

Например, в  $n$ -Ge(Ni) такая размерность реализуется для фотоэлектронов, рекомбинация которых определяется центрами захватов трех типов. При этом можно написать полностью детерминированные уравнения динамики, решение которых позволяет понять природу хаоса. Для магнитных полупроводников  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  природа возникновения хаоса пока не ясна. Для его возбуждения не требуется светового облучения, а необходимым условием является лишь наличие  $n$ -типа проводимости. По-видимому, в этих материалах немаловажную роль играет магнитная подсистема, так как хаос развивается в условиях появления ближнего магнитного порядка вблизи парамагнитной температуры Кюри.

В данной работе сообщается об обнаружении стохастических явлений в электрической подсистеме, однако, как следует из работы [6], стохастические явления существуют и в магнитной подсистеме, которые были обнаружены при исследовании характера поведения второй гармоники намагниченности вблизи температуры Кюри в условиях динамического возбуждения переменным магнитным полем.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Бумялене С. Б., Пожела Ю. К., Тамашьявичюс А. В. ФТП, 1986, т. 20, № 7, с. 1327—1329.
- [2] Bagdiev E. G., Shikhsaidov M. Sh. Phys. St. Sol. (a), 1982, vol. 73, N 1, p. 287—292.
- [3] Голык Л. Л., Паксеев В. Е., Елинсон М. И., Якушин В. К. ФТП, 1986, т. 20, № 11, с. 2084—2091.
- [4] Seiler D. G., Littler C. L., Justice R. J., Milonni P. W. Phys. Lett., 1985, vol. 108A, N 9, p. 462—464.
- [5] Саланский Н. М., Дрокин Н. А., Чернов В. К., Борисов А. Н. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 4, с. 1317—1323.
- [6] Лузянин И. Д., Хавронин В. П. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 5, с. 1798—1801.

Институт физики им. Л. В. Киренского  
СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
10 июля 1987 г.

УДК 537.632

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

## ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ В ТЕРБИЕВОМ ОРТОФЕРРИТЕ

Е. А. Балыкина, Е. А. Ганьшина, Г. С. Кринчик

Существование на поверхности магнитных кристаллов переходного макроскопического слоя, магнитное состояние которого отличается от объемного, впервые обнаружено в слабых ферромагнетиках. При исследовании магнитооптических эффектов отражения на небазисных гранях гематита обнаружено, что приповерхностный слой ведет себя как одноосный слабый ферромагнетик, тогда как гематит является кристаллом с анизотропией типа «легкая плоскость» [1]. Можно предположить, что в слабых ферромагнетиках ортоферритах в области спин-переориентационных переходов, где первая константа анизотропии мала, конкуренция объемной и поверхностной анизотропии приведет к смещению точек фазового перехода на поверхности. Так, в  $\text{ErFeO}_3$  на грани (010) обнаружено сильное смещение температуры начала переориентации  $G_x F_x \rightarrow G_z F_z$  в высокотемпературную область до  $T=140$  К [2]. Соответствующая температура спин-переориентационного перехода для объема кристалла составляла 100 К. Это означает, что с позиций феноменологической теории

область смены знака эффективной константы анизотропии повысилась на несколько десятков градусов в поверхностном слое.

В настоящей работе приведены результаты исследования магнито-оптических эффектов отражения в  $\text{TbFeO}_3$ . Были измерены температурные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в  $\text{TbFeO}_3$ , в котором при понижении температуры до 6.5 К происходит переориентация спинов ионов  $\text{Fe}^{3+} G_x F_z \rightarrow G_z F_x$  [3, 4]. Измерения ЭЭК были проведены на трех образцах. Образец № 1 представлял собой зеркальную грань (110) монокристалла, выращенного методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве в проблемной лаборатории магнетизма МГУ. Две пластинки, ориентированные в плоскостях (010) (№ 2) и (100) (№ 3), были вырезаны из монокристалла  $\text{TbFeO}_3$ , полученного методом зонной плавки с радиационным нагревом [5]. Измерения на образце № 1 были

