

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ
И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

УДК 548.73

Посвящается памяти Б.К. Вайнштейна

К ВОПРОСУ О “КОЛОССАЛЬНОМ” МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
ЭФФЕКТЕ

© 2011 г. С. А. Пикин

Институт кристаллографии РАН, Москва
E-mail: pikin@ns.crys.ras.ru

Поступила в редакцию 02.02.2011 г.

В связи с недавними экспериментами на манганитах в настоящей работе в рамках теории Ландау показано, что магнитоэлектрический эффект возникает при приложении критического магнитного поля. Знаки константы спин-орбитального взаимодействия и волнового числа спирали взаимосвязаны. Спиральная структура и слабый ферромагнетизм образуются одновременно в результате фазового перехода первого рода при критической температуре, которая зависит от магнитного поля, причем температурная область эффекта расширяется с возрастанием поля. В этой области температур магнитный момент возрастает, а поправка к электрической поляризации, являясь отрицательной, также увеличивается по абсолютной величине с ростом магнитного поля выше его порогового значения. Эти изменения непосредственно связаны с ростом волнового числа спирали при уменьшении температуры ниже точки фазового перехода.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] обсуждается гипотетическая возможность значительного магнитоэлектрического эффекта. Автор опирается на эксперименты [2], где изучалось магнитоэлектрическое поведение лантанидов $\text{Eu}_{0.75}\text{Y}_{0.25}\text{MnO}_3$ (орторомбически искаженная структура перовскита). Теоретической предпосылкой в [1] явилось феноменологическое выражение, в котором сегнетоэлектрическая поляризация \mathbf{P} и поперечная спираль индивидуальных спинов \mathbf{S}_i стабилизируют друг друга благодаря взаимодействию

$$\lambda \mathbf{P}(\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}) \times \mathbf{q} \equiv \equiv \lambda P_x (S_{i+1,x} \partial S_{i,y} / \partial y - S_{i+1,y} \partial S_{i,x} / \partial y) \quad (1)$$

или

$$\mathbf{D}_{i,i+1}(\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}) \equiv D_{i,i+1,z}(S_{i,x} S_{i+1,y} - S_{i,y} S_{i+1,x}), \quad (2)$$

где $\mathbf{D}_{i,i+1}$ – вектор Дзялошинского–Мория (ДМ) [3, 4], который пропорционален псевдоскалярному параметру спин-орбитального спаривания λ [3] и смещению \mathbf{u} атома кислорода между соседними Mn^{3+} ионами (рис. 1) [4, 5]:

$$\mathbf{D}_{i,i+1} = \lambda(\mathbf{u} \times \mathbf{r}_{i,i+1}), \quad D_{i,i+1,z} = \lambda(u_x r_{i,i+1}). \quad (3)$$

Лиганды кислорода посредничают в обмене между спинами ионов переходных металлов, обеспечивая связи между ними. Вектор ДМ одинаков для всех пар соседних ионов и меняет знак при инверсии всех координат, включая координаты спинов, как и векторное произведение $(\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1})$. При этом отрицательно заряженные ато-

мы кислорода O^{2-} когерентно смещаются (выталкиваются взаимодействием ДМ) от упомянутой спирали по направлению оси $y(b)$, образованной спинами ионов марганца, индуцируя электрическую поляризацию перпендикулярно ее оси (рис. 1). Взаимодействие ДМ увеличивает эти смещения, изменяя степень инверсионной симметрии, которая нарушается в местах нахождения кислорода [6]. Другим конкурирующим фактором является слабый ферромагнетизм вдоль легкой оси $z(c)$, причем магнитный момент также пропорционален спин-орбитальному взаимодействию λ . Вектор ДМ в такой конфигурации меняет свой знак между парами спинов вдоль оси z . При действии достаточно сильного магнитного поля, преодолевающего магнитную анизотропию, вдоль этой оси возникает еще больший магнитный момент за счет разориентации спинов в плоскостях zy на малый угол (рис. 1).

