УДК 537.61

"ПЕРЕКРЕСТНЫЕ" ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

А. К. Звездин

Рассмотрены новые магнитоэлектрические эффекты в одноосных магнитных сегнетоэлектриках: а) фазовый переход типа спин-флоп, индуцированный электрическим полем, б) переключение электрической поляризации магнитным полем, при электрическом и магнитном полях, ориентированных вдоль с-оси кристалла, т.е. вдоль спонтанной электрической поляризации или против нее. Предсказывается эффект индуцированной магнитным полем переориентации электрической поляризации между диагоналями куба в мультиферроике кубической симметрии. Приведены оценки величин электрического поля, индуцирующего спин-флоп – переход, и магнитного поля, переориентирующего электрическую поляризацию, в зависимости от электрических и магнитных параметров материала.

В работе [1] рассмотрены магнитные фазовые переходы в магнитном сегнетоэлектрике (мультиферроике) между спин-модулированной (несоразмерной) фазой IC и однородными антиферромагнитными фазами HS, индуцированные внешним электрическим полем. Такие переходы для краткости можно назвать "перекрестными", т.к. в них магнитное превращение происходит под влиянием электрического поля. Наоборот, переходы в электрической подсистеме могут быть индуцированы магнитным полем. Причиной или механизмом "перекрестных" фазовых переходов является магнитоэлектрическое взаимодействие. Фазовые переходы типа $IC \to HS$ характерны для сегнетоэлектрического антиферромагнетика $BiFeO_3$, в котором в нулевых внешних полях, т.е.

при $H = 0, E = 0$ магнитная структура является пространственно модулированной [2, 3]. Легирование $BiFeO_3$ лантаном или другими редкоземельными ионами приводит к однородной магнитной структуре [4]. Такое же превращение реализуется в тонких эпитаксиальных пленках $BiFeO_3$, выращенных на различно ориентированных подложках [5, 6]. Поэтому представляется практически важным исследовать возможность индуцирования перекрестных фазовых переходов между однородными фазами. Простейшими и характерными перекрестными фазовыми переходами для обсуждаемых материалов являются: а) спин-флоп в магнитной подсистеме, который в данном случае индуцируется электрическим полем, б) переключение электрической поляризации магнитным полем. Именно эти переходы теоретически изучаются в данной работе при ограничивающем условии, что внешние электрические и магнитные поля направлены вдоль оси c, т.е. вдоль спонтанной электрической поляризации или против нее.

Данная тематика привлекает к себе большое внимание [6], особенно в контексте спинтроники, т.к. в последние годы были обнаружены новые магнитоэлектрические материалы, в частности, на основе $BiFeO_3$ с гигантским магнитоэлектрическим эффектом ($3\,B/см Э$) при комнатной температуре [6 – 8].

Также как и в [1, 9], рассмотрим одноосный сегнетоэлектрический антиферромагнетик, плотность термодинамического потенциала которого представим в виде:

$$\mathcal{F}(\vec{l}, \vec{P}) = -\frac{\chi_\perp}{2}\left(H_{eff}^2 - (\vec{H}_{eff}\vec{n})^2\right) + \frac{a_1 P_z^2}{2} + \frac{a_2 P_z^4}{4} + \frac{d}{2}P_\perp^2 - \vec{P}\vec{E} + E_A(\vec{n}), \qquad (1)$$

где $\vec{n} = \frac{\vec{l}}{l}$ – единичный вектор, направленный вдоль вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$; P_z, $P_\perp$ – компоненты вектора электрической поляризации; $z\|c$ – оси кристалла; $\vec{E}$ – внешнее электрическое поле. Предполагается, что $a_1 < 0$, $a_2 > 0$, $d > 0$[1]. $E_A(\vec{n})$ – энергия магнитной анизотропии, конкретный вид которой будет определен ниже, $\chi_\perp$ – поперечная магнитная восприимчивость, $\vec{H}_{eff}$ – эффективное магнитное поле, действующее на спины антиферромагнитной подсистемы. Оно определяется следующим образом:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_{me}, \qquad (2)$$

[1]В теории сегнетоэлектриков принято раскладывать термодинамический потенциал (неполный) по степеням абстрактного параметра порядка η, который обладает определенными трансформационными свойствами относительно преобразований группы симметрии кристалла (см., например, [14]). В рассматриваемом случае предполагается, что он преобразуется как полярный вектор, это позволяет нам использовать для наглядности вектор электрической поляризации в качестве параметра порядка.

