

Спектроскопические и магнитооптические исследования спин-переориентационного фазового перехода в $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$

С.Л. Гнатченко, И.С. Качур, В.Г. Пирятинская, В.А. Бедарев, М.И. Пащенко

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

А.В. Малаховский, Л.Н. Безматерных, А.Л. Сухачев, В.Л. Темеров

*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН
Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск, 660036, Россия*

Статья поступила в редакцию 14 января 2011 г.

Проведены спектроскопические и магнитооптические исследования индуцированного магнитным полем спин-переориентационного перехода в антиферромагнитном тербиевом ферроборате $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В области фазового перехода возникает магнитное промежуточное состояние с периодическим чередованием доменов исходной и опрокинутой магнитных фаз, вследствие чего происходит сильное рассеяние света кристаллом. Показано, что основной механизм рассеяния света связан с появлением большого фарадеевского вращения в высокополевой магнитной фазе. Проведены визуальные поляризационные исследования доменной структуры промежуточного состояния. Вычислена энергия межфазной границы между антиферромагнитной и высокополевой магнитными фазами. Определена область существования магнитного промежуточного состояния в H – T -координатах.

Проведено спектроскопічні і магнітооптичні дослідження індукованого магнітним полем спин-переорієнтаційного переходу в антиферомагнітному тербієвому феробораті $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В області фазового переходу утворюється магнітний проміжний стан з періодичним чергуванням доменів вихідної і перекинутої магнітних фаз, внаслідок чого виникає сильне розсіювання світла кристалом. Показано, що основний механізм розсіювання світла пов'язаний з появою значного фарадєєвського обертання в високопольовій магнітній фазі. Проведено візуальні поляризаційні дослідження доменної структури проміжного стану. Розраховано енергію міжфазної межі між антиферомагнітною та високопольовою магнітними фазами. Визначено область існування магнітного проміжного стану в H – T -координатах.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;

78.40.–q Спектры поглощения и отражения; видимые и ультрафиолетовые;

78.20.Ls Магнитооптические явления.

Ключевые слова: антиферромагнетик, спектр поглощения света, рассеяние света, вращение плоскости поляризации, спин-переориентационный фазовый переход, промежуточное состояние.

1. Введение

Редкоземельные ферробораты с общей формулой $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (R—редкоземельный элемент) привлекают к себе внимание благодаря многообразию магнитных структур и фазовых переходов, реализующихся в них в результате взаимодействия двух магнитных подсистем:

редкоземельной и подсистемы железа. В зависимости от выбора редкоземельного иона в магнитоупорядоченном состоянии они могут быть легкоосными или легкоплоскостными антиферромагнетиками, а в некоторых соединениях имеет место температурный фазовый переход от одного ориентационного состояния к другому [1].

При комнатной температуре ферробораты имеют тригональную кристаллическую структуру хантита (пространственная группа $R\bar{3}2$) [2,3]. Основным элементом этой структуры являются вытянутые вдоль оси c винтовые цепочки октаэдров FeO_6 , соединенных по ребру. Три соседние цепочки октаэдров связаны между собой призмами RO_6 и треугольными группами BO_3 . При более низких температурах некоторые ферробораты переходят в менее симметричную (также тригональную) фазу со структурой $P3_121$ [3]. В этой фазе, в отличие от высокотемпературной, появляются две неэквивалентные позиции ионов железа. Что касается редкоземельных ионов, они по-прежнему занимают позиции одного типа, но локальная симметрия этих позиций понижается от D_3 до C_2 .

В тербиевом ферроборате $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ структурный фазовый переход имеет место при температуре 192 К [4,5]. При $T_N = 40$ К в $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ происходит антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа с ориентацией магнитных моментов Fe^{3+} вдоль оси третьего порядка C_3 . Одновременно благодаря взаимодействию с подсистемой железа возникает антиферромагнитное упорядочение и в подсистеме тербия с магнитными моментами, параллельными той же оси [5,6]. Магнитный момент основного состояния тербия 8,6 μ_B , а фактор Ланде — 17,8 [5,6].

При исследовании спектров поглощения в инфракрасной области (переход ${}^7F_6 \rightarrow {}^7F_2$ в Tb^{3+}) при понижении температуры ниже T_N было обнаружено расщепление некоторых линий, равное 32 см^{-1} при 5 К [7]. Авторы приписали эту величину расщеплению основного квазидублета Tb^{3+} в эффективном магнитном поле, возникающем при магнитном упорядочении подсистемы железа.

Как известно из измерений намагниченности [5,6], при ориентации магнитного поля вдоль легкой оси C_3 в ферроборате тербия индуцируется спин-переориентационный фазовый переход первого рода ($H_c = 35$ кЭ при $T = 4,2$ К). В подсистеме железа происходит спин-флип переход, а магнитные моменты обеих подрешеток тербия выстраиваются вдоль направления поля.

