

Антиферромагнитный резонанс в кристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$

А.Н. Блудов, В.А. Пашенко, М.И. Кобец, В.А. Бедарев,
Д.Н. Меренков, С.Л. Гнатченко

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

И.А. Гудим

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

Статья поступила в редакцию 11 августа 2017 г., опубликована онлайн 26 декабря 2017 г.

Проведены экспериментальные исследования АФМР в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в широком диапазоне частот 10–143 ГГц при температуре 4,2 К. Показано, что высокочастотные свойства ферробората празеодима хорошо описываются в рамках модели двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось». Определена энергетическая щель ($134,3 \pm 0,5$) ГГц и сделана оценка величины эффективного поля магнитной анизотропии ($1,9 \pm 0,1$) кЭ. Результаты анализа свидетельствуют о первородности спин-ориентационного фазового перехода в исследованном соединении.

Проведено експериментальні дослідження АФМР в монокристалі $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ у широкому діапазоні частот 10–143 ГГц при температурі 4,2 К. Показано, що високочастотні властивості ферроборату празеодиму добре описуються у рамках моделі двохпідґраткового антиферромагнетика з анизотропією типу «легка вісь». Визначено енергетичну щілину ($134,3 \pm 0,5$) ГГц та зроблено оцінку величини ефективного поля магнітної анизотропії ($1,9 \pm 0,1$) кЕ. Результати аналізу свідчать про першорідність спин-орієнтаційного фазового перетворення в дослідженій сполуці.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;

76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы.

Ключевые слова: антиферромагнетик, антиферромагнитный резонанс, спин-ориентационный фазовый переход, энергетическая щель.

Введение

Соединения обширного изоструктурного семейства редкоземельных ферроборатов с общей формулой $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (R — редкоземельный ион) демонстрируют большое разнообразие магнитных и электрических свойств [1]. В этих мультиферроиках наблюдается целый ряд спонтанных и индуцированных магнитным полем фазовых переходов [1]. Магнитные моменты ионов Fe^{3+} (${}^6S_{5/2}$) упорядочиваются антиферромагнитно при температурах порядка 30–40 К. Парамагнитные редкоземельные ионы R^{3+} эффективно подмагничиваются в результате обменного взаимодействия с подсистемой железа. Эффективная магнитная анизотропия ферроборатов с $\text{R} = \text{Nd}^{3+}, \text{Y}^{3+}, \text{Sm}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ является положительной

(типа «легкая плоскость»), в то же время для кристаллов с $\text{Tb}^{3+}, \text{Dy}^{3+}, \text{Pr}^{3+}$ она отрицательна (типа «легкая ось») [1]. Следует отметить, что магнитоэлектрические свойства соединений $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ исследованы достаточно подробно [2], в то же время их высокочастотные свойства рассматривались в ограниченном числе работ. В частности, в кристаллах $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [3], $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ [4] и $\text{Nd}_{0,75}\text{Ho}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ [5] детектировался антиферромагнитный резонанс (АФМР) на ионах железа Fe^{3+} , и полученные результаты хорошо описывались простой моделью одноосного двухподрешеточного антиферромагнетика [6].

Объектом исследования в представленной работе является монокристалл легкоосного антиферромагнетика $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с тригональной структурой, принад-

лежащей пространственной группе $R32$. Температура магнитного упорядочения T_N , по данным [3], составляет 30,5 К. Магнитные моменты ионов железа Fe^{3+} в упорядоченном состоянии направлены вдоль тригональной оси (ось c кристалла) [7]. Установлено, что магнитное поле \mathbf{H} , направленное вдоль оси c , индуцирует спин-ориентационный фазовый переход (поле перехода ~ 45 кЭ при температуре 4,2 К). Он сопровождается резким изменением намагниченности $M(H)$, магнитострикции [7] и упругих модулей [8].

