10^{-3}$ ). Гиромагнитное отношение  $\gamma_{\perp} = 2.76$  GHz/kOe определяется  $g$ -фактором, близким к  $g$ -фактору для иона  $\text{Fe}^{3+}$ . Вторая ветвь колебаний для  $\omega_{\perp 2}$  в этой ориентации поля не наблюдается при развертке по полю из-за слабой полевой зависимости частоты в доступном диапазоне полей.

Угловая зависимость резонансного поля в базисной плоскости, измеренная при  $T = 4.2$  К на частоте 37.51 GHz, приведена на вставке рис. 1. Сплошной линией на рисунке показана зависимость (1) с  $2H_E H_{a6} = 4.6 \pm 0.4$  kOe<sup>2</sup>.

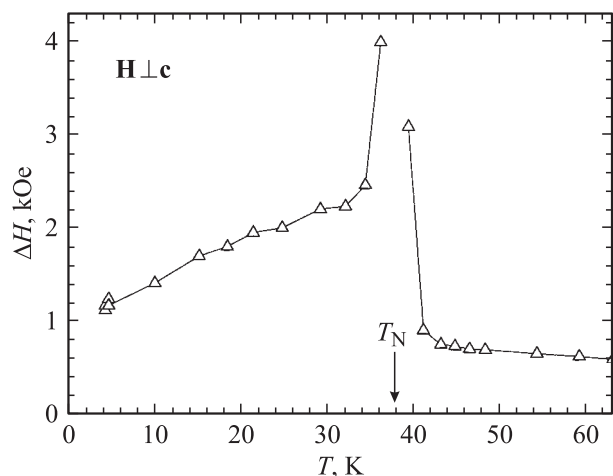
Резонансное поле при ориентации  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$  практически не зависит от температуры из-за слабого вклада анизотропии в базисной плоскости, а ширина линии монотонно растет при нагревании и резко расходится в районе температуры Нееля  $T_N \approx 38$  К (рис. 2).

Когда магнитное поле ориентировано вдоль главной оси кристалла, в спектре АФМР наблюдается одна линия, частотно-полевая зависимость которой также приведена на рис. 1. Эта зависимость хорошо описывается уравнением [12]

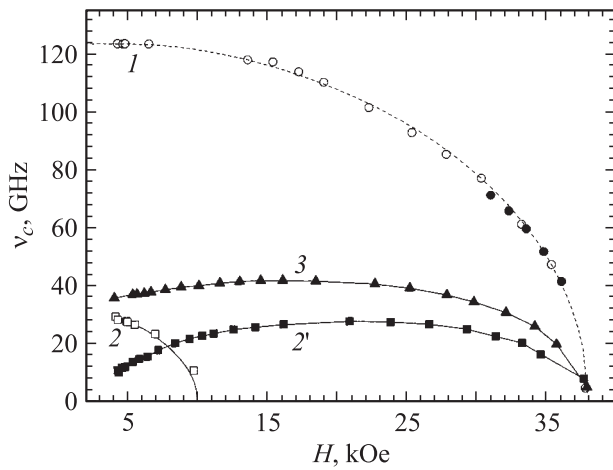
$$\left(\frac{\omega_{\parallel}}{\gamma_{\parallel}}\right)^2 = 2H_E |H_A^{\text{Fe}}| + H^2. \quad (2)$$

Однако начальное расщепление спектра значительно больше, чем в гадолиниевом ферроборате. Температурная зависимость энергетической щели в спектре для  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  показана на рис. 3. Вторая ветвь колебаний при этой ориентации поля является голдстоуновской с  $\omega = 0$ .

Мы исследовали также АФМР в монокристаллах  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  с  $x \approx 0.5$  (содержание иттрия приведено по составу шихты, из которой выращивались монокристаллы). Уменьшение вклада подсистемы  $\text{Gd}^{3+}$  в магнитную анизотропию, вызванное частичным замещением ионами  $\text{Y}^{3+}$ , приводит к тому, что магнитная структура этого кристалла остается легкоплоскостной вплоть до  $T = 4.2$  К. Во всей области температур магнитного порядка выше 4.2 К в спектре АФМР при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$  наблюдается бесщелевая резонансная ветвь колебаний с линейной частотно-полевой зависимостью, аналогичная соответствующей ветви в чисто иттриевом ферроборате. При намагничивании вдоль главной оси кристалла в  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  наблюдается ветвь колебаний с частотно-полевой зависимостью (2) и энергетической щелью, значительно меньшей, чем в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (рис. 1). Температурная зависимость щели для кристалла с за-



**Рис. 2.** Температурная зависимость ширины линии АФМР в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  на частоте 36.75 GHz.  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ .



**Рис. 3.** Температурные зависимости энергетических щелей для ВЧ-ветвей АФМР в различных кристаллах. 1 —  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , частоты — 127.88 GHz (светлые кружки) и 78.77 GHz (темные кружки), 2, 2' —  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в легкоосном и легкоплоскостном состояниях соответственно [8], 3 —  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Штриховая линия — функция Бриллюэна для  $S = 5/2$ .

мещением показана на рис. 3, здесь же для сравнения приведены температурные зависимости щелей для ЛО- и ЛП-состояний  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , взятые из работы [8].

### 3. Обсуждение

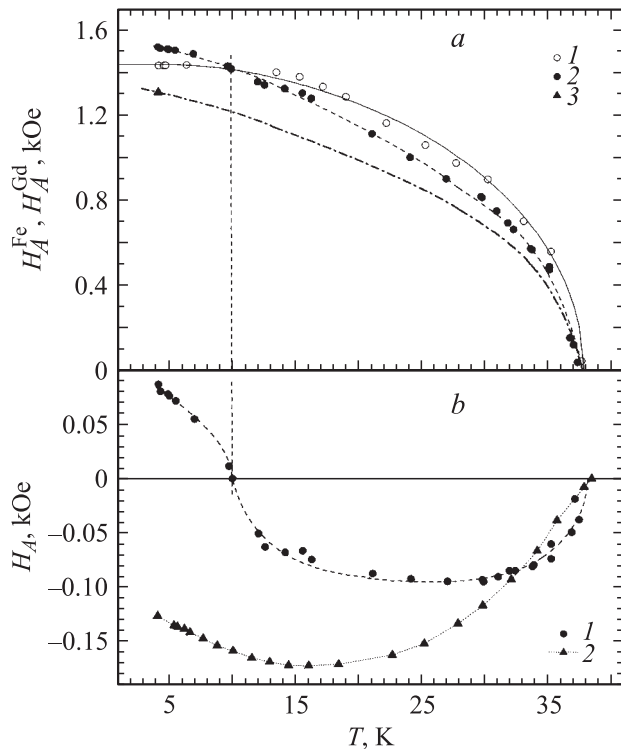
Анализ обменных взаимодействий в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  показал [8], что взаимодействие между цепочками ионов  $\text{Fe}^{3+}$  может осуществляться как через треугольные комплексы  $\text{B}-\text{O}_2$ , так и через цепочки ионов  $\text{Gd}^{3+}$  за счет обменной связи между подсистемами. При этом если взаимодействие через редкоземельную подсистему дает заметный вклад, то магнитные состояния подсистемы железа в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  могут различаться. Однако температуры Нееля обоих кристаллов по нашим данным совпадают, а по данным измерений на поликристаллах [13] различаются менее чем на 1 К, и это различие вполне объясняется различием ионных радиусов  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Y}^{3+}$ . Это позволяет предположить, что обменное взаимодействие между цепочками  $\text{Fe}^{3+}$  осуществляется в основном через комплексы  $\text{B}-\text{O}_3$ . Аналогичный вывод делается в работе [14], посвященной спектроскопическим исследованиям магнитных фазовых переходов в смешанной системе  $\text{Gd}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Можно считать, что состояния подсистемы ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в обоих кристаллах —  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  — по меньшей мере очень близки. Поэтому использование величин обменного поля и поля анизотропии, полученных для  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  с целью разделения вкладов магнитных подсистем в анизотропию  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и других кристаллов редкоземельных ферроборатов, является вполне правомерным.

Если принять во внимание величину энергетической щели при  $T = 4.2 \text{ K}$   $\nu_{c\parallel} = 124 \text{ GHz}$  и обменное поле для подсистемы ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$   $H_E^{\text{Fe}} = 700 \text{ kOe}$  (получено из перпендикулярной восприимчивости при  $T = 4.2 \text{ K}$ ), то эффективное поле анизотропии для подсистемы железа можно оценить как  $H_A^{\text{Fe}} \approx -1.44 \text{ kOe}$ . В  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  при той же температуре энергетическая щель в основном состоянии (ЛО-анизотропия) составляет 29.4 GHz [8], что соответствует суммарной анизотропии  $H_A^{\text{total}} \approx 0.08 \text{ kOe}$ . Таким образом, вклад ионов  $\text{Gd}^{3+}$  в анизотропию этого кристалла при  $T = 4.2 \text{ K}$  может быть оценен как  $H_A^{\text{Gd}} \approx 1.52 \text{ kOe}$ .