Новую информацию о взаимодействии магнитных подсистем железа и тербия и их поведении при спин-переориентационном фазовом переходе могут дать исследования оптических спектров поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в магнитных полях. В области индуцированного магнитным полем спин-переориентационного фазового перехода первого рода, как правило, возникает магнитное промежуточное состояние с периодическим чередованием исходной антиферромагнитной фазы и высокополевой фазы [8,9]. В этом случае кроме спектроскопического метода может оказаться полезным магнитооптический метод исследования — наиболее прямой метод изучения магнитного промежуточного состояния [10,11]. Целью данной работы было спек-

троскопическое и магнитооптическое исследования спин-переориентационного фазового перехода в ферроборате тербия $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

2. Эксперимент

Монокристаллы $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ выращивались из раствора–расплава по методике, описанной в [12]. Образцы имели форму плоскопараллельных пластинок толщиной 1 и 0,11 мм, ориентированных перпендикулярно оси третьего порядка.

Для исследования спектров поглощения использовался спектральный прибор ДФС-13; регистрация света осуществлялась с помощью линейки светочувствительных диодов, входящей в состав многоканального оптического анализатора. Спектральное разрешение составляло около 0,35 см^{-1} . Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

Рассеяние света в области фазового перехода исследовалось при засветке образца монохроматическим светом, полученным при помощи дифракционного монохроматора, а также излучением гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм). Регистрация рассеянного света осуществлялась с помощью ФЭУ. Для того чтобы строить зависимость оптического сигнала непосредственно от магнитного поля, применялся многоканальный аналогово-цифровой преобразователь, на который подавались сигналы, пропорциональные напряжению с ФЭУ и току в соленоиде. Преобразованные сигналы передавались в компьютер в режиме реального времени.

Исследования неоднородных магнитных состояний, образующихся в области фазового перехода, проводили с помощью визуальных поляризационных наблюдений, а также путем измерения полевых зависимостей вращения плоскости поляризации света. Для визуальных поляризационных наблюдений применялась оптическая схема поляризационного микроскопа. Измерение полевых зависимостей плоскости поляризации света проводилось с помощью модуляционной методики с модуляцией света по плоскости поляризации и синхронным детектированием. В качестве источника света при этих измерениях использовался гелий-неоновый лазер.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Спектры поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ во внешнем магнитном поле, направленном вдоль легкой оси кристалла

Исследования оптических спектров поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при различных температурах (2–70 К) представлены в более ранней работе [13]. При понижении температуры ниже T_N в α -поляризованном спектре ($\mathbf{k} \parallel C_3$) было обнаружено расщепление трех линий поглощения в области перехода ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$. Максимальные величины расщеплений оказались раз-

личными для трех линий (4,7, 15,7 и 20 см^{-1}) и меньше расщепления, наблюдавшегося для перехода ${}^7F_6 \rightarrow {}^7F_2$ [7], поэтому их естественно связать с расщеплением возбужденных уровней тербия в эффективном поле магнитно-упорядоченной подсистемы железа.

На рис. 1,а (нижняя кривая) представлен спектр поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области перехода ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ в отсутствие внешнего магнитного поля при температуре 2 К. Линии, образовавшиеся в результате расщеп-

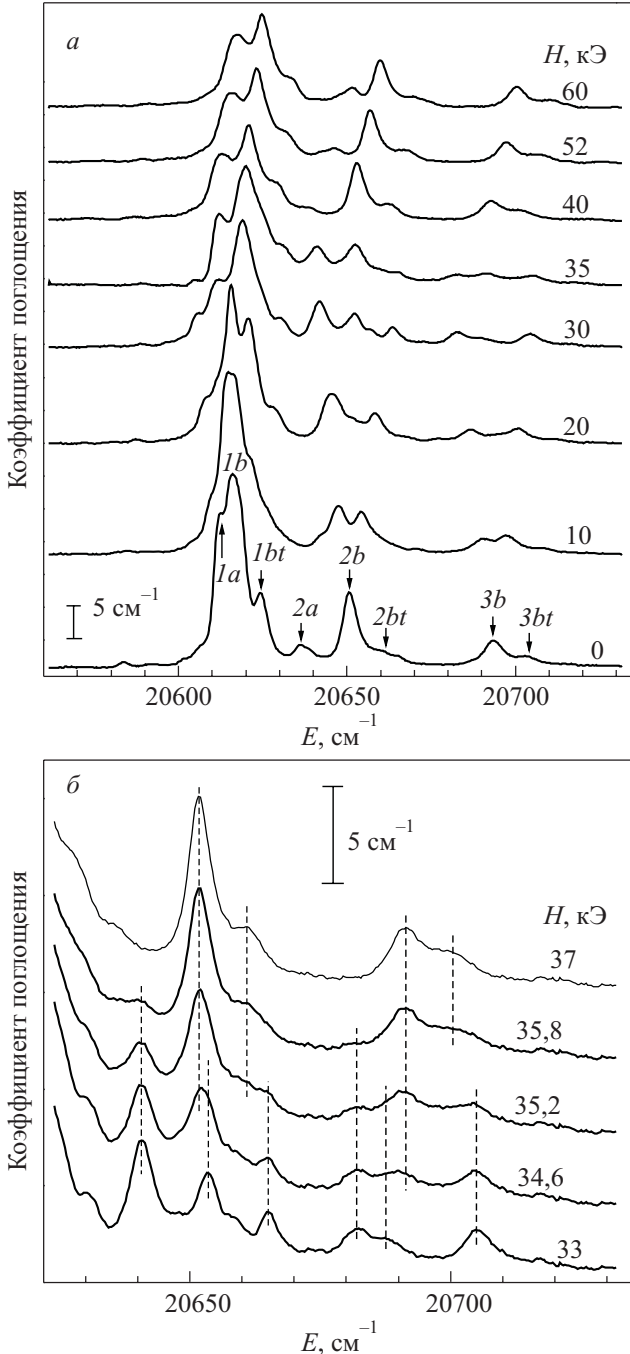


Рис. 1. Спектр поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области перехода ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ в Tb^{3+} (α -поляризация) во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel C_3$, $T = 2$ К (а); участок спектра в интервале полей, соответствующем спин-переориентационному фазовому переходу (б).