Квазиоптические исследования $PrFe_3(BO_3)_4$, проведенные в отсутствие магнитного поля, обнаружили энергетическую щель $\sim 4,5$ см $^{-1}$ (при $T = 5$ К) антиферромагнитного резонанса подсистемы ионов Fe^{3+} [9]. Была также измерена температурная зависимость этой энергетической щели. В то же время щель, связанная с подсистемой празеодима, не наблюдалась. Из оптических исследований [10] установлено, что основным состоянием иона Pr^{3+} (мультиплет 3H_4) является синглетный уровень, а первый возбужденный уровень имеет энергию 48 см $^{-1}$. Этот факт свидетельствует, что подсистема празеодима принципиально не изменяет эффективную модель двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось», описывающую высокочастотные свойства исследуемого кристалла. Ее влияние можно свести к дополнительному вкладу в эффективное поле анизотропии железной подсистемы со стороны празеодимовой.

Исследования кристалла $PrFe_3(BO_3)_4$ методом АФМР явно недостаточно представлены в литературе. Так, опубликованы лишь предварительные результаты измерений частотно-полевой зависимости (ЧПЗ) этого объекта в поле, приложенном вдоль оси c [11]. Между тем детальное изучение высокочастотных свойств позволяет определить величину щелей в спектре спиновых волн, оценить эффективные обменные взаимодействия, получить дополнительную информацию о магнитной структуре и природе фазовых переходов. Таким образом, цель представленной работы заключалась в выявлении особенностей АФМР, оценке эффективных магнитных взаимодействий и выяснении характера магнитного фазового перехода в монокристалле $PrFe_3(BO_3)_4$.

Характеристики образца и методики

Монокристалл ферробората празеодима был изготовлен методом раствор-расплавной кристаллизации [12]. Ориентация кристаллических осей $PrFe_3(BO_3)_4$ определена рентгенографическим методом. После механической обработки исследуемый образец имел вид тонкой пластинки размерами $3 \times 3 \times 0,1$ мм. Тригональная ось была направлена перпендикулярно поверхности пластинки и совпадала с кристаллографической осью c . Поскольку в процессе обработки кристалла могут образовываться дефекты, образец был отожен при высокой

температуре для минимизации механических напряжений.

Исследования полевых зависимостей спектров АФМР в монокристалле $PrFe_3(BO_3)_4$ проводились в частотном диапазоне 10–143 ГГц на комплексе стандартных спектрометров при температуре 4,2 К. В качестве активного элемента использовались цилиндрические резонаторы с волной H_{01n} для соответствующих диапазонов частот. Использовалась только перпендикулярная поляризация СВЧ поля.

Поскольку монокристалл $PrFe_3(BO_3)_4$ демонстрирует ярко выраженную аксиальную симметрию магнитных свойств, то магнитный резонанс измерялся нами при двух различных ориентациях внешнего магнитного поля: вдоль кристаллографической оси c ($\mathbf{H} \parallel c$) и перпендикулярно ей ($\mathbf{H} \perp c$). Погрешность ориентации образца составляла не более $0,1^\circ$. Дополнительно были проведены эксперименты в наклонном магнитном поле, приложенном под небольшим углом к оси c кристалла.

Экспериментальная часть

На рис. 1 показана серия спектров поглощения СВЧ мощности в монокристалле $PrFe_3(BO_3)_4$ на частотах от 12 до 143 ГГц при ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel c$. Поскольку при такой ориентации в образце наблюдается фазовый переход в магнитном поле $H_f = (45,4 \pm 0,2)$ кЭ, обозначенный на рисунке вертикальной пунктирной линией (в этом поле в спектрах АФМР наблюдается особенность в виде «ступеньки» почти для всех доступных в эксперименте частот), то логично будет отдельно рассматривать резонансное поведение кристалла в полях ниже и выше H_f .