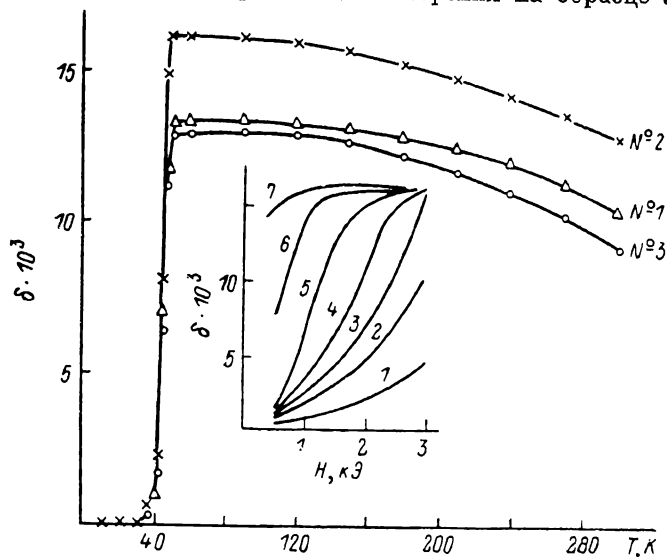


Рис. 1. Температурная зависимость ЭЭК в области спектрального максимума 3.0 эВ. Угол падения света  $65^\circ$ . Магнитное поле  $H=0.5$  кЭ и параллельно оси [001]. Образцы № 1 — (110), № 2 — (010), № 3 — (100). На вставке — полевые зависимости ЭЭК в образце № 2 для различных температур.  $T, \text{K}$ : 1 — 25, 2 — 30, 3 — 33, 4 — 37, 5 — 40, 6 — 45, 7 — 50.

проведены без предварительной обработки поверхности (на естественной зеркальной грани) и после отжига на воздухе при  $T=1200^\circ\text{C}$  в течение 5 часов. Пластинки образцов № 2 и № 3 после механической полировки проходили трехчасовой отжиг на воздухе при  $1200^\circ\text{C}$ . Образец № 2 после контрольных измерений подвергался травлению в ортофосфорной кислоте при  $300^\circ\text{C}$  в течение двух минут. Образцы помещались в проточный гелиевый криостат, позволяющий проводить измерения в области температур 10—300 К. Использовалась геометрия ЭЭК, в которой измерялось относительное изменение интенсивности  $p$ -компоненты света, отраженного от образца, при перемагничивании его переменным магнитным полем. Направление магнитного поля параллельно плоскости образца и перпендикулярно плоскости падения света. Чувствительность установки составляла  $10^{-5}$ .

На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭЭК в области спектрального максимума 3.0 эВ [2], измеренные в магнитном поле 0.5 кЭ, параллельном направлению [001]. При понижении температуры до  $(50 \pm 1)$  К во всех образцах наблюдалось резкое уменьшение эффекта до нуля в узком температурном интервале. Увеличение магнитного поля приводило к смещению ( $\sim 6$  К/кЭ) температуры излома на кривых  $\delta(T)$  в сторону низких температур. На вставке рис. 1 показаны полевые зависимости ЭЭК в образце № 2 для ряда температур.

Чтобы выяснить тип наблюдаемого спин-переориентационного перехода, мы провели измерения ЭЭК в магнитном поле  $H \parallel [100]$  для образца

№ 2. На рис. 2 приведены поляризационные зависимости наблюдаемого магнитооптического эффекта для разных температур. При высоких температурах вид поляризационных зависимостей соответствует интенсивностному меридиональному эффекту Керра (ИМЭК) [6], который обусловлен наличием продольной компоненты намагниченности  $F_z$ . Перемагничивание образца осуществляется за счет малой компоненты проекции магнитного поля на ось [001]. При понижении температуры до 50 К ИМЭК скачком исчезал. Приложение магнитного поля  $H \parallel [100]$  вызывало появление ЭЭК, величина которого возрастала при приближении к критической температуре фазового перехода в объеме. На рис. 2 на вставке приведены по-

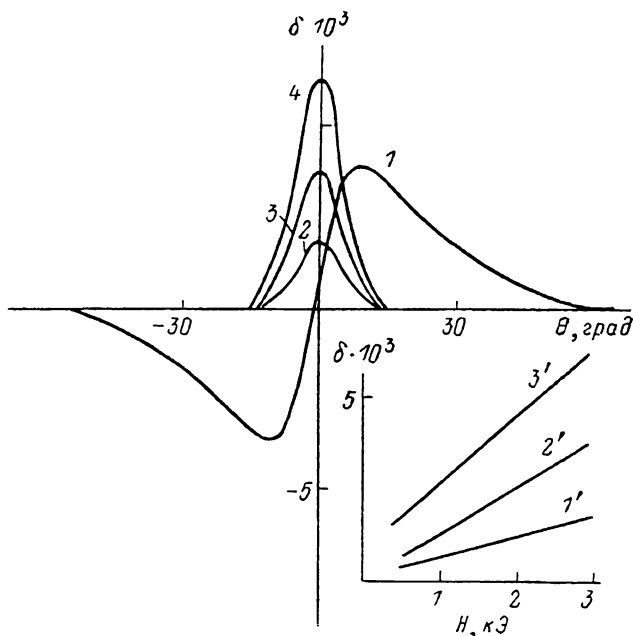


Рис. 2. Зависимость магнитооптического эффекта в области спектрального максимума 3.0 эВ от азимута поляризации падающего света для образца № 2.