ления трех дублетов, обозначены как 1а, 1б, 2а, 2б и 3б (линия 3а не наблюдается при $T = 2$ К, так как соответствует переходу с верхнего подуровня основного состояния [13]). Линии, обозначенные индексом «bt», повторяющие температурное поведение соответствующих линий без индекса «t», интерпретировались как фононные крылья электронных линий поглощения [13].

Спектры поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ исследовались во внешнем магнитном поле, направленном вдоль легкой оси кристалла C_3 , при температуре 2 К. Соответствующая серия спектров представлена на рис. 1,а и 1,б, а зависимости энергий линий от напряженности поля — на рис. 2. При $H < H_c$ наблюдается линейное по напряженности поля расщепление линий, обусловленное неэквивалентностью магнитных подрешеток тербия по отношению к внешнему магнитному полю. В высокополевой магнитной фазе неэквивалентность подрешеток исчезает; соответственно, происходит перестройка спектра поглощения, сопровождающаяся уменьшением количества линий и изменением положений существующих линий.

Остановимся подробнее на поведении линий непосредственно в области спин-переориентационного перехода. Как известно, исследование спектров в области фазового перехода может дать достаточно точные сведения о роде перехода. Так, скачкообразное изменение положений линий при фазовом переходе, а также одновременное присутствие в спектре линий, соответствую-

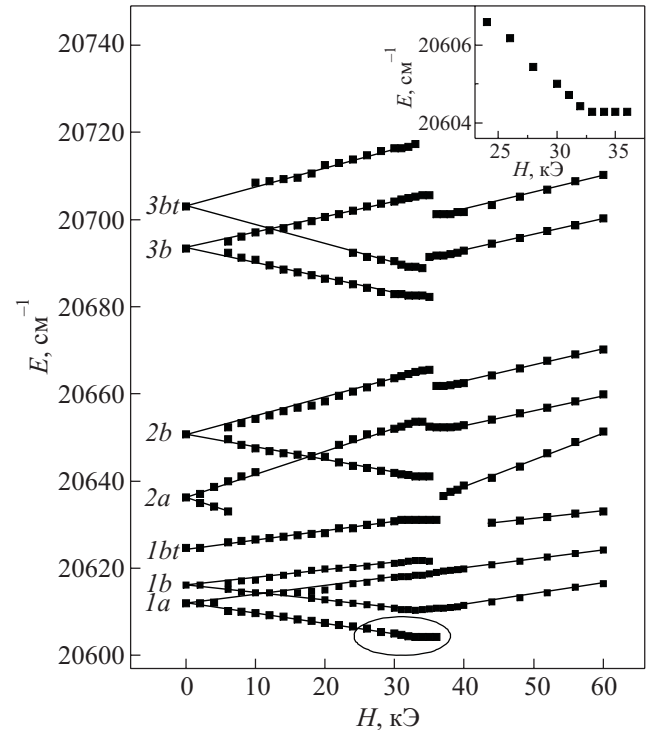


Рис. 2. Зависимости положений линий поглощения $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (оптический переход ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ в Tb^{3+}) от напряженности внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel C_3$. $T = 2$ К. На вставке — фрагмент зависимости $E(H)$ низкочастотной компоненты линии 1а в области фазового перехода.

ющих антиферромагнитной и высокополевой фазе, указывают на наличие промежуточного состояния [10,14].

На рис. 1,б показан участок спектра поглощения $TbFe_3(VO_3)_4$, на котором можно наиболее отчетливо проследить характер поведения линий поглощения в области спин-переориентационного перехода (33–37 кЭ). На рис. 1,б и 2 видно, что положения линий при фазовом переходе изменяются скачкообразно; кроме того, в некотором интервале полей можно наблюдать наложение спектров одновременно обеих сосуществующих фаз: антиферромагнитной и высокополевой (рис. 1,б). Обратим внимание также на тот факт, что в интервале полей, соответствующем фазовому переходу, энергии линий не изменяются с ростом напряженности внешнего поля (см. вставку к рис. 2). Это говорит о том, что внутреннее поле в кристалле в этой области остается постоянным, что также характерно для фазового перехода первого рода [10,15,16].