где $\vec{H}$ – внешнее магнитное поле, $\vec{H}_{me} = -\partial V_{me}/\partial\vec{M}$ – "магнитоэлектрическое" поле, V_{me} – энергия магнитоэлектрического взаимодействия, $\vec{M}$ – намагниченность антиферромагнитной подсистемы. Первое слагаемое в (1) представляет собой магнитную энергию антиферромагнетика, которая учитывает сильную анизотропию его магнитной восприимчивости. В данном случае пренебрегается продольной восприимчивостью $\chi_{\|}$ по сравнению с поперечной $\chi_{\perp}$, что хорошо выполняется при $T << T_N$. Во всяком случае, при необходимости нетрудно учесть $\chi_{\|}$ в рамках рассматриваемой схемы (см. подробнее Приложение В в [9]).

Рассмотрим более подробно "магнитоэлектрическое" поле $\vec{H}_{me}$. В общем случае оно может быть представлено как [10, 11]

$$H^i_{me} = c_{ijk} l_j P_k, \tag{3}$$

где P_k – компоненты вектора электрической поляризации, c_{ijk} – компоненты магнитоэлектрического тензора третьего ранга. Для $BiFeO_3$ формулу (3) можно конкретизировать, используя трансформационные свойства векторов $\vec{l}$, $\vec{P}$ и $\vec{r}$ в группе $R3\bar{c}$ (см. подробнее [9]), откуда следует:

$$\begin{pmatrix} H^x_{me} \\ H^y_{me} \end{pmatrix} = c_1 \begin{pmatrix} l_x P_x - l_y P_y \\ l_x P_y + l_y P_x \end{pmatrix} + c_3 P_z \begin{pmatrix} l_y \\ -l_x \end{pmatrix} - c_4 l_z \begin{pmatrix} P_y \\ -P_x \end{pmatrix} \tag{4}$$

$$H^z_{me} = c_2(l_x P_y - P_x l_y).$$

При $c_2 = c_3 = c_4 \equiv c$, $c_1 = 0$ формула (4) принимает вид [9]

$$\vec{H}_{me} = c[\vec{l}, \vec{P}], \tag{5}$$

который соответствует кубической кристаллографической симметрии (классы 432, $\bar{4}3$m, m3m, а также $\infty\infty$, $\infty\infty m$). В этом случае магнитоэлектрический тензор третьего ранга c_{ijk} пропорционален тензору Леви–Чевитта δ_{ijk}. Для краткости будем называть это приближение анапольным или тороидным, т.к. вектор $\vec{l}$ в этом случае обладает свойством анапольного (тороидного) момента. Далее будем использовать $\vec{H}_{me}$ в виде (5). Для материалов, кристаллическая структура которых несильно отличается от кубической, имеются дополнительные аргументы в пользу такого приближения. В частности, в $BiFeO_3$ кристаллическая структура действительно незначительно отличается от кубической (углы ее ромбоэдрической ячейки отличаются от прямого меньше, чем на 1%).

Поэтому естественно использовать для $BiFeO_3$ формулу (5) для $\vec{H}_{me}$ в низшем приближении по деформациям, отличающим структуру $BiFeO_3$ от кубической. Анапольное приближение важно и с методической точки зрения – чтобы выяснить движущую роль магнитоэлектрического взаимодействия в интересующих нас “перекрестных” фазовых переходах лучше отвлечься от деталей и сложностей его конкретики (4).

Энергию анизотропии в (1) $E_A(\vec{n})$ представим в виде:

$$E_A = -K_1 \cos^2\theta + K_2 \cos^4\theta, \tag{6}$$

где θ – угол между вектором $\vec{n}$ и осью c; K_1 и K_2 – константы анизотропии. Предположим также, что ось c является легкой осью для спинов, т.е. $K_1 > 0$. Итак, формулы (1), (2), (5), (6) полностью определяют термодинамический потенциал системы $\mathcal{F}(\theta, \vec{P})$, необходимый для анализа “перекрестных” фазовых переходов.

