

## Проявление спиновых корреляций в монокристалле

### $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$

В.А. Бедарев, Д.Н. Меренков, М.И. Кобец, А.А. Звягин, С.Н. Попережай, С.Л. Гнатченко

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркина НАН України  
пр. Науки, 47, г. Харків, 61103, Україна  
E-mail: bedarev@ilt.kharkov.ua*

T. Zajarniuk, T. Vasevych, M.U. Gutowska, and A. Szewczyk

*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland*

И.А. Гудим

*Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск, Россия*

Статья поступила в редакцию 12 апреля 2019 г., опубликована онлайн 26 июля 2019 г.

Установлено наличие существенного магнитного вклада в удельную теплоемкость монокристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  при температурах менее 5 К. Результаты измерений спектров ЭПР при 4,2 К также свидетельствуют о проявлении ближнего магнитного порядка. Полученные данные обсуждаются в рамках модели, учитывающей спин-спиновое взаимодействие между редкоземельными ионами в парных кластерах.

Ключевые слова: электронный парамагнитный резонанс, теплоемкость, спин-спиновое взаимодействие, магнитные кластеры.

#### Вступление

Редкоземельные алюмобораты вида  $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$ , где R — редкая земля, имеют тригональную симметрию с пространственной группой  $R32 (D_3^7)$  без центра инверсии, обладают хорошо выраженными нелинейными [1] и люминесцентными [2] оптическими свойствами. В этих кристаллах обнаружен гигантский магнитоэлектрический эффект [3]. Показано, что редкоземельные алюмобораты могут быть перспективными материалами для магнитного охлаждения [4].

Интересный представитель этого семейства — кристалл  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ , демонстрирующий большой магнитоэлектрический эффект и высокоанизотропные магнитные свойства [5]. Проведена магнитометрия эрбиевого алюмобората [5], изучена его оптическая и магнитооптическая спектроскопия и люминесценция [6,7].

В работе [8] сообщалось об обнаружении дополнительной линии в спектре электронного парамагнитного резонанса (ЭПР)  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  при температуре 4,2 К. Высказано предположение, что появление этой линии

связано с существованием в кристалле магнитных кластеров, возникающих в результате замещения ионов  $\text{Al}^{3+}$  ионами  $\text{Er}^{3+}$ . Однако, хотя фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние в  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  до сих пор не обнаружен и сообщалось, что этот кристалл остается парамагнетиком при 2 К [5], можно предположить и другую причину возникновения магнитных кластеров — начало фазового превращения. Известно, что по крайней мере один из представителей семейства редкоземельных алюмоборатов — кристалл  $\text{TbAl}_3(\text{BO}_3)_4$  — демонстрирует переход в магнитоупорядоченное состояние (при  $T = 0,68$  К) [9]. Таким образом, следует принять во внимание возможность проявления ближнего магнитного порядка, который возникает в результате спин-спинового взаимодействия между ионами  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллической решетке уже при температуре жидкого гелия.

Для выяснения вопроса о спиновых корреляциях в  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  наше предыдущее исследование спектров ЭПР [8] дополнено новыми данными. Кроме того, поскольку результаты калориметрических исследований

могут предоставить ценную информацию о магнитном состоянии кристалла, нами была также измерена его теплоемкость в достаточно широкой области температур.

### Эксперимент

Дополнительное исследование спектра ЭПР монокристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  проводилось при  $T = 4,2$  К во внешнем поле  $\mathbf{H}$ , прикладываемом в плоскости  $ac$ , где  $a$  — кристаллографическая ось второго порядка, а направление оси  $c$  совпадает с тригональной осью кристалла. Условия дополнительного эксперимента были теми же, что и в работе [8]. Как и ранее, при  $\nu = 29,87$  ГГц и  $\mathbf{H} \parallel c$  спектр ЭПР демонстрировал дополнительную слабоинтенсивную линию в небольших полях (рис. 1(а)) и интенсивную линию в широком интервале более высоких полей — примерно от 6 до 18 кЭ (рис. 1(б)). Обнаружено, что при некотором отклонении  $\mathbf{H}$  от направления  $c$  в указанном поле интервале вместо одной широкой линии наблюдаются три более узкие линии различной интенсивности. Этот экспериментальный факт иллюстрируют спектры на рис. 1(в), (г). Видно, что максимумы интенсивности боковых линий расположены

ниже максимума интенсивности центральной линии и отстоят от него примерно на 2,2 кЭ каждый. По-видимому, при ориентации  $\mathbf{H}$  строго вдоль  $c$  центральная и боковые линии сливаются и становятся неразрешимыми, а при небольшом отклонении поля их удается разделить из-за различия угловой зависимости их интенсивностей. При дальнейшем увеличении угла отклонения  $\mathbf{H}$  от  $c$  интенсивности боковых линий уменьшаются относительно центральной, и при углах, больших  $8^\circ$ , боковые линии не наблюдаются.