3.2. Эффект рассеяния света в области фазового спин-переориентационного перехода

При исследовании спектров поглощения $TbFe_3(VO_3)_4$ в магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel C_3$ было обнаружено, что интенсивность прошедшего через образец света заметно уменьшалась при прохождении области полей 33–37 кЭ. Зависимость пропускания образца толщиной 1 мм на частоте 20550 см^{-1} (вне линий поглощения тербия) от напряженности внешнего магнитного поля представлена на рис. 3,а. Видно, что в области спин-переориентационного перехода происходит значительное ослабление прямого прошедшего пучка света. Причина такого ослабления света — сильное рассеяние, возникающее в образце в области фазового перехода. На рис. 3,б представлена запись рассеянного света ($E = 20550 \text{ см}^{-1}$) в направлении, составляющем угол $\sim 1^\circ$ к направлению распространения прямого света. На полевых зависимостях как прошедшего, так и рассеянного света (рис. 3) наблюдается небольшой гистерезис ($\sim 0,3 \text{ кЭ}$).

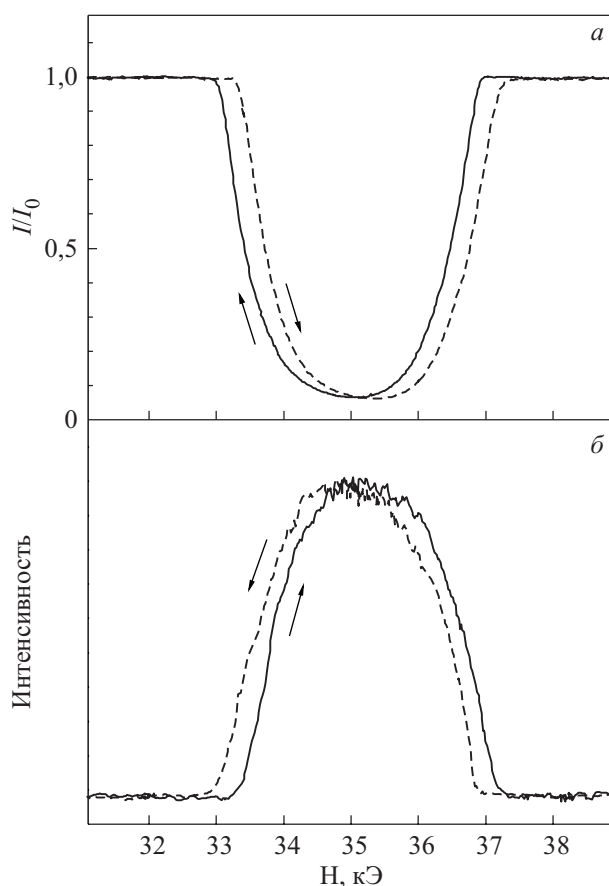


Рис. 3. Зависимости интенсивности прошедшего через образец света с $E = 20550 \text{ см}^{-1}$ (а) и рассеянного света (б) от напряженности внешнего магнитного поля в окрестности спин-переориентационного перехода. Стрелками показано направление изменения магнитного поля. Толщина образца 1 мм. $\mathbf{H} \parallel C_3, \mathbf{k} \parallel C_3, T = 2 \text{ К}$.

Если направить свет, выходящий из образца, на экран, то можно проследить за тем, как изменяется картина рассеяния света в зависимости от внешнего магнитного поля. Пример такой картины для лазерного света (длина волны 633 нм) представлен на рис. 4. В отсутствие магнитного поля, а также в полях, не пре-

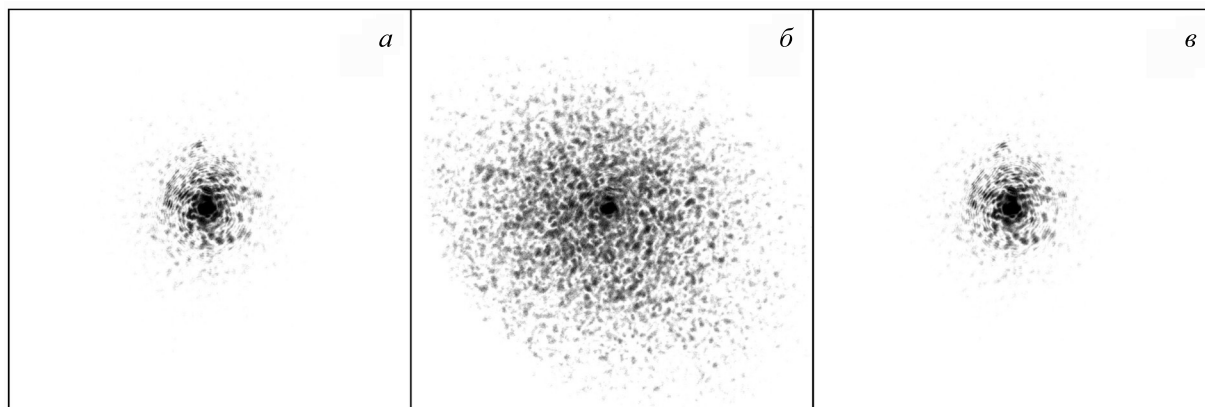


Рис. 4. Фотографии картины рассеяния лазерного света образцом при различных значениях напряженности магнитного поля: ниже области фазового перехода ($H = 31 \text{ кЭ}$) (а); в области перехода ($H = 35 \text{ кЭ}$) (б); выше перехода ($H = 39 \text{ кЭ}$) (в). Толщина образца 1 мм. $T = 2 \text{ К}$.