В [2] спираль магнитных спинов располагалась в легкой $xy(ab)$ -плоскости перовскита, генерируя отрицательную поправку p к положительной сегнетоэлектрической поляризации P_s вдоль оси $x(a)$. Этот эффект возникает только в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel z(c)$ сильнее 5.5 Тл при температурах ниже 20 К. При более высокой температуре поправка p обращается в нуль, и магнитная спираль исчезает. Эффект заключается в том, что достаточно большее поле $\mathbf{H} \parallel z(c)$ увеличивало намагниченность $\Delta m_z = m_z - \chi_m H \equiv \mu$ в некоторой области температур ΔT при существовании спонтанной сегнетоэлектрической поляризации $\mathbf{P}_s \parallel x(a)$ ниже точки

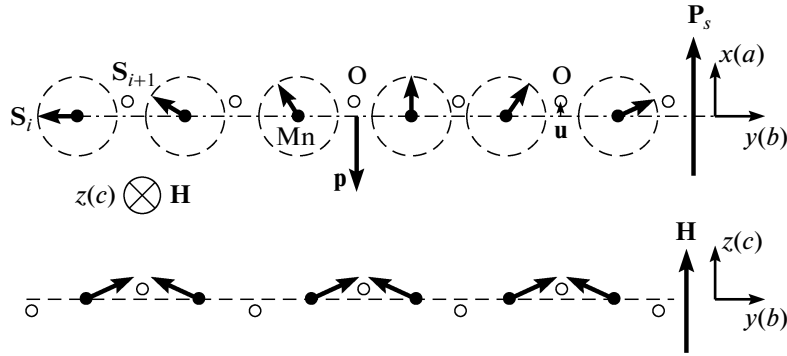


Рис. 1. Качественная картина магнитоэлектрического эффекта (по мотивам [5–7]). Схематически показаны: спиральная структура спинов ионов марганца (темные кружки) в плоскости xu вдоль оси y ; однородные смещения ионов кислорода (светлые кружки) от оси спирали, вызывающие возникновение вдоль оси x однородной поляризации \mathbf{p} , противоположной по направлению к уже существующей спонтанной поляризации \mathbf{P}_s при наличии магнитного поля \mathbf{H} вдоль оси z .

перехода в сегнетофазу $T_{FE} \approx 30$ К. В интервале ΔT одновременно наблюдалось существенное понижение поляризации P_x из-за отрицательности p . В этой же области температур приложение электрического поля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{x}(a)$ (~ 10 кВ/см) приводило к уменьшению Δm_z на 50% и увеличению P_x . Приложение магнитного поля \mathbf{H} несколько расширяло температурный интервал ΔT , где имело место такое влияние поля \mathbf{H} на поляризацию P_x и намагниченность μ . Кроме того, явление имело ярко выраженный гистерезисный характер. Для таких материалов характерно стеклообразное поведение [2].

Различные аспекты микроскопических механизмов индуцирования сегнетоэлектричества в магнитных спиральных, а также феноменологических подходов обсуждались в [7–11]. В настоящей работе предлагается феноменологическая версия явлений, перечисленных в [2], которая непротиворечиво объясняет наблюдаемые факты.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СПИРАЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СТРУКТУРЫ

Для описания указанных свойств таких перовскитов применим простую феноменологическую модель, учитывающую основные параметры этих материалов. Будем предполагать, что в рассматриваемом температурном интервале существует спонтанная поляризация P_s . Предположим также, что при некоторых условиях может возникать слабый ферромагнетизм с намагниченностью μ , если существует модуляция магнитной структуры в легкой xu -плоскости, а поле \mathbf{H} превышает определенное пороговое значение H_{th} . Пороговое значение H_{th} зависит от магнитной анизотропии. На рис. 1 дан пример модуляции ферромагнитного состояния вдоль оси y : θ – модулированный угол между соседними спинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_{i+1} , причем $\theta^2 \ll 1$, x - и y -компоненты этих спинов суть $S_{ix} = S \sin \varphi$, $S_{iy} = S \cos \varphi$, $S_{i+1,x} = S \sin(\varphi - \theta)$, $S_{i+1,y} =$

$S \cos(\varphi - \theta)$, т.е. угол между ними слабо изменяется, хотя сами спины могут поворачиваться в плоскости xu на большой угол φ . При этом $(\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1})_z = S^2 \sin \theta \approx S^2 \theta$ для любого значения φ , где S – спин. Если спины образуют спираль в плоскости xu с волновым вектором q_y вдоль оси спирали ($\varphi = q_y y$), то величина $\theta(y)$ остается постоянной и примерно равной малому углу $\theta = q_y r_{i,i+1}$. Заметим, что инвариант (2), в согласии с (3), принимает вид $\lambda r_{i,i+1}^2 S^2 u_x q_y$.