Таким образом, в спектрах ЭПР монокристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  наряду со слабоинтенсивной дополнительной линией выявлена трансформация интенсивной линии в триплетную структуру. Экспериментальные данные невозможно объяснить, оставаясь в рамках представлений о существовании в кристалле лишь изолированных центров поглощения. В целом результаты исследований ЭПР указывают на возможность формирования ближнего магнитного порядка в эрбиевом алюмоборате. Такой порядок может проявиться вследствие возникновения из ионов эрбия магнитно-упорядоченных групп (пар, троек и т.д.), называемых магнитными кластерами. Известно, что резонанс на магнитных кластерах

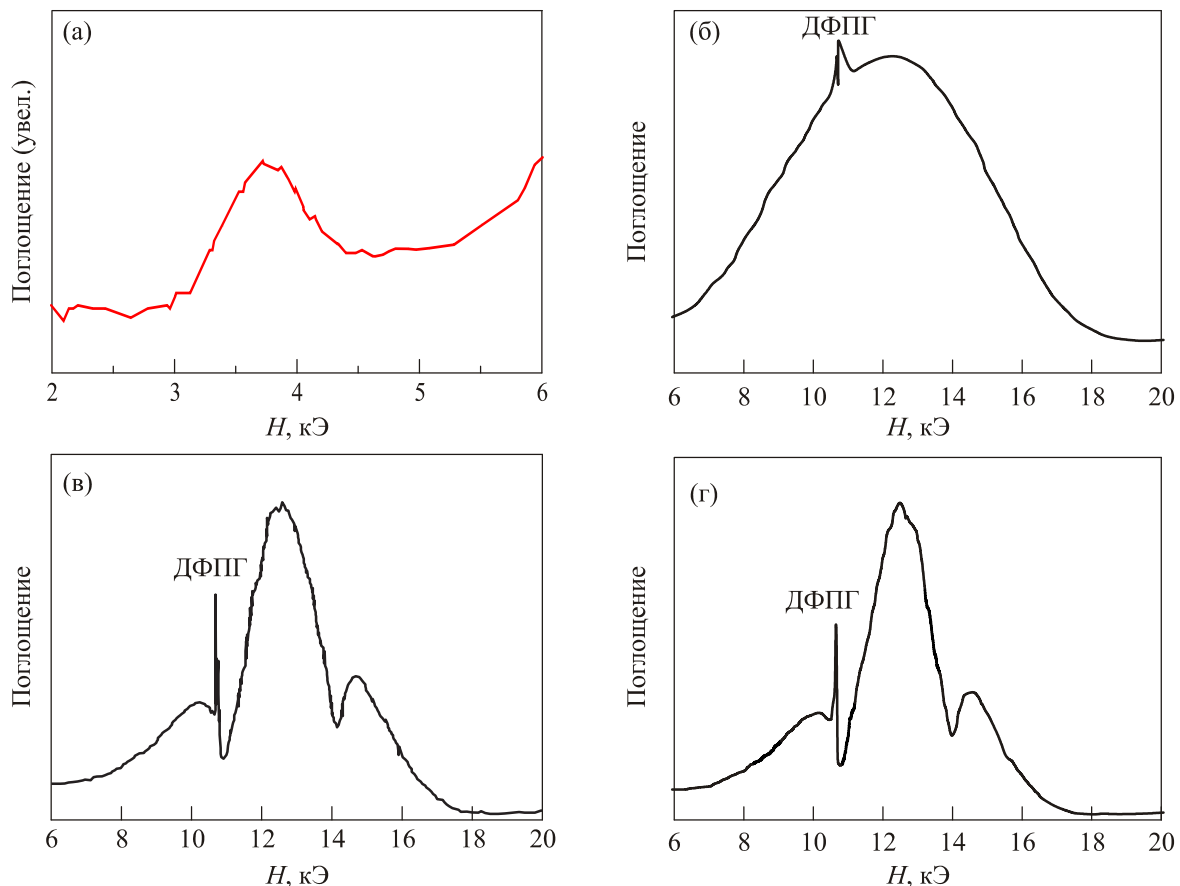


Рис. 1. Спектры поглощения ЭПР монокристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ , измеренные при  $T = 4,2$  К на частоте  $\nu = 29,87$  ГГц. (а), (б) — внешнее поле  $\mathbf{H} \parallel c$ , (в)  $\mathbf{H}$  отклонено в плоскости  $ac$  на  $2^\circ$  от оси  $c$ , (г) — на  $5^\circ$  от оси  $c$ . Для удобства сравнения результатов интенсивность дополнительной линии (а) увеличена по сравнению с интенсивностью основной линии (б)–(г). Узкие линии (б)–(г) соответствуют сигналу от эталонного образца дифенилпикрилгидразила (ДПФГ).

наблюдался ранее [10,11] в квазиодномерных магнитных кристаллах. Согласно модели [10], из-за термического возбуждения часть ионов в кластерах будут иметь магнитные моменты, противоположные магнитным моментам ионов основного состояния и направлению внешнего поля  $\mathbf{H}$ . Один или несколько ионов основного состояния, находящихся вблизи термически возбужденных, могут в свою очередь возбудиться уже в результате воздействия ВЧ излучения на кристалл, изменить направление своего магнитного момента на противоположное и тем самым увеличить размер возбужденной группы. Вследствие таких переворотов наблюдается спин-кластерный резонанс.