Прежде чем переходить к исследованию конкретных эффектов, приведем формулу (1) для термодинамического потенциала в более удобных обозначениях:

$$\mathcal{F}(P_z, \theta, \varphi) = E_A^{eff} + E_z^{eff} + E_{el}, \tag{7}$$

где θ, φ – полярный и азимутальный углы вектора $\vec{n}$ (или $\vec{l}$) в системе координат, где полярная ось совпадает с осью c; угол φ отсчитывается от оси в базисной плоскости, которая выбирается произвольно или совпадает с одной из легких осей в базисной плоскости, если анизотропия в ней учитывается:

$$E_A^{eff} = -K_1 \cos^2\theta + K_2 \cos^4\theta + \frac{\chi_\perp H^2}{2}\cos^2\alpha + \frac{M_s^2}{2\chi_\perp}(P_\perp \cos(\varphi - \psi)\sin\theta + P_z \cos\theta)^2, \tag{8}$$

$$E_z^{eff} = -\frac{M_s}{P_s}\vec{H}[\vec{l}\vec{P}], \tag{9}$$

$$E_{el} = \frac{a_1 P_z^2}{2} + \frac{a_2 P_z^4}{4} + \frac{d P_\perp^2}{2} - \vec{P}\vec{E}, \tag{10}$$

где α – угол между $\vec{H}$ и $\vec{l}$; $M_s = \chi_\perp c P_s$ – спонтанная намагниченность антиферромагнитной подрешетки, возникающая под влиянием магнитоэлектрического взаимодействия; P_s – спонтанная электрическая поляризация; $\vec{E} = (E_\perp \cos\psi, E_\perp \sin\psi, E_z)$.

Рассмотрим спин-флоп спинов в электрическом поле $\vec{E} = (0, 0, E_z)$ и при $\vec{H} = 0$. Минимизируя (7) по $\vec{P}$, получим $\vec{P} = (0, 0, P_z)$, где P_z определяется уравнением

$$P_z(a_1 + \chi_\perp c^2 n_z^2 + a_2 P_z^2) = E_z. \tag{11}$$

Это уравнение описывает гистерезисную зависимость $P_z(E)$ (в пренебрежении зародышеобразованием). Из уравнения (11) следует, в частности, что электрическая поляризация P_z зависит от ориентации вектора $\vec{n}$. Мы в дальнейшем будем пренебрегать этим малым эффектом, т.е. вторым слагаемым в левой части (11) (он второго порядка по магнитоэлектрическому взаимодействию и в $BiFeO_3$ составляет величину 1% [9]).

В линейном по E_z приближении

$$P_z = P_s + \kappa_{\|} E_z, \tag{12}$$

где $\kappa_{\|} = \frac{1}{2|a_1|}$. Подставляя $\vec{P}_z$ в (7), получим:

$$\mathcal{F} = E_A^{eff} + \text{const} = -\left(K_1 - \frac{M_s^2}{2\chi_\perp P_s^2} P_z^2(E)\right)^2 \cos^2\theta + K_2 \cos^4\theta, \tag{13}$$

где $P_z(E)$ определяется формулой (11) или (12).

В зависимости от знака K_2 возможны два сценария поведения вектора $\vec{n}$ (или угла θ) при возрастании электрического поля E.

$K_2 < 0$. В этом случае имеет место фазовый переход 1-го рода, описываемый следующей формулой:

$$\theta = \begin{cases} 0(\pi), & P_z^2 < P_2^2 = P_s^2 \frac{(K_1 - 2K_2)2\chi_\perp}{M_s^2}, \\ \frac{\pi}{2}, & P_z^2 > P_1^2 = P_s^2 \frac{2\chi_\perp K_1}{M_s^2}. \end{cases} \tag{14}$$

Фазовый переход 1-го рода (spin-flop) реализуется при

$$P_z^* = P_s \left(\frac{2\chi_\perp}{M_s^2}(K_1 - K_2)\right)^{1/2}. \tag{15}$$

Ширина гистерезиса перехода определяется уравнением

$$P_2^2 - P_1^2 = P_s^2 \frac{4\chi_\perp}{M_s^2} |K_2|$$

или

$$\Delta P_z = P_s^2 \frac{4\chi_\perp}{M_s^2} \frac{|K_2|}{P_2 + P_1}. \tag{16}$$

Уравнения (14–16) совместно с (11) определяют spin-flop фазовый переход при $K_2 < 0$.