Допустим, что вплоть до точки замерзания $T_f < T_{FE}$ спиральная модуляция не появляется при $T < T_{FE}$, если не учитывать магнитоэлектрический эффект. Согласно [2], ниже температуры замерзания $T_f \sim 10$ К кинетика перехода первого рода в спиральное и слабоферромагнитное состояние замедляется благодаря замораживанию беспорядка в образующемся магнитоэлектрическом стекле, а выше T_f – такое стекло плавится, и в магнитном поле генерируется магнитный момент слабого ферромагнетика.

Рассмотрим число $Q = S^2 q_y$ в качестве параметра перехода, который отвечает также за возникновение спиральной структуры и слабого ферромагнетизма. Учтем существование магнитоэлектрического эффекта и запишем свободную энергию в виде

$$F = t_1 P_s^2 + \frac{1}{2} b_1 P_s^4 + 2b_1 P_s p_x^3 + \frac{1}{2} b_1 p_x^4 + \frac{1}{2} b Q^4 + \frac{1}{2\chi_{e0}} p_x^2 + t_2 Q^2 + \Lambda Q p_x. \quad (4)$$

Здесь полная поляризация $P_x = P_s + p_x$, $t_1 = a_1(T - T_1)$, $t_2 = a(T - T_2)$, $T_1 \equiv T_{FE}$, T_2 – температура перехода в модулированное состояние. Разложение проводится по малым однородным величинам p_x и $Q = S^2 q_y$, которые надо опреде-

лить. Коэффициенты $a, a_1, b, b_1, \chi_{e0}$ (диэлектрическая восприимчивость) положительны. Положительно определенный инвариант типа $p_x^2 Q^2$ для простоты не включен в (4), поскольку он сходен с другими членами того же порядка и качественно не изменяет результатов. Последний член в выражении (4) описывает магнитоэлектрический эффект, причем векторы поляризации \mathbf{p} и \mathbf{P}_s параллельны оси $\mathbf{x}(a)$ и разнонаправлены (как убедимся ниже), вектор $(\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1})$ параллелен оси $\mathbf{z}(c)$, спиральная модуляция спинов происходит вдоль оси $\mathbf{y}(b)$ с волновым вектором \mathbf{q} в цепочке. Согласно (1), величина $\Lambda Q p_x \equiv \lambda p_x (S_{i+1,x} \partial S_{i,y} / \partial y - S_{i+1,y} \partial S_{i,x} / \partial y)$ не меняет знака при инверсии координат, причем знак Λ остается неизменным при инверсии координат, а $|\Lambda| \equiv |\lambda|$. В (4) можно было бы включить инвариант $c \Lambda \zeta_x Q^3$, в котором знак постоянной c не определен. Соответствующий инвариант типа $(\lambda \zeta_x) (S_{i+1,x} \partial S_{i,y} / \partial y - S_{i+1,y} \partial S_{i,x} / \partial y)^3 \sim (\Lambda \zeta_x) Q^3$ не меняет знака при инверсии координат. Но он является малой поправкой к последнему члену в (4). Векторы $\zeta \parallel x$ и разность намагниченностей $\mathbf{L} \parallel y$ двух подрешеток определяют спонтанную намагниченность слабого ферромагнетика $\boldsymbol{\mu} \parallel z, \mu = \chi_m H_D$, обусловленную полем Дзялошинского $H_D = |\zeta| L$, где χ_m – магнитная восприимчивость, $|\zeta|$ – малая величина релятивистской природы [12].