вышающих 33 кЭ, вокруг центрального луча имеется небольшое пятно рассеянного света (рис. 4,а), форма и интенсивность которого не меняются в интервале полей 0–33 кЭ. При прохождении области фазового перехода (33–37 кЭ) интенсивность центрального пучка падает, а вокруг него образуется широкий ореол рассеянного света. Этот эффект представлен на фотографии 4,б (угловой радиус пятна составляет примерно 4° и ограничивается апертурой криостата). Выше области фазового перехода картина рассеяния приобретает такой же вид, как и ниже перехода (рис. 4,в). При засветке образца как линейно-поляризованным, так и неполяризованным светом картина рассеяния остается одинаковой.

Необходимо отметить, что рассеяние света в направлении, противоположном направлению падающего света, практически не наблюдается. Подавляющая часть света рассеивается «вперед», что характерно для случая, когда рассеивающие частицы соизмеримы или больше длины волны [17]. Такими рассеивающими частицами могут быть магнитные домены, возникающие в области спин-переориентационного фазового перехода.

3.3. Визуальное наблюдение доменной структуры магнитного промежуточного состояния

Для того чтобы убедиться в присутствии магнитно-неоднородного состояния в области фазового перехода, были проведены визуальные поляризационные исследования на длине волны 546 нм. На рис. 5 представлены фотографии доменной структуры магнитного промежуточного состояния $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при температуре 8,3 К в интервале полей 37,6–42,6 кЭ. Светлые

области на фотографиях соответствуют высокополевой магнитной фазе. На фото 1 представлен образец до фазового перехода в магнитном поле $H = 37,6$ кЭ. Как правило, высокополевая фаза появлялась в виде цилиндрических магнитных доменов в магнитном поле $H_1 = 38,8$ кЭ (фотография 2). Диаметр доменов в этом магнитном поле составлял около 8 мкм. При увеличении магнитного поля цилиндрические магнитные домены преобразовывались в лабиринтную магнитную доменную структуру, период которой при $H = 41,3$ кЭ составлял примерно 16 мкм (фотографии 5–7). Дальнейшее увеличение магнитного поля до $H_2 = 42,6$ кЭ приводило к однородному намагниченному состоянию (фотография 8).

Естественно предположить, что магнитные домены, возникающие в области фазового перехода, и являются теми оптическими неоднородностями, на которых рассеивается свет. Как следует из визуальных наблюдений, размер этих оптических неоднородностей больше длины волны света, что согласуется с уже приведенными экспериментами по рассеянию света.

Эффект дифракции света на магнитных доменах впервые был обнаружен в ферромагнитном SrBr_2 [18,19]. Природа данного эффекта связывалась с наличием у кристалла большого фарадеевского вращения, знак которого зависит от направления вектора намагниченности. Таким образом, в доменной периодической структуре пространственная модуляция намагниченности приводит к пространственной модуляции оптических свойств.

В связи с этим представляет интерес исследование фарадеевского вращения в $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и его возможной корреляции с эффектом рассеяния света.

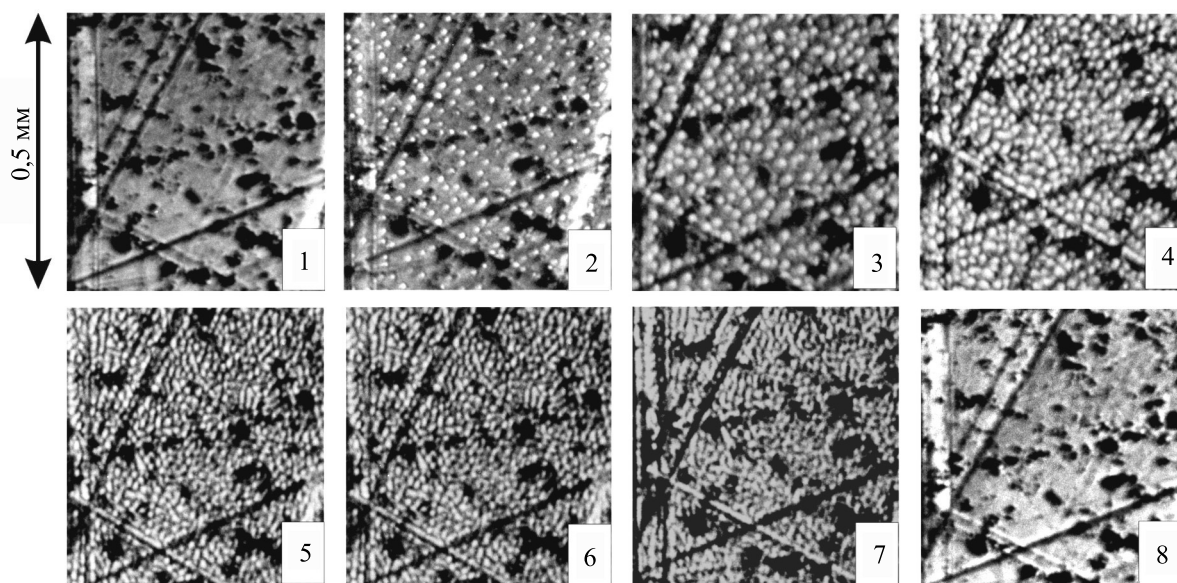


Рис. 5. Доменная структура магнитного промежуточного состояния в $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $T = 8,3$ К в магнитном поле $H \parallel C_3$ (темные области соответствуют антиферромагнитной фазе, светлые — высокополевой магнитной фазе) в различных магнитных полях H , кЭ: 37,6 (1), 38,8 (2), 39 (3), 39,5 (4), 40,1 (5), 41,3 (6), 42,2 (7), 42,6 (8). Толщина образца 0,11 мм.