При $H < H_f$ обнаружены две линейные моды АФМР ν_1 и ν_2 , выходящие из одной щели Δ величиной $(134,3 \pm 0,5)$ ГГц. Резонансное поле моды ν_1 возрастает с увеличением частоты наблюдений, тогда как резонансное поле моды ν_2 монотонно убывает. Из-за экспериментальных ограничений частоты регистрации восходящая ветвь ν_1 наблюдалась только в небольшом частотном интервале 134,3–143 ГГц. С другой стороны, смягчение линейной моды АФМР ν_2 можно регистрировать в широком интервале полей вплоть до H_f . В полях выше H_f эта мода не детектируется. Следует подчеркнуть, что частота резонанса ν_2 в поле H_f еще не равна нулю и составляет около 12 ГГц.

В магнитных полях $H > H_f$ детектируется новая мода ν_{hf} , резонансная частота которой нелинейно возрастает с увеличением поля. Эта ветвь колебаний может быть связана со спин-флоп модой опрокинутого состояния двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось». В рамках модели [6] частота спин-флоп моды должна быть равна нулю при фазовом переходе и в дальнейшем будет возрастать по закону $H^{1/2}$ при увеличении внешнего поля. Однако в эксперименте

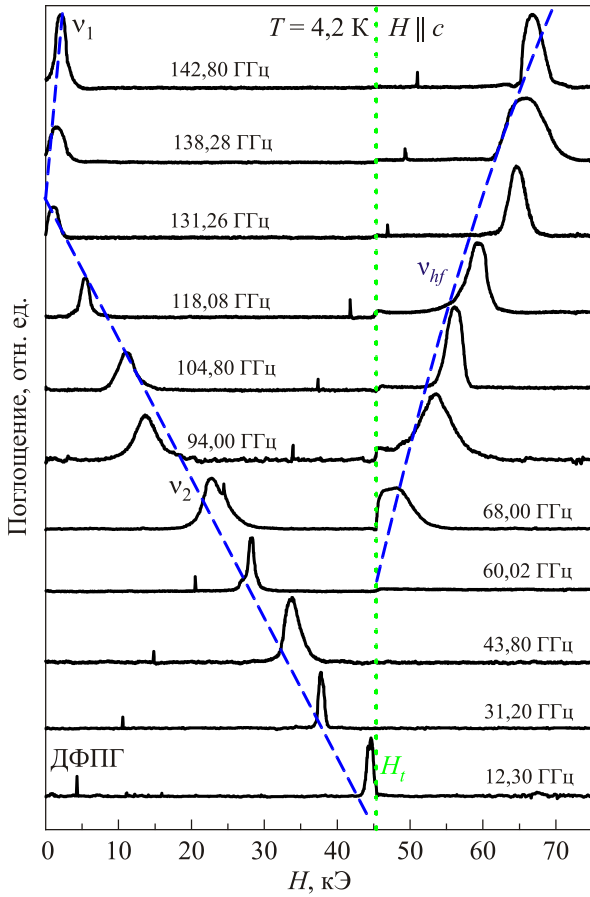


Рис. 1. Спектры поглощения АФМР в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в диапазоне частот 12–143 ГГц при $\mathbf{H} \parallel c$. Штриховые линии схематически показывают изменение резонансного поля мод АФМР ν_1 , ν_2 и ν_{hf} от частоты наблюдения. Вертикальной пунктирной линией отмечено поле фазового перехода $H_t = 45,4$ кЭ. Узкая линия соответствует сигналу от эталонного образца — дифенилпикрилгидразила (ДФПГ).

резонансная мода ν_{hf} наблюдается только на частотах выше 65 ГГц и регистрируется вплоть до 143 ГГц включительно. В окрестности H_t в частотных интервалах от 10 до 65 ГГц и от 65 до 143 ГГц никаких дополнительных резонансных линий поглощения не обнаружено. Таким образом, данные эксперимента демонстрируют энергетический разрыв между модами ν_1 – ν_2 и ν_{hf} .