Температурная зависимость поля анизотропии для подсистемы железа может быть определена из температурной зависимости энергетической щели в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Как следует из рис. 3, температурная зависимость щели хорошо описывается нормированной на величину щели при  $T = 0$  функцией Бриллюэна  $B_{5/2}$  для спина  $S = 5/2$ , которая определяет температурную зависимость относительной намагниченности подрешеток  $m(T)$ . Этот факт говорит о том, что магнитная анизотропия подсистемы железа в данном кристалле определяется одним из парных механизмов — диполь-дипольным взаимодействием или анизотропией обменного взаимодействия. В случае парного механизма температурная зависимость эффективного поля анизотропии пропорциональна  $m(T)$ , за исключением области низких температур, где поле анизотропии  $\sim m^2(T)$  [15]. И поскольку обменное поле в рамках теории молекулярного поля также пропорционально  $m(T)$ , энергетическая щель в наиболее важной области температур, в которой намагниченность подрешеток меняется наиболее заметно,  $\nu_{c2} = \gamma_{\parallel} \sqrt{2H_E^{\text{Fe}}|H_A^{\text{Fe}}|} \sim m(T)$ .

На рис. 4, а приведена температурная зависимость абсолютного значения поля анизотропии подсистемы железа  $H_A^{\text{Fe}}$ , вычисленная по температурной зависимости щели в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  с учетом  $H_E^{\text{Fe}} \sim m(T)$ . Действительно, температурная зависимость поля анизотропии хорошо описывается функцией Бриллюэна  $B_{5/2}$ , показанной на рисунке сплошной линией. Из температурной зависимости щели для ЛО- и ЛП-состояний  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (рис. 3) можно вычислить температурную зависимость суммарного поля анизотропии; результат приведен на рис. 4, б. А из последней зависимости с учетом вклада подсистемы железа определена температурная зависимость вклада подсистемы  $\text{Gd}^{3+}$  в суммарную анизотропию  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , которая также приведена на рис. 4, а.

По абсолютной величине вклады подсистем в суммарную анизотропию гадолиниевого ферробората близки и имеют различную температурную зависимость. Поэтому магнитная структура этого кристалла очень чувствительна к действию таких факторов, как температура, магнитное поле и замещения ионами другого сорта в обеих подсистемах, изменяющих соотношение вкладов в полную анизотропию  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Отметим также, что вклад подсистемы  $\text{Gd}^{3+}$  при понижении температуры появляется одновременно с появлением магнитного поряд-



**Рис. 4.** *a*) Температурные зависимости поля анизотропии подсистемы железа  $-H_A^{\text{Fe}}$  (1) и вкладов подсистемы гадолиния  $H_A^{\text{Gd}}$  в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (2) и  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  (3). Сплошная линия — функция Бриллюэна для  $X = 5/2$ . *b*) Температурные зависимости суммарных полей анизотропии в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (1) и  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  (2).

ка в подсистеме железа, это обусловлено тем, что гадолиниевая подсистема упорядочена обменным взаимодействием с ионами  $\text{Fe}^{3+}$ . Первые для соединений группы хантита нейтронографические исследования магнитной структуры, проведенные в кристалле  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [16], показали, что действительно при температуре Нееля происходит одновременное антиферромагнитное упорядочение в обеих магнитных подсистемах.

Частичное диамагнитное замещение гадолиния ионами  $\text{Y}^{3+}$  в кристалле  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  вызывает уменьшение вклада подсистемы  $\text{Gd}^{3+}$  в магнитную анизотропию. Принимая во внимание приведенное выше значение обменного поля и поля анизотропии для  $\text{Fe}^{3+}$  подсистемы, можем оценить вклад ионов  $\text{Gd}^{3+}$  в полную анизотропию этого кристалла при  $T = 4.2$  К:  $H_A^{\text{Gd}} \approx 1.31$  кОе, это значение показано треугольником на рис. 4, *a*. Уменьшение вклада ионов  $\text{Gd}^{3+}$  оказалось меньше, чем можно было ожидать из приведенной в формуле доли ионов иттрия, которая определялась по закладке. По-видимому, реальное содержание ионов  $\text{Y}^{3+}$  в монокристаллах оказалось значительно меньше, и по нашим оценкам не превышает  $x \approx 0.15$ .