$K_2 > 0$. В этом случае имеет место непрерывная переориентация спинов от легкой оси к базисной плоскости с ростом электрического поля:

$$\theta = \begin{cases} 0(\pi), & P_z^2 < P_3^2 = P_s^2 \frac{(K_1 - 2K_2)2\chi_\perp}{M_s^2}, \\ \arccos \dfrac{K_1 - \frac{M_s^2}{2\chi_\perp} \frac{P_z^2}{P_s^2}}{K_2}, & P_1^2 < P_z^2 < P_3^2, \\ \frac{\pi}{2}, & P_z^2 > P_1^2 = P_s^2 \frac{2\chi_\perp}{M_s^2} K_1. \end{cases} \quad (17)$$

Если переход начинается из точки $\theta = \pi$, то зависимость $\theta(P_z)$ в промежуточной (угловой) фазе определяется уравнением $\theta = \pi - \arccos\left(\dfrac{K_1}{K_2} - \dfrac{M_s^2}{2\chi_\perp K_2} \dfrac{P_z^2}{P_s^2}\right)$.

Уравнение (17) показывает, что spin-flop переход в случае $K_2 > 0$ реализуется как последовательность двух фазовых переходов 2-го рода в точках $P_z = P_3$ и $P_z = P_1$, между которыми возникает угловая фаза.

Оценим величину электрического поля E_{sf}, индуцирующего spin-flop переход. Из (15) и (11) следует

$$E_{sf} = \frac{P_s}{2\chi_{\|}} \sqrt{k}(k-1), \quad (18)$$

где

$$k = \frac{2\chi_\perp}{M_s^2}(K_1 + |K_2|). \quad (19)$$

Пусть $\chi \approx 5 \cdot 10^{-5}$, $M_s \approx 3\, emu/см^3$, $K_1 + K_2 \sim 10^6\, erg/см^3$, $P_s = 0.06\, К/м^2$, $\kappa \approx 10^2$ (эти параметры характерны для $BiFeO_3$ [7, 8]), тогда $k \sim 1.1$ и $E_{sf} \approx 3 \cdot 10^6\, В/м$.

При спин-флоп переходе, индуцированном магнитным полем, возникает скачок намагниченности ΔM, что является причиной возникновения своеобразной доменной структуры – промежуточного состояния в узком диапазоне полей вблизи точки перехода. Такое же промежуточное состояние возникает в сверхпроводниках 1-го рода (обсуждение этого вопроса в контексте магнитных фазовых переходов см., например, в [12]). Это состояние возникает из необходимости "сшить" непрерывным образом внешнее магнитное поле и внутреннее поле, действующее на спины и отличающееся от внешнего за счет эффектов размагничивания. В обсуждаемой в данной работе ситуации, когда spin-flop индуцируется электрическим полем, необходимость возникновения промежуточного состояния не возникает.

Из формулы (8) следует, что магнитное поле сильно влияет на эффективную константу анизотропии, поэтому возникают интересные возможности наблюдать spin-flop при наличии в кристалле и $\vec{H}$ и $\vec{E}$, при $\vec{H}\|\vec{E}\|\vec{c}$.

Интересные эффекты и возможности для управления ориентацией вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$ электрическим полем возникают в случае, когда $\vec{l}$ и $\vec{E}$ ориентированы в базисной плоскости, но этот вопрос выходит за рамки данной статьи.

Перейдем к вопросу о возможности переключения электрической поляризации рассматриваемого сегнетомагнетика магнитным полем. Пусть для определенности $\vec{H}\|\vec{x}$, тогда в уравнении (8) следует положить $\cos\alpha = \sin\theta\cos\theta$. Уравнения для нахождения экстремумов потенциала (7) имеют вид:

$$P_z(P_z^2 - P_s^2) = \frac{M_s H \sin\theta \sin\varphi}{P_s a_2}, \tag{20}$$

$$\sin 2\theta \left(K_1 - 2K_2\cos^2\theta + \frac{\chi_\perp H^2}{2}\cos^2\varphi \right) = 0, \tag{21}$$

$$-\frac{\chi_\perp H^2}{2}\sin^2\theta \sin 2\varphi = 0. \tag{22}$$

В уравнении (21), как и раньше в (11), опущена малая анизотропная добавка к a_1, пропорциональная c^2. Для упрощения формул положим $K_2 = 0$, тогда устойчивые решения уравнений (20–22) имеют вид:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \ \text{ и } \ \frac{3\pi}{2}; \tag{23}$$

$$\theta = \begin{array}{ll} 0, & K_1 > 0 \\ \frac{\pi}{2}, & K_1 < 0. \end{array} \tag{24}$$