Можно предполагать, что похожая ситуация происходит и в эрбиевом алюмоборате. В таком случае появление дополнительной слабоинтенсивной линии (рис. 1(а)) связано с переворотом пары моментов при поглощении одного кванта ВЧ поля, а на месте основной линии можно наблюдать триплетную структуру (рис. 1(в), (г)), возникающую благодаря переворотам одного магнитного момента в кластере. Следовало бы ожидать, что триплетная структура в спектре ЭПР проявится и при приложении магнитного поля вдоль оси  $a$  или при небольшом отклонении от нее. Однако в этом случае наблюдать ее не удастся. Возможно, боковые линии здесь смещены на гораздо меньшую величину от центральной, чем на рис. 1(в), (г), поэтому разрешить триплетную структуру затруднительно.

Согласно модели [10],  $g$ -фактор дополнительной линии  $g_2$  должен вдвое превышать  $g$ -фактор интенсивной линии  $g_1$ , а начальное расщепление дополнительной линии  $\Delta_2$  должно вдвое превышать расщепление  $\Delta_1$  боковой линии триплета. Как установлено нами ранее [8], при  $\mathbf{H} \parallel a$  величина  $g$ -фактора дополнительной линии  $g_{2a} \approx 19,5$ , а интенсивной  $g_{1a} \approx 9,5$ . При  $\mathbf{H} \parallel c$  соответствующие значения  $g_{2c} \approx 3,4$ ,  $g_{1c} \approx 1,6$ . Таким образом, соотношение величин  $g$ -факторов  $\approx 2$  в обоих случаях. Начальное расщепление дополнительной линии определено нами следующим образом:  $\Delta_{2a} \approx 20$  ГГц (0,96 К),  $\Delta_{2c} \approx 7$  ГГц (0,33 К). Грубая оценка начального расщепления боковой линии, проведенная на основе измерений спектра, представленного на рис. 1(в), дает  $\Delta_{1c} \approx 4,5$  ГГц. Вероятно, указанные параметры нуждаются в уточнении. Тем не менее можно отметить достаточно хорошее соответствие экспериментальных данных модели спин-кластерного резонанса [10].

Тонкую структуру линии ЭПР в магнитоцентрированном  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  можно описать и на языке спин-спиновых взаимодействий поглощающего центра  $\text{Er}^{3+}$  с ближайшим окружением из таких же ионов [12]. Причина, по которой «триплетная» форма полосы поглощения проявляется в полях, составляющих малые углы с тригональной осью, в данной работе не обсуждается. Тем не менее характерная ширина неоднородно уширенной линии ЭПР и величины расщеплений меж-

ду элементами ее тонкой структуры можно считать оценкой энергий спин-спиновых взаимодействий, используемых ниже в модельных расчетах.