Температурная зависимость щели для  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  имеет необычный вид (рис. 3): с ростом температуры щель сначала увеличивается

и только при температурах выше 15 К начинает уменьшаться, стремясь к нулю при  $T \rightarrow T_N = 38$  К. Аналогичный вид имеет температурная зависимость эффективного поля анизотропии (рис. 4, *a*), вычисленного из энергетической щели.

Можно предположить, что частичное замещение гадолиния ионами  $\text{Y}^{3+}$  приводит только к уменьшению абсолютного значения вклада подсистемы  $\text{Gd}^{3+}$  в магнитную анизотропию, а относительная температурная зависимость этого вклада сохраняется. На рис. 4, *a* эта зависимость, нормированная на экспериментальное значение при  $T = 4.2$  К, показана штрихпунктирной линией. Из рисунка видно, что из-за качественного различия температурных зависимостей вкладов подсистемы  $\text{Gd}-\text{Y}$  и подсистемы железа разность их абсолютных значений, определяющая суммарную анизотропию в кристалле  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ , действительно имеет максимум в районе  $T \approx 15-20$  К и уменьшается при дальнейшем понижении температуры.

## 4. Заключение

Таким образом, исследование АФМР в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  подтвердило, что подсистема ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в кристаллах со структурой хантита представляет собой антиферромагнетик с легкой плоскостью анизотропии. Температурная зависимость поля анизотропии показывает, что одноосная анизотропия подсистемы железа обусловлена одним из парных механизмов — диполь-дипольным или анизотропным обменным взаимодействием. Измерение температурных зависимостей щелей в спектре АФМР позволило разделить вклады подсистем  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  в магнитную анизотропию  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , причем эти вклады близки по абсолютной величине и имеют противоположные знаки, что приводит к относительно малой величине поля одноосной анизотропии в этом кристалле. Вклад подсистемы гадолиния в анизотропию возникает одновременно с появлением антиферромагнитного порядка в подсистеме железа при температуре Нееля из-за обменного взаимодействия между ионами  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$ . Различие температурных зависимостей вкладов подсистем вызывает спонтанную спиновую переориентацию в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  при  $T = 10$  К и уменьшение при низких температурах поля анизотропии в  $\text{Y}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ .

Авторы благодарят А.Д. Балаева, предоставившего данные магнитных измерений в  $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$  до их публикации.

## Список литературы

- [1] N.I. Leonyuk, L.I. Leonyuk. Prog. Cryst. Growth and Charact. **31**, 179 (1995).
- [2] J.A. Ćampa, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruiz-Valero. Chem. Mater. **9**, 237 (1997).
- [3] D. Jaque. J. Alloys. Comp. **323-324**, 204 (2001).

- [4] X. Chen, Z. Luo, D. Jaque et al. *J. Phys.: Cond. Matter* **13**, 1171 (2001).
- [5] А.М. Калашникова, В.В. Павлов, Р.В. Писарев, Л.Н. Безматерных, М. Бауэр, Т. Расинг. *Письма в ЖЭТФ* **80**, 339 (2004).
- [6] 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).
- [7] 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).
- [8] А.И. Панкрац, Г.А. Петраковский, Л.Н. Безматерных, О.А. Баюков. *ЖЭТФ* **126**, 887 (2004).
- [9] S.A. Kharlamova, S.G. Ovchinnikov, A.D. Balaev, M.F. Thomas, I.S. Lyubutin, A.G. Gavriiliuk. *ЖЭТФ* **128**, 1252 (2005).
- [10] L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, I.A. Gudim, N.A. Stolbovaya. *Cryst. Rep.* **50**, 97 (2005).
- [11] В.И. Тугаринов, И.Я. Макиевский, А.И. Панкрац. *ПТЭ* **3**, 1 (2004).
- [12] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 591 с.
- [13] Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito, M. Wakeshima, A. Alemi. *J. Solid State Chem.* **172**, 438 (2003).
- [14] Е.П. Чукалина, Л.Н. Безматерных. *ФТТ* **47**, 1470 (2005).
- [15] Е.В. Кузьмин, Г.А. Петраковский, Э.А. Завадский. *Физика магнитоупорядоченных веществ*. Наука, Новосибирск (1976). 288 с.
- [16] P. Fischer, V. Pomjakushin, D. Sheptyakov, L. Keller, M. Janoschek, B. Roessli, J. Schefer, G. Petrakovskii, L. Bezmaternikh, V. Temerov, D. Velikanov. *J. Phys.: Cond. Matter* **18**, 7975 (2006).