При $K_1 > 0$ магнитное поле, согласно (19) и (23), не влияет на электрическую поляризацию. При $K_1 < 0$ уравнение для $P_z(H)$ имеет вид

$$P_z(P_z^2 - P_{s0}^2) = 2\kappa_\| M_s H P_s. \tag{25}$$

Точки переключения H_c между устойчивыми ветвями гистерезисной кривой $P_z(H)$ (25) определяются совместным решением уравнения (25) и

$$3P_z^2 - P_s^2 = 0, \tag{26}$$

которое соответствует обращению в 0 второй производной потенциала (8) по P_z. Решая (25) и (26), получим

$$H_c = \frac{2\sqrt{3}P_s^2}{9\kappa_{||}M_s}. \tag{27}$$

Уравнение гистерезиса (25) и поле переключения (27) получены в предположении, что процесс переполяризации является пространственно однородным. В реальных условиях поля переключения определяются процессами зародышеобразования, поэтому наблюдаемая петля гистерезиса обычно уже идеализированной – "однородной". Для оценки магнитного поля переключения H_c можно воспользоваться известными экспериментальными данными о величине электрического поля переключения E_c. Уравнение (11), определяющее петлю гистерезиса $P_z(E_z)$, перепишем в виде

$$P_z(P_z^2 - P_s^2) = \frac{E_z}{a_2} = 2\kappa_{||}E_z P_s^2. \tag{28}$$

Сравнивая (25) и (28) и используя (26), получим простую формулу, связывающую H_c и E_c:

$$M_s H_c = E_c P_s. \tag{29}$$

Естественно предположить, что это соотношение, имеющее весьма прозрачный физический смысл, сохраняется и для более общих условий процесса переключения электрической поляризации.

Подходящим материалом для исследования эффекта переключения электрической поляризации магнитным полем представляется сегнетомагнетик $Tb_xBi_{0.9-x}La_{0.1}FeO_3$, в котором недавно [13] обнаружены очень узкие петли гистерезиса $P_s(E)$ с шириной порядка $50\,В/см$. Подставляя это значение в (29), получим $H_c \sim 10^3$ Э. В качестве M_s здесь бралось значение намагниченности для $BiFeO_3$, т.к. в приведенном выше рассмотрении редкоземельные ионы не учитывались. Можно ожидать, что под влиянием редкоземельных ионов величина H_c будет еще меньше, т.к. они за счет обменного $RE - Fe$ взаимодействия усиливают действие внешнего поля на ионы железа. Конечно, этот вопрос заслуживает более тщательного анализа. Подобная же оценка H_c для $BiFeO_3$ дает для H_c величину порядка 10^6 Э, что обусловлено значительно большим, чем в $Tb_xBi_{0.9-x}La_{0.1}FeO_3$, значением величины $E_c \sim 2.5 \cdot 10^6\,В/м$ [5]. Почему значения E_c так сильно различаются в этих довольно близких по химическому составу и структуре материалах – вопрос открытый.

Интересно проявляется рассмотренный выше эффект переключения в мультиферроике кубической симметрии. Пусть, для определенности, вектор спонтанной электрической поляризации направлен вдоль одной из диагоналей куба, например, $\vec{P}_s \| [111]$. Направим магнитное поле также вдоль этой оси. В относительно слабых полях состояние $\vec{P}_s \| \vec{H} \| [111]$ является устойчивым. Однако с ростом поля энергетически более выгодным становится иное состояние, в котором $\vec{P}_s$ переориентируется от [111] к другим диагоналям куба, при этом антиферромагнитный вектор, оставаясь перпендикулярным $\vec{P}_s$, ориентируется вдоль диагонали грани, т.е. исходное состояние $\vec{P}_s \| [111]$ разбивается на 6 доменов:

$$A_1 : \vec{P}_s \| [11\bar{1}],\ \vec{n} \| [\bar{1}10],$$

$$A_2 : \vec{P}_s \| [\bar{1}\bar{1}1],\ \vec{n} \| [1\bar{1}0],$$

$$A_3 : \vec{P}_s \| [1\bar{1}1],\ \vec{n} \| [10\bar{1}],$$

$$A_4 : \vec{P}_s \| [\bar{1}1\bar{1}],\ \vec{n} \| [\bar{1}0\bar{1}],$$

$$A_5 : \vec{P}_s \| [\bar{1}11],\ \vec{n} \| [01\bar{1}],$$

$$A_6 : \vec{P}_s \| [1\bar{1}\bar{1}],\ \vec{n} \| [0\bar{1}1].$$

Механизм этого превращения следует непосредственно из формулы (1) для термодинамического потенциала, которую можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{F}(\vec{l}, \vec{P}) = -\frac{\chi_\perp H^2}{2} - \frac{M_s^2 P^2}{2\chi_\perp P_s^2} + \frac{M_s^2 (\vec{P}\vec{n})^2}{2\chi_\perp P_s^2} - \frac{M_s}{P_s}([\vec{H}, \vec{P}]\vec{n}) + \frac{\chi_\perp l^2 (\vec{H}\vec{n})^2}{2} + E_A(\vec{n}) + E_{el}(\vec{P}), \quad (30)$$