Исследования удельной теплоемкости монокристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  проводились на установке Physical Property Measurement System (PPMS) фирмы Quantum Design релаксационным методом. Погрешность измерений теплоемкости составляла от  $1 \cdot 10^{-4}$  до  $8 \cdot 10^{-4}$  Дж/(моль·К) при температурах от 2 до 7 К и не превышала  $1,3 \cdot 10^{-3}$  Дж/(моль·К) при температурах ниже 9,5 К. Измерения проводились в отсутствие внешнего магнитного поля. Температурная зависимость удельной теплоемкости  $C_e$ , представленная на рис. 2, демонстрирует минимум при  $T \approx 4,5$  К. Повышение температуры образца от 2 К приводит вначале к понижению теплоемкости, и лишь при  $T \geq 4,5$  К величина  $C_e$  начинает увеличиваться с возрастающей интенсивностью. Такое поведение зависимости  $C_e(T)$  указывает на существование магнитного вклада в теплоемкость образца при низких температурах.

По результатам спектроскопических исследований  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  было установлено [7], что основной дублет расщепленного кристаллическим полем мультиплета  $^4I_{15/2}$  редкоземельного иона отделен от первого возбужденного дублета на достаточно большую величину  $\sim 46 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому при рассмотрении области достаточно низких температур пренебрегли вкладом в теплоемкость, связанным с аномалией Шоттки. Таким образом, магнитную составляющую  $C_m$  удельной теплоемкости можно определить путем вычитания из экспериментальных данных  $C_e$  фонной части удельной

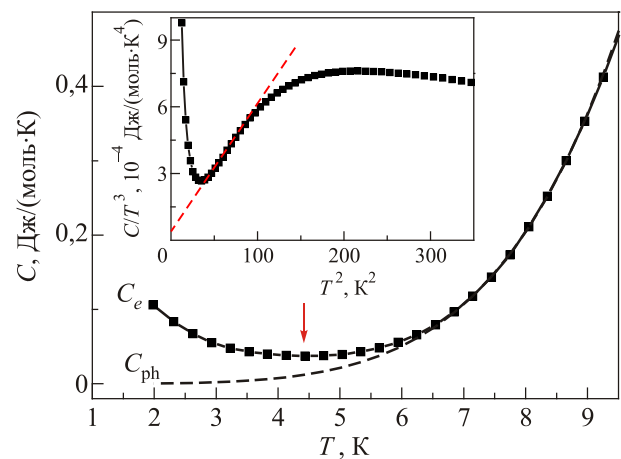


Рис. 2. Температурная зависимость удельной теплоемкости  $C_e$  кристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ , измеренная в отсутствие внешнего поля (сплошная линия). Стрелкой обозначен минимум зависимости. Пунктирной линией показан фонный вклад в теплоемкость  $C_{ph}$ , рассчитанный по формуле (1). Расчетные коэффициенты  $b$  и  $a$  определены соответственно по наклону прерывистой прямой и ее отсечке на оси ординат на зависимости  $C_e/T^3(T^2)$ , представленной на вставке.

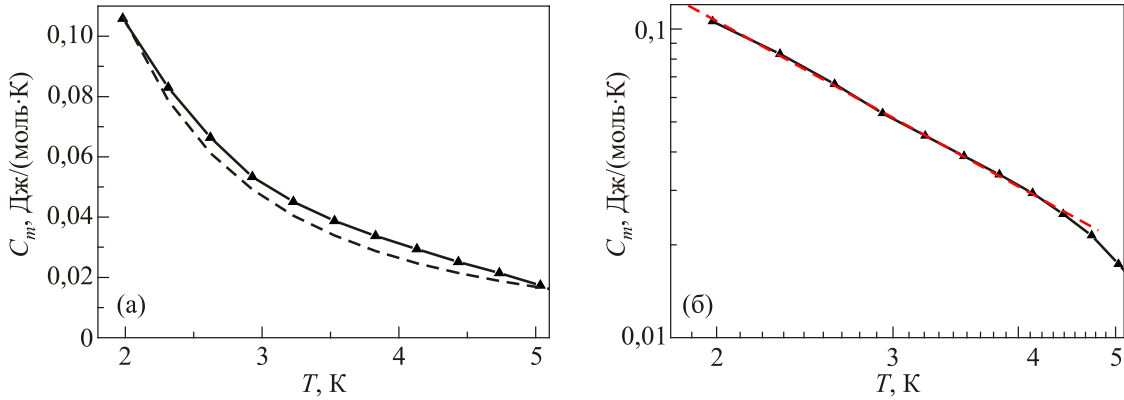


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость магнитного вклада  $C_m$  в удельную теплоемкость кристалла  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах координат. Сплошные линии соответствуют разности  $C_e - C_{\text{ph}}$ . Результаты расчета по формуле (3) представлены на (а) прерывистой линией. Величина угла наклона прерывистой прямой на (б) определяет показатель степени пропорциональности  $C_m(T) \sim 1/T^{1,78}$ .