На рис. 2 представлены спектры поглощения СВЧ мощности в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при ориентации $\mathbf{H} \perp c$. В этом случае наблюдается только одна мода ν_{\perp} , изменение резонансного поля которой показано на рисунке пунктирной линией. Эта ветвь колебаний может быть связана с так называемой «квадратичной модой» АФМР двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно легкой оси. Резонансное поле наблюдаемой моды ν_{\perp} возрастает при повышении частоты СВЧ излучения. Ветвь ν_{\perp} имеет такую же величину антиферромагнитной щели $\Delta = 134,3$ ГГц, как и колебания ν_1 и ν_2 при $\mathbf{H} \parallel c$. Ниже

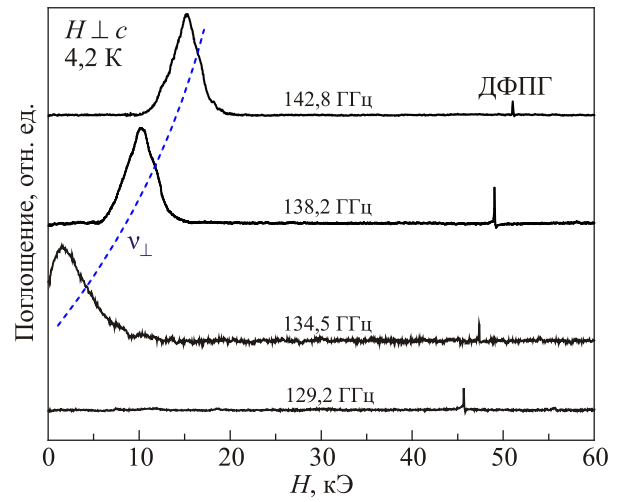


Рис. 2. Спектры поглощения АФМР в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $\mathbf{H} \perp c$. Штриховой линией обозначено поведение квадратичной моды ν_{\perp} магнитного резонанса.

щели никаких резонансных линий при $\mathbf{H} \perp c$ не обнаружено.

Дополнительно к основным экспериментам был исследован АФМР в магнитном поле, отклоненном от оси c кристалла на небольшой угол. Для сравнения на рис. 3 представлены два спектра поглощения АФМР кристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ на частоте 104,8 ГГц в полях 30–65 кЭ для двух ориентаций: 1) поле \mathbf{H} строго сов-

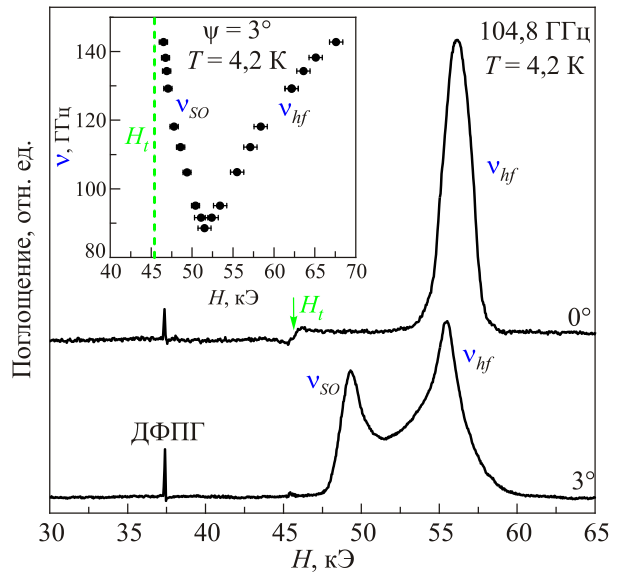


Рис. 3. Спектры поглощения АФМР в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ на частоте 104,8 ГГц во внешнем магнитном поле, направленном строго параллельно оси c (0°) и под небольшим углом к ней ($\sim 3^\circ$). На вставке показан фрагмент частотно-полевого зависимости АФМР в магнитных полях, ориентированных под углом $\sim 3^\circ$ к оси c . Погрешность определения резонансного поля линии поглощения АФМР показана горизонтальными отрезками. Поле фазового перехода H_t отмечено пунктирной линией.