3.4. Эффект Фарадея и его связь с эффектом рассеяния света

Как упоминалось выше, после спин-переориентационного фазового перехода магнитные моменты тербия ориентируются вдоль внешнего поля, а магнитные моменты железа — почти перпендикулярно полю. Вклад во вращение плоскости поляризации света в магнитном поле может вносить как подсистема тербия, так и подсистема железа. Однако обменное взаимодействие в подсистеме ионов железа достаточно велико ($H_E = 705$ кЭ [5]), поэтому в исследуемом интервале полей намагниченность железной подсистемы вдоль поля (и вдоль распространения света) незначительна, а следовательно, преобладающий вклад в фарадеевское вращение должна вносить подсистема тербия.

На рис. 6 представлены полевые зависимости вращения плоскости поляризации света $\varphi(H)$, измеренные при температурах $T = 2, 8,3, 11,3$ и $13,2$ К при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$. В области спин-переориентационного фазового перехода наблюдается скачок на кривых $\varphi(H)$. Как видно на рис. 6, с увеличением температуры происходит уменьшение величины скачка и смещение его в область высоких полей.

Таким образом, измерения показывают, что в высокополевой фазе кристалл $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ обладает довольно большим фарадеевским вращением (около 40° для образца толщиной $0,11$ мм). В то же время в антиферромагнитной фазе вблизи области перехода при температуре 2 К вращение практически отсутствует. Поэтому возникновение промежуточного состояния с пространственным чередованием двух фаз может создавать в кристалле значительные оптические неоднородности, вызывающие рассеяние света. Из величин фарадеевского вращения можно оценить разность показателей преломления в антиферромагнитной и высоко-

копелевой фазах для циркулярно поляризованных мод: $\Delta n \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ при $T = 2$ К.

К другим возможным причинам появления рассеяния можно отнести возникающее при спин-флоп переходе в подсистеме железа при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ магнитное линейное двупреломление. Оно отсутствует в антиферромагнитной фазе и появляется, когда магнитные моменты железа становятся перпендикулярными полю и перпендикулярными направлению распространения света. В этом случае в кристалле могут возникнуть три типа доменов высокополевой фазы. Кроме того, при спин-переориентационном переходе в кристалле могут возникать структурные искажения, связанные с магнитострикцией [13,20,21]; они также могут вносить вклад в линейное двупреломление. Действительно, визуальные исследования в скрещенных поляризаторах выше фазового перехода показали, что кроме циркулярного, присутствует и линейное магнитное двупреломление. Заметной оптической неоднородности в образце обнаружено не было. Это свидетельствует, по-видимому, о том, что в образце реализуется только один из трех типов доменов высокополевой фазы. Величина линейного двупреломления в магнитном поле $H = 43$ кЭ при $T = 6$ К не превышала $2 \cdot 10^{-4}$, что значительно меньше циркулярного двупреломления.

Были измерены также спектральные зависимости угла вращения плоскости поляризации и эффективности рассеяния света. Эти зависимости представлены на рис. 7. Эффективность рассеяния определялась как относительное ослабление центрального пучка света: $(I_0 - I_{\min})/I_0$, где I_0 — интенсивность центрального пучка вне фазового перехода, I_{\min} — то же самое во время перехода в точке наибольшего рассеяния. Спектральные зависимости эффекта Фарадея и рассеяния обнаруживают корреляцию этих двух эффектов (рис. 7). Более быстрый рост рассеяния при уменьшении длины

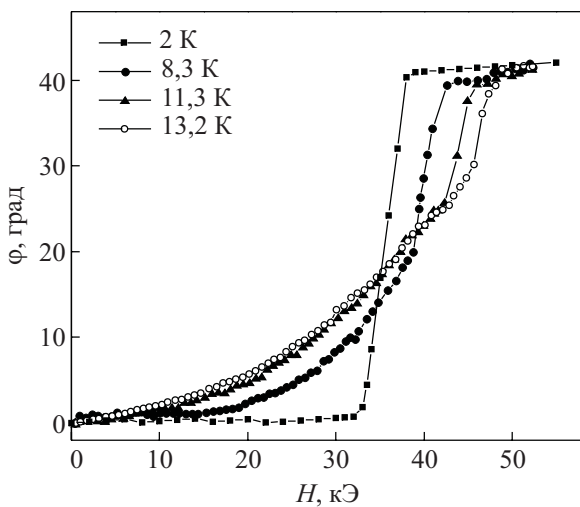


Рис. 6. Полевые зависимости вращения плоскости поляризации лазерного света ($\lambda = 633$ нм) при различных температурах в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$. Толщина образца $0,11$ мм.