теплоемкости  $C_{\text{ph}}$ . Для описания последней используем выражение [13]

$$C_{\text{ph}} = aT^3 + bT^5. \quad (1)$$

Расчетные коэффициенты  $b = 5,8 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}^6)$  и  $a = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}^4)$  были определены из зависимости  $C_e/T^3(T^2)$ , представленной на вставке к рис. 2, по наклону прерывистой прямой и ее отсечке на оси ординат соответственно. Результат вычислений  $C_{\text{ph}}$  показан на основном рис. 2 прерывистой кривой. Величина  $C_{\text{ph}}$  почти идеально совпадает с величиной  $C_e$  при  $T \geq 7 \text{ К}$ . При более низких температурах имеется положительное  $C_m = C_e - C_{\text{ph}}$ , температурная зависимость которого представлена на рис. 3 в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах. По величине угла наклона прямой на рис. 3(б) можно установить, что зависимость  $C_m(T)$  в интервале температур от 1,9 до 4,5 К близка к обратной пропорциональности от  $T^2$ . Подобная зависимость характерна для кристаллов с взаимодействующими магнитными ионами при температурах, намного превышающих температуру упорядочения.

### Обсуждение

Для оценки соответствия полученной зависимости  $C_m(T)$  данным ЭПР-спектроскопии рассмотрим простейший случай, когда магнитная подсистема кристалла представляет собой совокупность кластеров, каждый из которых состоит из пары взаимодействующих редкоземельных ионов. При низких температурах можно учитывать только нижайший дублет, поскольку остальные уровни редкоземельного иона отделены от него большой энергетической щелью и поэтому слабо заселены. Запишем гамильтониан  $\mathcal{H}_0$  пары эффективных спинов 1/2 (в дальнейшем для краткости — просто спинов) во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ , в виде

$$\mathcal{H}_0 = J_x S_1^x S_2^x + J_y S_1^y S_2^y + J_z S_1^z S_2^z - g_z \mu_B H_z (S_1^z + S_2^z), \quad (2)$$

где  $S_{1,2}^{x,y,z}$  — операторы проекций спина 1 или 2 соответственно,  $J_{x,y,z}$  — величины констант спин-спинового взаимодействия, нормированные на постоянную Больцмана  $k$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_z$  — величина эффективного  $g$ -фактора для пар, а  $H_z$  — величина проекции внешнего магнитного поля. При  $J_x = J_y = J_z$  анизотропия отсутствует. В данной записи положительный знак  $J$  соответствует антиферромагнитному, а отрицательный — ферромагнитному типу взаимодействия.

Собственные значения гамильтониана  $\mathcal{H}_0$  при  $\mathbf{H} \parallel z$  равны

$$E_{1,2} = -(J_z/4) \pm (J_x + J_y)/4,$$

$$E_{3,4} = (J_z/4) \pm [(g_z \mu_B H_z)^2 + (J_x - J_y)^2/16]^{1/2}.$$

Энергия  $E_2$  в случае изотропного взаимодействия соответствует синглетному состоянию пары с полным спином  $S = 0$ , а энергии  $E_{1,3,4}$  — триплетному состоянию пары с полным спином  $S = 1$  и проекциями полного спина, равными 0, 1 и  $-1$  соответственно. Очевидно, что при ЭПР имеют место переходы с  $\Delta S^z = 1$  для пар с частотами

$$h\nu_1 = \left| \left[ (g_z \mu_B H_z)^2 + (J_x - J_y)^2/16 \right]^{1/2} + (J_z/2) - (J_x + J_y)/4 \right|$$

и

$$h\nu_2 = \left| - \left[ (g_z \mu_B H_z)^2 + (J_x - J_y)^2/16 \right]^{1/2} + (J_z/2) - (J_x + J_y)/4 \right|.$$

Это соответствует величинам начального расщепления  $\Delta_z = |(J_z - J_y)/2|$  и  $|(J_z - J_x)/2|$ . Выражения для частотно-полевой зависимости спектра ЭПР вдоль направлений  $x$  и  $y$  можно определить путем циклической замены индексов  $(z,x,y)$  на  $(y,z,x)$  и  $(x,y,z)$ .

