

- [9] Manthiram A., Goodenough J. B. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 5. P. 420—422.
- [10] Свойства неорганических соединений. Справочник. Л.: Химия, 1983. 390 с.
- [11] Latimer W. M. // The Oxidation States of the Elements and Their Potentials in Aqueous Solutions. N. Y., Prentice-Hall, Inc., 1952. 392 p.
- [12] Черник И. А., Лыков С. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1400.
- [13] Cava R. J., Batlogg B., Krajewski J. J., Farrow R. et al. // Nature. V. 332. P. 814—815.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
19 декабря 1988 г.

УДК 537.622.5; 537.632

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

*В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик, В. Н. Селезнев, М. Б. Стругацкий*

В работах [1, 2] на естественных небазисных гранях монокристаллов бората железа ( $\text{FeVO}_3$ ) магнитооптическим методом при комнатной температуре исследован поверхностный магнетизм — макроскопический переходный магнитный слой, обусловленный поверхностной магнитной анизотропией. Анизотропия появляется вследствие изменения симметрии окружения приповерхностных магнитных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . С помощью магнитооптических экваториального (ЭЭК) и полярного (ПЭК) эффектов Керра были исследованы грани кристаллов  $\text{FeVO}_3$  типа  $(10\bar{1}4)$ ,  $(11\bar{2}0)$  и  $(11\bar{2}3)$ . Оказалось, что на гранях типа  $(10\bar{1}4)$  имеется одноосная магнитная анизотропия, которая существенно отличается от анизотропии в объеме. Ось легкого намагничивания (ЛО) на поверхности перпендикулярна линии пересечения грани  $(10\bar{1}4)$  с базисной гранью  $(0001)$ . Критическое поле  $H_k$ , при котором происходит стирание поверхностного магнетизма, направлено вдоль линии пересечения граней  $(10\bar{1}4)$  и  $(001)$  — трудной оси (ТО) — и равно 1.6 кЭ. На гранях типа  $(11\bar{2}0)$  и  $(11\bar{2}3)$  поверхностная анизотропия оказалась малой, и зарегистрировать ее с помощью эффектов Керра не удалось. Развита в [1] теория, учитывающая магнитодипольное взаимодействие приповерхностных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , правильно описывает симметрию наблюдающейся поверхностной анизотропии, а рассчитанные значения  $H_k$  по порядку величины совпадают с измеренными.

Одним из путей дальнейшего изучения поверхностного магнетизма бората железа является вариация его магнитных параметров и исследование влияния этой вариации на поверхностные магнитные характеристики. Варьировать можно, например, намагниченность подрешеток кристалла, изменяя его температуру или разбавляя магнитные подрешетки немагнитными ионами. Целью настоящей работы является исследование температурной зависимости константы поверхностной анизотропии на гранях типа  $(10\bar{1}4)$  кристаллов  $\text{FeVO}_3$  при изменении температуры от азотной до точки Нееля.

Температурная зависимость поверхностной анизотропии изучалась с помощью ЭЭК. Поскольку эффекты Керра пропорциональны намагниченности приповерхностного слоя магнетика, то путем измерения ЭЭК определялись кривые намагничивания тонкого слоя (толщиной менее 0.1 мкм) кристаллов  $\text{FeVO}_3$ . Полевые зависимости ЭЭК измерялись в спектральном максимуме эффекта при  $\hbar\omega = 3.5$  эВ [1]. Для исследований при азотной температуре использовался вакуумный оптический криостат.

От комнатной до температуры Нееля ( $T=348$  К) измерения выполнялись в продувном термостате в потоке подогреваемого воздуха. Температура определялась расположенной рядом с образцом медь-константановой термопарой.

Намагничивание грани  $(10\bar{1}4)$  производилось в двух основных направлениях: вдоль линии пересечения исследуемой грани с базисной и перпендикулярно этой линии в плоскости  $(10\bar{1}4)$ . От азотной температуры до точки Нееля линия пересечения граней  $(10\bar{1}4)$  и  $(0001)$  является осью трудного намагничивания. Поскольку образец помещался в криостат или термостат, то зазор используемого магнита был достаточно большим (24 мм) и максимальное поле в зазоре составляло 1 кЭ. Этого поля, как правило, не хватало для намагничивания поверхности кристалла до насыщения вдоль ТО. Поэтому для нормирования кривых намагничивания, снятых вдоль ТО, измерялись кривые намагничивания вдоль ЛО.

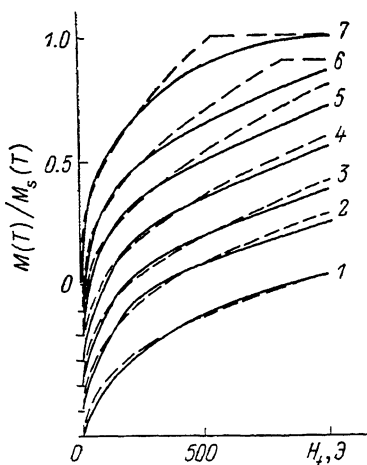


Рис. 1. Кривые намагничивания приповерхностного слоя на грани  $(10\bar{1}4)$  кристалла  $\text{FeVO}_3$  в трудном направлении, измеренные с помощью ЭЭК при различных температурах.  
 $T$ , К: 1 — 77, 2 — 300, 3 — 313, 4 — 323, 5 — 333, 6 — 338, 7 — 343.