где (см. сноску 1)

$$E_{el}(\vec{P}) = a_1(P_x^2 P_y^2 + P_x^2 P_z^2 + P_y^2 P_z^2) + a_2 P_x^2 P_y^2 P_z^2, \quad (31)$$

a_1, a_2 – параметры материала.

В достаточно сильном магнитном поле энергия E_A в (30), являющаяся величиной 4-го порядка малости по спин-орбитальному взаимодействию, может быть опущена[2] по сравнению со слагаемыми типа $\sim (\vec{P}\vec{n})^2$ и $(\vec{H}\vec{n})^2$.

Сравним энергии состояний $\vec{P}\|\vec{H}$ и состояний A_i:

$$\mathcal{F}([111]) = -\frac{\chi_\perp H^2}{2} - \frac{M_s^2 P^2}{2\chi_\perp P_s^2} + a_1 P_s^4/3 + a_2 P_s^6/27,$$

$$\mathcal{F}(A_i]) = -\frac{\chi_\perp H^2}{2} - \frac{M_s^2 P^2}{2\chi_\perp P_s^2} + a_1 P_s^4/3 + a_2 P_s^6/27 - \sqrt{2}/3HM_s. \qquad (32)$$

Выигрыш в энергии

$$\Delta F = \mathcal{F}(A_i]) - \mathcal{F}([111]) = -\sqrt{2}/3HM_s \qquad (32)$$

обеспечивает определенную ранее переориентацию электрической поляризации в достаточно сильном магнитном поле. Величина критического поля такой переориентации H_c' определяется главным образом величиной "электрического" барьера для переориентации вектора P_s между диагоналями куба. Практически критическое поле H_c' может быть оценено как

$$H_c' = \frac{3\sqrt{2}P_s E_c'}{2M_s}, \qquad (32)$$

где E_c' – критическое поле подобной же переориентации $[111] \to A_i$, но индуцированной электрическим полем.

Работа поддержана проектами РФФИ-БФФИ (04-02-81046), INTAS (03-51-4943) и Интеграция (Б-0056).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Звездин А.К. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3, 3 (2005).

[2] Sosnowska I., Peterlin-Neumaier T., Steichele E. J. Phys. C, Solid State Phys., **15**, 4835 (1982).

[2]Это приближение не является существенным и необходимым по сути дела, но сильно облегчает анализ.

[3] Sosnowska I. and Zvezdin A. J. Magnetism and Magnetic Materials, **167**, 140 (1995).

[4] Мурашев В. А., Раков Д. Н., Дубенко И. С., Звездин А. К., Ионов В. М. Кристаллография, **35**, 912 (1990); Murashov V. A., Rakov D. N., Ekonomov N. A., Zvezdin A. K., Dubenko D. N. Solid State Physics (Leningrad), **32**, no 7, 2156 (1990).

[5] Kimura T., Goto T., Shintani H., et al. Nature (London), **426**, 55 (2003).

[6] Wang J., Zheng H., Nagarajan V., et al. Science, **299**, 1719 (2003); Cheng J., Ruette B., Dong S., et al. J. Appl. Phys. (Submitted); Naigang Wang, Cheng J., Pyatakov A. et al. J. Appl. Phys. (Submitted).

[7] Zvezdin A. K., Pyatakov A. P. Physics-Uspekhi, **47**, no 4, 8 (2004).

[8] Kadomtseva A. M., Zvezdin A. K., Popov Yu. F., et al. JETP Letters, **79**, no 11, 571 (2004).

[9] Звездин А. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 3 (2004).

[10] Туров Е. А., Колчанов А. В., Меньшенин В. В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, М., 2001.

[11] Туров Е. А. УФН, **164**(3), 325 (1994).

[12] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979.

[13] Palkar V. R., Kundaliya D. C., Malik S. K. and Bhattacharaya S. cond-mat/0406041.

[14] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., Наука, 1995.

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 7 сентября 2004 г.