падает с направлением оси c кристалла (0° ; $\mathbf{H} \parallel c$); 2) отклонено от оси c на угол $\sim 3^\circ$. Видно, что при строгой ориентации $\mathbf{H} \parallel c$ при $H > H_t$ наблюдается только одна линия поглощения ν_{hf} , которая детектируется в резонансном поле около 56 кЭ. Кроме этой линии в спектре АФМР хорошо проявляется аномалия в виде «ступеньки» в поле H_t (отмечено стрелкой на рис. 3). В наклонном поле при $H > H_t$ кроме линии ν_{hf} обнаружена дополнительная линия поглощения, обозначенная на рис. 3 как ν_{so} . Отметим, что при понижении частоты наблюдения линии поглощения ν_{so} и ν_{hf} сдвигаются навстречу друг другу, пока не произойдет их слияние в один резонансный пик, при этом ЧПЗ кристалла $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ в наклонном поле ($\sim 3^\circ$) демонстрирует минимум с координатами порядка 51 кЭ и 89 ГГц (см. вставку на рис. 3).

Обсуждение

На основании экспериментальных результатов, полученных нами в широком диапазоне частот и магнитных полей при двух различных ориентациях магнитного поля \mathbf{H} (вдоль оси c и перпендикулярно ей), была восстановлена частотно-полевая зависимость АФМР монокристалла $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$, представленная на рис. 4. Следует отметить, что результаты наших измерений при $\mathbf{H} \parallel c$ согласуются с опубликованными ранее данными [11], при этом ЧПЗ исследована нами гораздо более подробно, особенно в области полей фазового перехода и выше.

Для описания высокочастотных свойств $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ воспользуемся простой моделью коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией

типа «легкая ось», совпадающей с направлением оси c кристалла [6]. При $\mathbf{H} \parallel c$ и $H < H_t$ две линейные моды АФМР ν_1 и ν_2 будут описываться следующим выражением:

$$\left(\frac{\nu_{1,2}}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{\Delta}{\gamma} \pm H\right)^2, \quad (1)$$

где $\gamma = g\mu_B/h$ — гиромагнитное отношение (g — эффективный g -фактор иона Fe^{3+} , μ_B — магнетон Бора, h — постоянная Планка). Знак «+» соответствует восходящей моде ν_1 , знак «-» — спадающей моде ν_2 . Наилучшее совпадение с экспериментальными данными достигается при следующих значениях двух независимых параметров: $\Delta = (134,3 \pm 0,5)$ ГГц и $\gamma = (2,799 \pm 0,025)$ ГГц/кЭ. Расчетные кривые для этих параметров показаны сплошными прямыми линиями на рис. 4. Полученная в результате этого анализа оценка параметра Δ полностью совпадает с экспериментально определенной величиной щели АМФР в нулевом магнитном поле. Кроме того, это значение при пересчете в единицы обратных сантиметров ($4,48 \text{ см}^{-1}$) почти точно совпадает с энергетической щелью антиферромагнитного резонанса $4,5 \text{ см}^{-1}$, обнаруженной в квазиоптических исследованиях при $T = 5 \text{ К}$ [8]. Используя величину параметра γ , можно получить оценку эффективного g -фактора, равную $g = 2,00 \pm 0,01$, что полностью подтверждает ожидаемое чисто спиновое состояние ионов Fe^{3+} ($^6S_{5/2}$). Величину щели АМФР можно выразить через эффективные поля обмена H_e и магнитной анизотропии H_a антиферромагнетика как $\Delta/\gamma = (2H_e H_a)^{1/2} = 48,0 \text{ кЭ}$. Используя величину обменного поля $H_e \approx 600 \text{ кЭ}$ для ферробората празеодима [10], можно оценить эффективное поле магнитной анизотропии как $H_a = (1,9 \pm 0,1) \text{ кЭ}$. Наконец следует отметить, что при указанных значениях параметров Δ и γ частота моды АФМР ν_2 обращается в нуль в магнитном поле $H_1 = \Delta/\gamma = 48,0 \text{ кЭ}$ (см. рис. 4), величина которого заметно превосходит экспериментально определенное значение поля фазового перехода $H_t = 45,4 \text{ кЭ}$.