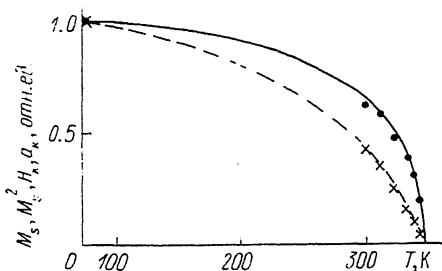


Рис. 2.

На рис. 1 изображены нормированные кривые намагничивания поверхности на грани типа  $(10\bar{1}4)$ , измеренные вдоль ТО при различных температурах (сплошные линии).

Определение поля  $H_k$  производилось с использованием уравнения

$$-H_k^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \varphi_0\right) + \frac{H_k^{1/2}}{4} \sin 2\varphi_0 = 0, \quad (1)$$

описывающего процесс намагничивания поверхности кристалла в направлении ТО. Здесь  $H_t$  — проекция внешнего поля на ТО;  $\varphi_0$  — угол, определяющий ориентацию вектора антиферромагнетизма в базисной плоскости; проекция намагниченности на направление ТО определяется выражением  $M_s \sin \varphi_0$ , где  $M_s$  — результирующая намагниченность кристалла при данной температуре. Формулу (1) нетрудно получить, используя результаты теории, развитой в [1] и описывающей приповерхностный переходный магнитный слой в  $\text{FeVO}_3$  во внешнем магнитном поле. При  $H_t \rightarrow H_k$  происходит стирание поверхностного магнетизма, при этом  $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$ .

С помощью уравнения (1) были определены значения  $H_k$  для кривых намагничивания при разных температурах. Методом наименьших квадратов параметр  $H_k$  подбирался таким образом, чтобы уравнение (1) хорошо описывало соответствующую экспериментальную кривую в начальной и средней частях. Соответствующие теоретические кривые показаны на рис. 1 пунктиром. Затягивание экспериментальных кривых намагничивания при приближении намагниченности к насыщению может быть объяснено тем, что с ростом поля при  $H_t \geq H_k$  форма магнитооптического сигнала изменяется от синусоидальной к прямоугольной.

Температурная зависимость критического поля, определенного описанным способом, показана на рис. 2 точками. Сплошная кривая — температурная зависимость намагниченности кристалла  $\text{FeVO}_3$  (или намагниченность подрешеток  $I$ ) из работы [2]. Видно, что температурная зависимость  $H_k$  совпадает с зависимостью  $M_s(T)$ . На рис. 2, 2 представлена температурная зависимость константы одноосной поверхностной магнитной анизотропии  $a_k$  на грани типа  $(10\bar{1}4)$ . Значения  $a_k$  вычислены с помощью формулы

$$a_k = (AH_D/4B)^{1/2} H_k^{1/2},$$

которую можно получить, используя результаты работы [1];  $B$  — обменная константа;  $A$  — обменный параметр;  $H$  — поле Дзялошинского (в [1] параметр  $a_k$  обозначен через  $d-b$ ). Из этого рисунка видно, что при приближении температуры к точке Нееля  $a_k$  довольно быстро уменьшается и стремится к нулю при  $T \rightarrow T_N$ . В целом зависимость  $a_k(T)$  хорошо описывается кривой  $M_s^2(T)$  (рис. 2, штрихи). Зависимости  $M_s(T)$ ,  $M_s^2(T)$ ,  $a_k(T)$  и  $H_k(T)$  нормированы на значение соответствующей переменной при  $T=77$  К.

Выше указывалось, что наблюдающаяся магнитная анизотропия на поверхности различных граней кристаллов  $\text{FeVO}_3$  может быть описана при учете магнитодипольного взаимодействия приповерхностных магнитных ионов. Поскольку магнитодипольная энергия  $\text{FeVO}_3$  пропорциональна  $I^2(T)$ , а следовательно,  $M_s^2(T)$ , то отсюда можно сделать вывод о том, что предположение о магнитодипольном происхождении объясняет не только симметрию, величину, но и температурную зависимость поверхностной магнитной анизотропии в кристаллах бора та железа.

#### Список литературы

- [1] Зубов В. Е., Криничик Г. С., Селезнев В. Н., Стругацкий М. Б. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 10. С. 290—300.  
 [2] Зубов В. Е., Криничик Г. С., Селезнев В. Н., Стругацкий М. Б. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 902—903.  
 [3] Кадомцева А. М., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф., Селезнев В. Н., Усков В. В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 214—217.

Московский государственный  
 университет им. М. В. Ломоносова  
 Москва

Симферопольский государственный  
 университет им. М. В. Фрунзе  
 Симферополь

Поступило в Редакцию  
 23 декабря 1988 г.

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДЕЙТЕРИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДИГЛИЦИННИТРАТА

Н. И. Хасиневич, С. В. Родин, Е. Ф. Андреев, В. М. Варикаш

Глицинсодержащий сегнетоэлектрик диглициннитрат (ДГН) по своим структурным, физическим и химическим свойствам тесно примыкает к широко исследуемому и используемому в различных практических устройствах семейству кристаллов триглицинсульфата (ТГС). Фазовый переход второго рода типа порядок—беспорядок происходит в ДГН при температуре  $T_c=206$  К с изменением точечной группы симметрии  $2/m$  в парафазе на  $m$  в сегнетофазе [1–4]. Ориентация вектора спонтанной