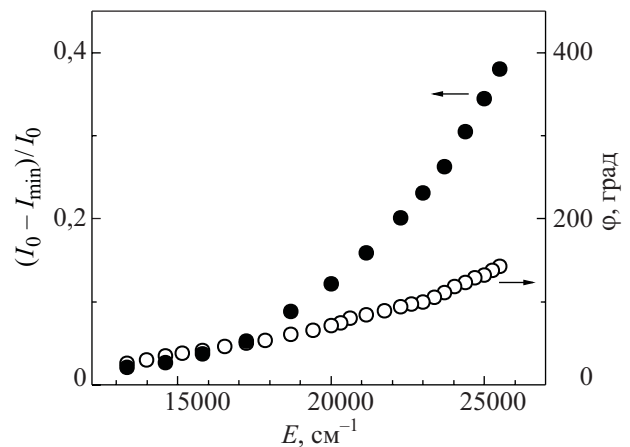


Рис. 7. Спектральные зависимости эффективности рассеяния света в области фазового перехода ($H = 35$ кЭ) и угла вращения плоскости поляризации в высокополевой фазе ($H = 40$ кЭ). Толщина образца $0,11$ мм. $T = 2$ К.

волны связан, вероятно, с уменьшением отношения длины волны и размера неоднородностей.

3.5. Фазовая H - T -диаграмма $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ и энергия межфазной стенки

Для определения области существования магнитного промежуточного состояния поля H_1 и H_2 измерялись как посредством визуального наблюдения, так и на основании полевых зависимостей вращения плоскости поляризации света при различных температурах (рис. 6). При $T = 2$ К были использованы также данные, полученные из полевых зависимостей рассеяния света.

Фазовая диаграмма H - T для антиферромагнетика $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ представлена на рис. 8. Отметим, что данные, полученные из магнитооптических измерений и из исследования рассеяния, довольно хорошо совпадают, что подтверждает взаимосвязь эффекта рассеяния с возникновением доменной структуры магнитного промежуточного состояния.

Исходя из периода лабиринтной доменной структуры, можно рассчитать энергию стенки между антиферромагнитной и высокополевой магнитной фазой. Эта энергия определяется следующим выражением [15]:

$$\sigma = \frac{D^2 \Delta M^2 \pi F(\rho)}{t}$$

Здесь t — толщина пластинки, D — период магнитной доменной структуры, ΔM — скачок намагниченности при фазовом переходе первого рода, ρ — концентрация магнитной фазы, $F(\rho)$ — функция от ρ [22]:

$$F(\rho) = \frac{1}{(2\pi)^2} - \frac{1}{8}(1-2\rho)^2 \ln 2 \quad \text{при } 1-2\rho \ll 1.$$

Подставляя значение $\Delta M \approx 330$ Гс, полученное из измерений полевых зависимостей намагниченности, а

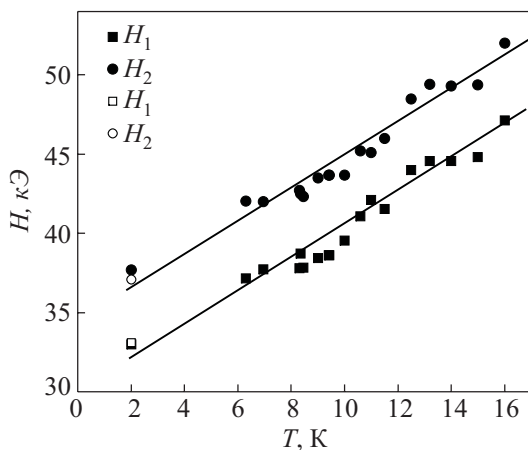


Рис. 8. Фазовая H - T -диаграмма ферробората тербия. Символами (■) и (●) обозначены поля H_1 и H_2 , полученные из магнитооптических исследований, (□) и (○) — полученные из экспериментов по рассеянию света. Сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации.

также $D \approx 16$ мкм, $t = 110$ мкм, $F(0,5) \approx 0,025$, получим $\sigma \approx 2$ эрг/см².

4. Заключение

Спектроскопические и магнитооптические исследования монокристалла $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ показали следующее.

В спектрах поглощения в области спин-переориентационного фазового перехода (33–37 кЭ при $T = 2$ К) присутствуют одновременно линии, относящиеся к двум магнитным фазам, что свидетельствует о возникновении магнитного промежуточного состояния. В этом же интервале магнитных полей наблюдается сильное рассеяние света кристаллом.

Визуальные поляризационно-оптические исследования в области фазового перехода показали, что высокополевая магнитная фаза зарождается в виде цилиндрических доменов и в дальнейшем преобразуется в лабиринтную структуру. Образование магнитной двухфазной доменной структуры, очевидно, и является причиной сильного рассеяния света кристаллом.

Проведенные измерения вращения плоскости поляризации и магнитного линейного двупреломления при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ установили, что в высокополевой магнитной фазе величина циркулярного двупреломления в $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ на порядок больше величины линейного двупреломления. Это дает основание предположить, что основным механизмом рассеяния света при спин-переориентационном переходе является циркулярное двупреломление. Это предположение подтверждается и фактом корреляции спектральных зависимостей эффективности рассеяния света и фарадеевского вращения.