При $H > H_t$ полевая зависимость резонансной линии поглощения ν_{hf} (так называемой спин-флоп моды [6]) будет описываться следующим выражением:

$$\left(\frac{\nu_{hf}}{\gamma}\right)^2 = H^2 - H_2^2, \quad (2)$$

где H_2 — поле лабильности моды, при котором ее резонансная частота обращается в нуль. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными достигается при следующих значениях двух независимых параметров: $H_2 = (42,5 \pm 0,5) \text{ кЭ}$ и $\gamma = (2,80 \pm 0,05) \text{ ГГц/кЭ}$. Расчетная кривая показана сплошной линией на рис. 4. Полученная из этого анализа оценка величины параметра γ совпадает с определенной ранее при $H < H_t$, а

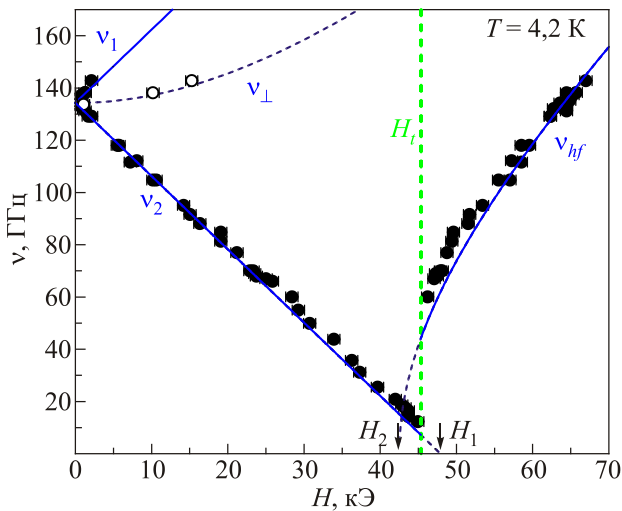


Рис. 4. Частотно-полевая зависимость спектра АФМР в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ для $\mathbf{H} \parallel c$ (●) и $\mathbf{H} \perp c$ (○). Сплошные ($\mathbf{H} \parallel c$) и прерывистая ($\mathbf{H} \perp c$) линии — расчетные кривые, полученные в рамках модели для одноосного двухподрешеточного антиферромагнетика. Вертикальной пунктирной линией отмечено поле фазового перехода $H_t = 45,4 \text{ кЭ}$. Стрелками обозначены поля лабильности H_1 и H_2 .

эффективное поле H_2 заметно ниже экспериментально измеренного поля перехода H_T . С другой стороны, как было показано выше, частота АФМР $\nu_2(H)$ обращается в нуль в поле H_1 , явно превышающем H_T . Таким образом, значение поля перехода H_T находится внутри достаточно широкого интервала между двумя полями лабильности H_1 и H_2 . Следует заметить, что фиксированные величины эффективных параметров H_e и H_a , оценки которых получены выше из значения щели АМФР, должны предопределять величины полей лабильности H_1 и H_2 соответственно как 47,98 и 47,83 кЭ в рамках модели для двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» [6] и интервал между полями лабильности H_1 и H_2 порядка 150 Э, что не согласуется с экспериментально наблюдаемым фактом. Такое значительное различие полей лабильности H_1 и H_2 (в кристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ $H_2 - H_1 \approx 5,5$ кЭ) мы связываем с эффектом подмагничивающего воздействия со стороны празеодимовой подсистемы на подсистему Fe^{3+} , что проявляется в различных величинах эффективного поля анизотропии в различных магнитных состояниях.

При перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля модель для двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» предсказывает наблюдение квадратичной по полю моды АФМР, полевая зависимость которой будет описываться следующим выражением:

$$\left(\frac{\nu_{\perp}}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{\Delta}{\gamma}\right)^2 + H^2. \quad (3)$$

Расчет показывает, что и в этом случае параметры Δ и γ идентичны результатам предыдущего анализа. Соответствующая кривая показана прерывистой линией на рис. 4. Наблюдается удовлетворительное согласие расчета с экспериментальными данными.

Таким образом, восстановленную полную частотно-полевою диаграмму АФМР монокристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\mathbf{H} \parallel c$; $\mathbf{H} \perp c$) можно удовлетворительно описать в рамках простой модели двухподрешеточного антиферромагнетика типа «легкая ось». Отметим, что в такой модели фазовое превращение коллинеарного магнитного состояния в опрокинутое (спин-флоп переход) обычно происходит как фазовый переход первого рода [6].

Известно, что при отклонении магнитного поля от легкой оси на угол Ψ , превышающий некоторое критическое значение Ψ_{cr} , фазовый переход в одноосном антиферромагнетике происходит уже не скачком (что типично для первородного превращения), а в результате плавной переориентации магнитных моментов. Критический угол Ψ_{cr} определяется отношением H_a/H_e [13]. Используя значения H_a и H_e для кристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$, можно оценить величину $\Psi_{\text{cr}} = H_a/H_e \approx 0,2^\circ$.

При небольшом $\Psi > \Psi_{\text{cr}}$ в спектре АФМР вблизи поля фазового перехода появляется дополнительная линия

поглощения ν_{so} , отсутствующая в случае строгой ориентации магнитного поля вдоль «легкой оси» кристалла. Мы полагаем, что наблюдаемая нами мода ν_{so} соединяется непрерывным образом ветви АФМР до и после фазового перехода (см. рис. 3). Подобная ветвь, связывающая восходящую линейную моду ν_1 ($H < H_T$) со спин-флоп модой опрокинутого состояния ($H > H_T$) и создающая непрерывность частотно-полевой зависимости, обычно появляется при «ориентационном» резонансе [6].

Как видно, восстановленная частотно-полевая зависимость АФМР для $\Psi \approx 3^\circ$ (см. вставку на рис. 3) является типичной для легкоосного антиферромагнетика в наклонном поле [6].

Проведенные нами исследования АФМР дают основания полагать, что при $\mathbf{H} \parallel c$ в монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ наблюдается спин-ориентационный фазовый переход первого рода — спин-флоп переход. Весомыми аргументами в пользу магнитного фазового превращения первого рода являются: 1) значительный частотный разрыв между ветвями ν_1 и ν_{lf} в окрестности фазового перехода при строгой ориентации поля вдоль «легкой оси»; 2) наблюдение «ориентационной» моды (резонанса) при отклонении внешнего поля от «легкой оси» на угол, превышающий некоторое критическое значение Ψ_{cr} . Кроме того, наблюдаемый нами энергетический разрыв возбуждения высокополевой моды ν_{hf} , которая детектируется только на частотах выше 65 ГГц ($H > H_T$), а также то обстоятельство, что частота колебания ν_2 не достигает нуля при H_T и в более высоких полях соответствующая мода исчезает, может указывать на то, что фазовое превращение происходит скачком.

С другой стороны, в работе [14] в результате теоретических исследований сделан вывод о том, что спин-ориентационный фазовый переход в $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ из антиферромагнитной фазы в опрокинутую является переходом второго рода, и только внешне напоминает спин-флоп. Такой результат основан на предположении о присутствии в кристалле наряду с доминирующей легкоосной анизотропией слабой дополнительной компоненты магнитной анизотропии более высокого порядка. Хотя константа этой анизотропии на три порядка меньше по сравнению с легкоосной, ее существование должно приводить к тому, что указанный переход будет происходить вторым родом. Вопрос окончательного выяснения рода этого магнитного фазового превращения в кристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ все же требует дальнейших дополнительных исследований.