В отсутствие магнитного поля параметр t_2 является, по-видимому, положительным: обычно $T > T_2$. Он характеризует своеобразную упругую гибкость магнитной цепочки вдоль оси y , т.е. способность к поворотам марганцево-кислородных бипирамид и изгибу плоскостей редкая земля–кислород в присутствии небольших редкоземельных немагнитных ионов Eu и Y , находящихся между октаэдрами MnO_6 в составе орторомбических манганитов [9, 10]. Чем меньше размер подобных ионов, тем сильнее фрустрация магнитной структуры, т.е. возможность ее модуляций [5, 11]. Присутствие в структуре других, более крупных лантанидов увеличивает упругость t_2 и может сделать невозможным существование модулированной магнитной структуры и магнитоэлектрического эффекта при данной константе спин-орбитального взаимодействия λ ионов Mn^{3+} [5]. Таким образом, «модуль упругости» t_2 может существенно изменяться в зависимости от состава манганита.

При данных условиях запишем:

$$p_x \equiv p, \quad P_x = P_s + p, \quad Q = S^2 q_y. \quad (5)$$

Несложный расчет показывает, что такая одно-родная поляризация \mathbf{p} минимизирует свободную энергию F , если

$$p \approx -\chi_{e0} \Lambda Q. \quad (6)$$

При этом в (4) пренебрегли малыми величинами q и p в степени выше второй. Заметим, что знак поправки p зависит от знака волнового числа спирали q_y . Согласно (6), при инверсии координат изменяется на противоположный и знак вектора \mathbf{p} , т.е. знаки векторов поляризации \mathbf{P}_s и \mathbf{p} остаются противоположными (рис. 1).

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА В СПИРАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Изменение свободной энергии, согласно выражениям (4) и (6), записывается в виде

$$F = t_1 P_s^2 + \frac{1}{2} b_1 P_s^4 + 2b_1 P_s p^3 + \frac{1}{2} b Q^4 + \frac{1}{2} b_1 p^4 + \tilde{t}_2 Q^2, \quad (7)$$

где

$$\tilde{t}_2 \approx t_2 - \frac{1}{2} \chi_{e0} \Lambda^2. \quad (8)$$

Последний член в (7) показывает, что температура перехода в спиральную структуру могла бы повыситься до величины

$$\tilde{T}_2 = T_2 + \frac{\chi_{e0} \Lambda^2}{2a}, \quad (9)$$

что может способствовать возникновению такого состояния при $\tilde{t}_2 < 0$. Однако температура фазового перехода \tilde{T}_{2c} с учетом этих поправок должна быть больше температуры замерзания T_f , что отнюдь не очевидно (рис. 2).

В противном случае рассматриваемая спиновая модуляция и электрическая поляризация не могут возникнуть.

Перепишем выражение для свободной энергии (7) в виде:

$$F = -\frac{t_1^2}{2b_1} + \tilde{t}_2 Q^2 - b_2 Q^3 + \frac{1}{2} B Q^4, \quad (10)$$

которое учитывает зависимость

$$p = -\Lambda \chi_{e0} Q^+. \quad (11)$$

Из (10) следует, что происходит фазовый переход первого рода по параметру Q (волновому числу):

$$Q^+ = \frac{3b_2 + \sqrt{9b_2^2 - 16B\tilde{t}_2}}{4B}, \quad (12)$$

где

$$b_2 = 2b_1 P_s (\Lambda \chi_{e0})^3, \quad B = [b + b_1 (\chi_{e0} \Lambda)^4]. \quad (13)$$

Точка этого перехода есть

$$\tilde{t}_{2c} = \frac{b_2^2}{2B}, \quad \tilde{T}_{2c} = T_2 + \frac{\chi_{e0} \Lambda^2}{2a} + \frac{b_2^2}{2aB}, \quad (14)$$

в которой Q претерпевает скачок от нуля к значению $Q_c^+ = b_2/B$. Вообще говоря, данная спиральная структура может быть несоразмерной и длиннопериодической в силу малости отношения