Угол падения света  $65^\circ$ .  $H=3$  кЭ и параллельно оси [100].  $\theta=0$  соответствует р-компоненте падающего света. Т, К: 1 — 295, 2 — 40, 3 — 23, 4 — 10. На вставке — полевые зависимости ЭЭК. Т, К: 1' — 40, 2' — 23, 3' — 10.

вые зависимости данного эффекта для нескольких температур. Для образца № 3 ниже 50 К не наблюдалось никаких магнитооптических эффектов в магнитном поле до 3 кЭ, направленном вдоль оси [010]. Из приведенных результатов следует, что при температурах ниже 50 К в приповерхностном слое  $TbFeO_3$  не происходит спонтанного поворота спинов в состояние  $G_x F_x$ , а осуществляется переход типа Морина  $G_x F_x \rightarrow G_y$ . Таким образом, в отсутствие магнитного поля на поверхности  $TbFeO_3$  существует переходный слой, в котором происходит поворот вектора антиферромагнетизма на  $90^\circ$   $G_x \rightarrow G_y$  и изменение вектора ферромагнетизма от  $F_z$  до 0. Приложение сравнительно слабого магнитного поля (до 3 кЭ) вдоль оси [001] производит полное «стирание» поверхностного магнетизма в области температур 35—50 К (вставка на рис. 1). Приложение таких же полей вдоль оси [100] действует слабее, т. е. критическое поле спин-переро- ориентационного перехода  $G_y \rightarrow G_x F_x$  в этом случае имеет большую величину.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Кринчик Г. С., Зубов В. Е. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 5, с. 307—312.  
 [2] Балькина Е. А., Ганьшина Е. А., Кринчик Г. С. ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 11, с. 1879—1887.

- [3] Деркаченко В. Н., Кадошцева А. М., Крынецкий И. Б. и др. Тезисы Всесоюзного совещания по физике низких температур, НТ-19, АН БССР, 1976, с. 594—595.
- [4] Bougee J. E., Natann J. J. Phys., 1975, vol. 36, N 5, p. 391—402.
- [5] Балбашов А. М., Черволенкис А. Я., Антонов А. В., Бахтеузов В. Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, т. 35, № 6, с. 1243—1247.
- [6] Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Эгамов Ш. В. ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 2, с. 714—719.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
15 июля 1987 г.

УДК 537.226.4; 538.956

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, N 2, 1988

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПИРАРГИРИТА В ИНТЕРВАЛЕ 80—300 К

Д. Ф. Байса, Д. Д. Колендрицкий, М. И. Головей, И. Ю. Роман,  
А. И. Коваленко

Монокристаллы пираргирита ( $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$ ), как и прустита, обладают рядом необычных физических свойств, а также являются перспективными материалами для применения в оптоэлектронике, акустике, квантовой электронике, что и обуславливает в настоящее время их всестороннее исследование. Изучению же температурной зависимости фундаментального поглощения в этих кристаллах посвящено всего несколько работ [1, 2], некоторые результаты которых противоречивы. В [1], например, показано, что при больших коэффициентах поглощения  $K$  имеют место прямые разрешенные переходы, тогда как при  $K \approx 0 - 350 \text{ см}^{-1}$  — не прямые переходы. Причем ход спектральной зависимости  $K$  в температурной области 77—300 К существенно не изменяется. Однако в [2] приводятся данные, свидетельствующие о том, что такое изменение имеет место при  $T \approx 150 \text{ К}$  и только для  $E$  (вектор напряженности электрического поля световой волны) параллельно  $C$  (оптическая ось кристалла), из чего делается вывод об изменении типа зона-зонных переходов. Авторы считают, что при этом скачком изменяется пороговое значение энергии прямых переходов, что может свидетельствовать о существовании в монокристаллах пираргирита фазового перехода I рода. Однако, это не подтверждается другими независимыми измерениями, хотя особенности некоторых физических свойств в этой температурной области наблюдались [3, 4]. Все это свидетельствует о том, что нет единой точки зрения относительно типа междузонных переходов в монокристалле пираргирита и особенностей их поведения при изменении температуры от 300 до 80 К. Для выяснения этих вопросов были проведены детальные температурные исследования края поглощения монокристаллов пираргирита в поляризованном свете при больших  $K$ .

Исследования проводились на монокристаллах пираргирита, выращенных методом Бриджмена. После ориентации слитков на рентгеновской установке из них вырезались плоскопараллельные пластинки так, что оптическая ось  $C$  находилась в плоскости образца. Толщина образцов  $d$  изменялась от 20 до 30 мкм. Установка для измерения спектров поглощения была собрана на базе монохроматора SPM-2 с фотоэлектрической приставкой (ФЭУ-106). В качестве поляризатора использовалась призма Николя. Спектральная ширина щели составляла 0.001—0.002 эВ. Точ-