Таким образом, проведены детальные экспериментальные исследования АФМР монокристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в широком диапазоне частот 10–143 ГГц при ориентациях внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mathbf{H} \perp c$ и температуре 4,2 К. Показано, что высокочастотные свойства ферробората празеодима качественно описываются в рамках простой модели двухподрешеточного антиферромагнетика с легкой осью анизотропии,

параллельной кристаллографической оси c . Восстановлена частотно-полевая диаграмма АФМР монокристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при температуре 4,2 К. Определена энергетическая щель в спектре спиновых волн антиферромагнетика $\Delta = (134,3 \pm 0,5)$ ГГц, величина эффективного g -фактора иона Fe^{3+} $g = 2,00 \pm 0,01$ и сделана оценка величины эффективного поля анизотропии $H_a = (1,9 \pm 0,1)$ кЭ. Резонансные свойства кристалла в исследованном частотном диапазоне определяются исключительно железной подсистемой. Результаты проведенных высокочастотных исследований $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ дают основания считать, что индуцируемый спин-ориентационный переход при ориентации магнитного поля \mathbf{H} вдоль оси c является фазовым переходом *первого рода*.

1. А.Н. Васильев, Е.А. Попова, *ФНТ* **32**, 968 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 735 (2006)].
2. 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)].
3. А.И. Панкрац, Г.А. Петраковский, Л.Н. Безматерных, О.А. Баюков, *ЖЭТФ* **126**, 887 (2004) [*JETP* **99**, 766 (2004)].
4. М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, Е.Н. Хацько, С.Л. Гнатченко, *ФНТ* **40**, 810 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 629 (2014)].
5. М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, С.Л. Гнатченко, Е.Н. Хацько, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, *ФНТ* **41**, 96 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 75 (2015)].
6. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
7. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 45 (2008) [*JETP Lett.* **87**, 35 (2008)].
8. Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, И.В. Билич, А.А. Звягин, *ФНТ* **36**, 376 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 296 (2010)].
9. А.М. Кузьменко, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кадомцева, С.П. Лебедев, Л.Н. Безматерных, *ЖЭТФ* **140**, 131 (2011) [*JETP* **113**, 113 (2011)].
10. M.N. Popova, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, and L.N. Bezmaternykh, *Phys. Rev. B* **80**, 195101 (2009).
11. A.I. Pankrats, A.A. Demidov, C. Ritter, D.A. Velikanov, S.V. Semenov, V.I. Tugarinov, V.L. Temerov, and I.A. Gudim, *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 396001 (2016).
12. L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, I.A. Gudim, and N.A. Stolbovaya, *Crystallogr. Rep.* **50** (Suppl. 1), S97 (2005).
13. М.И. Каганов, Г.К. Чепурных, *ФТТ* **11**, 911 (1969).
14. Н.В. Костюченко, А.И. Попов, А.К. Звездин, *ФТТ* **54**, 1493 (2012) [*Phys. Solid State* **54**, 1591 (2012)].

Antiferromagnetic resonance in a crystal $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$

A.N. Bludov, V.A. Pashchenko, M.I. Kobets,
V.A. Bedarev, D.N. Merenkov, S.L. Gnatchenko
and I.A. Gudim

Experimental AFMR studies of $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ single crystal in a wide frequency range (10–143) GHz at the temperature of 4.2 K have been carried out. It is shown that the high-frequency properties of praseodymium ferroborate are well described in the framework of the model for a two-sublattice antiferromagnet with an easy-axis anisotropy. An energy gap of (134.3 ± 0.5) GHz has been determined, and an effective field of magnetic anisotropy of 1.9 ± 0.1 kOe has been estimated. The results of analysis indicate the spin-orientational phase transition has a first-order character in the studied compound.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic,
and ferrimagnetic resonances, spin-wave resonance.

Keywords: antiferromagnet, antiferromagnetic resonance, spin-orientation phase transition, energy gap.