Полученные магнитооптические данные позволили определить область существования магнитного промежуточного состояния в H - T -координатах, а также энергию стенки между антиферромагнитной и высокополевой магнитными фазами — 2 эрг/см².

Авторы выражают благодарность В.В. Еременко за интерес к работе и ряд полезных замечаний, а также В.И. Фомину и В.В. Славину за плодотворное обсуждение результатов.

1. А.Н. Васильев, Е.А. Попова, *ФНТ* **32**, 968 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 735 (2006)].
2. J.C. Joubert, W.White, and R. Roy, *J. Appl. Cryst.* **1**, 318 (1968).
3. S.A. Klimin, D. Fausti, A. Meetsma, L.N. Bezmaternykh, P.H.M. van Loosdrecht, and T.T.M. Palstra, *Acta Crystallogr.* **B61**, 481 (2005).
4. A.N. Vasiliev, E.A. Popova, I.A. Gudim, L.N. Bezmaternykh, and Z. Hiroi, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e382 (2006).
5. C. Ritter, A. Balaev, A. Vorotynov, G. Petrakovskii, D. Velikanov, V. Temerov, and I. Gudim, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 196227 (2007).

6. E.A. Popova, D.V. Volkov, A.N. Vasiliev, A.A. Demidov, N.P. Kolmakova, I.A. Gudim, and L.N. Bezmaternykh, *Phys. Rev.* **B75**, 224413 (2007).
7. М.Н. Попова, Е.П. Чукалина, Т.Н. Станиславчук, Л.П. Безматерных, *Изв. РАН, сер. физ.* **70**, 1652 (2006).
8. В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, *УФЖ* **156**, 47 (1988).
9. К.Л. Дудко, В.В. Еременко, В.М. Фридман, *ЖЭТФ* **61**, 678 (1971).
10. A.R. King and D. Paquette, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 662 (1973).
11. Н.Ф. Харченко, Г. Шимчак, В.В. Еременко, С.Л. Гнатченко, Р. Шимчак, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 258 (1977).
12. L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, I.A. Gudim, and N.A. Stolbovaуа, *Crystall. Rep.* **50**, Suppl. 1, 97 (2005).
13. А.В. Малаховский, С.Л. Гнатченко, И.С. Качур, В.Г. Пирятинская, А.Л. Сухачев, В.Л. Темеров, *Изв. РАН, серия физическая* **74**, 754 (2010).
14. А.А. Мильнер, Ю.А. Попков, В.В. Еременко, *Письма в ЖЭТФ* **18**, 39 (1973).
15. В.Г. Барьяхтар, А.Е. Боровик, В.А. Попов, *ЖЭТФ* **62**, 2233 (1972).
16. В.В. Еременко, А.В. Клочко, В.М. Науменко, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 479 (1982).
17. К.С. Шифрин, *Рассеяние света в мутной среде*, Гос. изд-во технико-теоретической литературы, Москва-Ленинград (1951).
18. J.F. Dillon, Jr., and J.P. Remeika, *J. Appl. Phys.* **34**, 637 (1963).
19. J.F. Dillon, Jr., Н. Kamimura, and J.P. Remeika, *J. Appl. Phys.* **34**, 1240 (1963).
20. Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, И.В. Билыч, А.А. Звягин, *ФНТ* **34**, 1142 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 901 (2008)].
21. U. Adem, L. Wang, D. Fausti, W. Schottenhamel, P.H.M. van Loosdrecht, A. Vasiliev, L.N. Bezmaternykh, B. Büchner, C. Hess, and R. Klingeler, *Phys. Rev.* **B82**, 064406 (2010).
22. В.А. Попов, *ФНТ* **1**, 1020 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 490 (1975)].

Spectroscopic and magneto-optical investigations of spin-reorientation phase transition in TbFe₃(BO₃)₄

S.L. Gnatchenko, I.S. Kachur, V.G. Piryatinskaya, V.A. Bedarev, M.I. Pashchenko, A.V. Malakhovskii, L.N. Bezmaternykh, A.L. Sukhachev, and V.L. Temerov

Spectroscopic and magneto-optical investigations of magnetic field induced spin-reorientation phase transition in antiferromagnetic terbium ferroborate TbFe₃(BO₃)₄ were performed. It is found that in the vicinity of the phase transition there appears a magnetic intermediate state with periodic alternation of initial phase domains and domains of high field magnetic phase. This results in an intensive light scattering by the crystal. It is shown that the main mechanism of light scattering is related to the large Faraday rotation in the high-field magnetic phase. Visual polarization investigations of the domain structure of the magnetic intermediate state were performed. The energy of domain wall between the antiferromagnetic and the high field magnetic phases was calculated. The region of existence region of the magnetic intermediate state was defined in the *H-T* coordinates.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;
78.40.-q Absorption and reflection spectra:
 visible and ultraviolet;
 78.20.Ls Magneto-optical effects.

Keywords: antiferromagnet, optical absorption spectrum, light scattering, rotation of polarization plane, spin-reorientation phase transition, magnetic intermediate state.