Рассчитаем магнитную составляющую удельной теплоемкости одного моля ионов в случае, когда парные кластеры занимают весь объем образца. Обозначив через  $R$  универсальную газовую постоянную, в нулевом поле получаем

$$C_m = \frac{R}{(4T)^2 \left[ \text{ch}\left(\frac{J_x + J_y}{4T}\right) + \exp\left(-\frac{J_z}{2T}\right) \text{ch}\left(\frac{J_x - J_y}{4T}\right) \right]^2} \left( [J_x + J_y]^2 - \exp\left(-\frac{J_z}{T}\right) [J_x - J_y]^2 + 2 \exp\left(-\frac{J_z}{2T}\right) \times \right. \\ \times \left[ (J_x^2 + J_y^2 + 2J_z^2) \text{ch}\left(\frac{J_x + J_y}{4T}\right) \text{ch}\left(\frac{J_x - J_y}{4T}\right) - (J_x^2 - J_y^2) \text{sh}\left(\frac{J_x + J_y}{4T}\right) \text{sh}\left(\frac{J_x - J_y}{4T}\right) + \right. \\ \left. \left. + 2J_z(J_x + J_y) \text{sh}\left(\frac{J_x + J_y}{4T}\right) \text{ch}\left(\frac{J_x - J_y}{4T}\right) - 2J_z(J_x - J_y) \text{sh}\left(\frac{J_x - J_y}{4T}\right) \text{ch}\left(\frac{J_x + J_y}{4T}\right) \right] \right). \quad (3)$$

На рис. 3(а) представлены результаты расчета  $C_m(T)$  по формуле (3) при  $J_z/k = 0,1$  К,  $J_x/k = -0,86$  К и  $J_y/k = -0,23$  К. Расчет хорошо соответствует  $C_m = C_e - C_{\text{ph}}$ . Полагая  $z$  направленным вдоль тригональной оси кристалла  $c$ , а  $x$  — вдоль оси второго порядка  $a$ , получим  $\Delta_z = |(J_z - J_y)/2| = 0,165$  К и  $\Delta_x = |(J_x - J_z)/2| = 0,48$  К. Эти значения начального расщепления соответствуют полученным из измерений ЭПР величинам  $\Delta_{2c}/2$  и  $\Delta_{2a}/2$ . Однако при сравнении расчета по формуле (3) с  $C_e - C_{\text{ph}}$  следует принимать во внимание два фактора. Во-первых, кластеры могут занимать не весь объем образца, в этом случае следует учитывать их концентрацию, что приведет к понижению расчетной величины  $C_m$  при фиксированных значениях  $J_{xyz}$ . Во-вторых, следует учесть, что в кластерах могут быть связаны более чем два спина. Поэтому указанные значения  $J_{xyz}$  можно считать лишь грубой оценкой соответствующих констант спин-спинового взаимодействия. Очевидно, дальнейшие исследования поведения теплоемкости во внешнем магнитном поле, а также в области более низких температур могут дать более точную информацию о спин-спиновом взаимодействии в эрбиевом алюмоборате.

Ион  $\text{Er}^{3+}$  в исследуемом монокристалле обладает достаточно большим магнитным моментом. В связи с этим следует принять во внимание роль дипольного взаимодействия в образовании магнитных кластеров в  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ . Оценочное значение энергии этого взаимодействия, например в направлении оси второго порядка  $a$ , составляет  $(g_{1a}\mu_B)^2/kT^3 \approx 0,24$  К ( $r = 5,866$  Å — кратчайшее расстояние между ионами эрбия [14]). Поскольку порядок величины совпадает с  $J$ , можно предполагать, что магнитодипольное взаимодействие между ионами эрбия вносит существенный вклад в образование ближнего магнитного порядка.

### Выводы

В монокристалле  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  при 4,2 К наблюдается резонанс, обусловленный наличием магнитно-связанных групп редкоземельных ионов. Установлено наличие магнитного вклада в удельную теплоемкость при

температурах, близких к температуре жидкого гелия. Результаты калориметрии и ЭПР-спектроскопии указывают на проявление ближнего магнитного порядка в эрбиевом алюмоборате.

Авторы выражают благодарность А.И. Кривчикову за помощь в обсуждении результатов исследований.

1. P. Dekker, J.M. Dawes, J.A. Piper, Y.G. Liu, and J.Y. Wang, *Opt. Commun.* **195**, 431 (2001).
2. Fan Yang, Yujun Liang, Mingyu Liu, Xuejing Li, Xiaojong Wu, and Nan Wang, *Optik (Optics)* **124**, 2004 (2013).
3. K.-C. Liang, R.P. Chaudhury, B. Lorenz, Y.Y. Sun, L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, and C.W. Chu, *Phys. Rev. B* **83**, 180417 (2011).
4. М.И. Пашенко, В.А. Бедарев, Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, В.А. Пашенко, С.Л. Гнатченко, Т. Zajarniuk, A. Szewczyk, В.Л. Темеров, *ФНТ* **43**, 789 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 631 (2017)].
5. K.-C. Liang, R.P. Chaudhury, B. Lorenz, Y.Y. Sun, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, V.L. Temerov, and C.W. Chu, *J. Phys.: Conf. Series* **400**, 032046 (2012).
6. A.V. Malakhovskii, T.V. Kutsak, A.L. Sukhachev, A.S. Aleksandrovsky, A.S. Krylov, I.A. Gudim, and M.S. Molokeev, *Chem. Phys.* **428**, 137 (2014).
7. A.V. Malakhovskii, V.V. Sokolov, and I.A. Gudim, *J. Alloys and Comp.* **698**, 364 (2017).
8. В.А. Бедарев, Д.Н. Меренков, М.И. Кобец, С.Н. Попережай, С.Л. Гнатченко, И.А. Гудим *ФНТ* **44**, 1104 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 863 (2018)].
9. В.А. Бедарев, М.И. Пашенко, М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, Е.Н. Хацько, С.Л. Гнатченко, А.А. Звягин, Т. Zajarniuk, A. Szewczyk, M.U. Gutowska, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, *ФНТ* **41**, 687 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 534 (2015)].
10. M. Date and M. Motokawa, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1111 (1966); *J. Phys. Soc. Jpn.* **24**, 41 (1968).
11. М.И. Кобец, Е.Н. Хацько, А.С. Черный, К.Г. Дергачев, В.Г. Борисенко, *ФНТ* **28**, 1251 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 889 (2002)].
12. A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970).

13. A. Tari, *Specific Heat of Matter at Low Temperatures*, Imperial College Press, London (2003).
14. E. Sváb, E. Beregi, M. Fábrián, and Gy. Mészáros, *Optical Materials* **34**, 1473 (2012).

---

Прояв спінових кореляцій в монокристалі  
 $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$

В.А. Бедарев, Д.М. Меренков, М.І. Кобець,  
А.А. Звягін, С.М. Попережай, С.Л. Гнатченко,  
Т. Zajarniuk, Т. Vasevych, М.У. Gutowska,  
А. Szewczyk, І.А. Гудім

Встановлено присутність суттєвого магнітного внеску в питому теплоємність монокристалу  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  при температурах нижче 5 К. Результати вимірювань спектрів ЕПР при температурі 4,2 К також свідчать про прояв близького магнітного порядку. Отримані дані обговорюються у рамках моделі, яка враховує спин-спінову взаємодію між рідкісноземельними іонами у парних кластерах.

Ключові слова: електронний парамагнітний резонанс, теплоємність, спин-спінова взаємодія, магнітні кластери.

Evidence of spin correlations in monocrystal  
 $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$

V.A. Bedarev, D.N. Merenkov, M.I. Kobets,  
A.A. Zvyagin, S.N. Poperezhai, S.L. Gnatchenko,  
T. Zajarniuk, T. Vasevych, M.U. Gutowska,  
A. Szewczyk, and I.A. Gudim

The substantial magnetic contribution to specific heat of monocrystal  $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$  is revealed below 5 K. The results of investigations of EPR spectrum at 4.2 K show evidence of a short-range magnetic order. The obtained data are discussed within the model considering the spin-spin interaction between rare-earth ions in pair clusters.

Keywords: electronic paramagnetic resonance, heat capacity, spin-spin interaction, magnetic clusters.