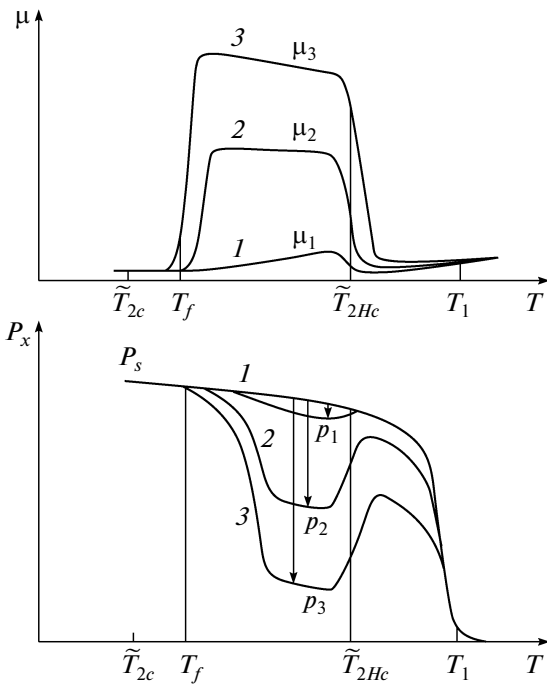


Рис. 2. Одновременное появление однородной поляризации $p(T)$ и магнитного момента $\mu(T)$ при наличии спонтанной поляризации $P_s(T)$ в температурном интервале от T_f до \tilde{T}_{2Hc} . Условно, для сравнения с результатами [2], показаны: зависимости $P_x(T)$ и $\mu(T)$ при появлении спиновой спирали и при возрастании магнитного поля (1, 2, 3), превышающего пороговое значение; температуры сегнетоэлектрического перехода T_1 и гипотетического образования спирали \tilde{T}_{2c} ниже точки замерзания T_f .

b_2/B . Также скачком изменяется в этой точке и поляризация $P_{xc} = P_s - \Lambda\chi_{e0}Q_c^+$, выше температуры \tilde{T}_{2c} имеем параэлектрическую фазу в смысле поправки к поляризации p .

Ранее неявно предполагалось, что параметр Λ положителен. Если он отрицателен, т.е. $\Lambda < 0$, то коэффициент b_2 в (10), согласно (13), меняет знак и вместо (12) решением является волновое число

$$Q_c^- = \frac{3b_2 - \sqrt{9b_2^2 - 16B\tilde{t}_2}}{4B} < 0. \quad (15)$$

Таким образом, фактически знак спирали (знак волнового числа q_y) изменяется на противоположный, так что из (6) следует неизменность знака поляризации p при $\Lambda < 0$. В точке перехода (14) скачок $Q_c^- = b_2/B$ становится отрицательным, а поляризация p претерпевает тот же отрицательный скачок $-\Lambda\chi_{e0}Q_c^-$. Сделанные приближения верны, когда поправка p много меньше P_s . На опыте в слабых магнитных полях эта поправка весьма мала, и этот фазовый переход не происходит выше точки замерзания, если поле не превышает определенный порог [2].

ВОЗНИКНОВЕНИЕ СЛАБОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И МАЛОЙ ПОПРАВКИ К СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Приведенные выше результаты были получены в отсутствие магнитного поля, когда, по-видимому, $\tilde{t}_2 > 0$. Возникновение слабого ферромагнетизма и магнитного момента μ (m_z за вычетом обычной величины $\chi_{m0}H$) вдоль оси z в магнитном поле H можно связать с разрушением антиферромагнитного порядка вдоль этой оси. Учтем то обстоятельство, что на опыте слабый ферромагнетизм возникает одновременно со спиральной спиновой структурой, причем это приводит к пороговому появлению намагниченности μ и поляризации p при $H^2 > H_{th}^2$ [2]. Видимо, пороговое магнитное поле разрушает синусоидальное модулирование намагниченности вдоль оси y , чему соответствует параэлектрическое состояние по отношению к поправке p с сохранением спонтанной поляризации P_s [5, 6]. Механизмы такого разрушения могут быть различны: либо вследствие преодоления магнитной анизотропии, либо механических напряжений, возникающих благодаря магнитоэлектричеству [6, 11]. При более низкой температуре энергетически более выгодным становится спиральное магнитное упорядочение в плоскости xu , сопровождаемое сегнетоэлектрическим упорядочением по отношению к p (рис. 1).

Запишем свободную энергию F_H в простейшем виде:

$$F_H = F + \frac{m^2}{2\chi_m} - mH = -\frac{1}{2}\chi_m H^2, \quad (16)$$

$$m = \chi_m H = (\chi_{m0} + \delta\chi_m)H, \quad \mu = (\delta\chi_m)H,$$

где малая поправка к магнитной восприимчивости $\delta\chi_m$, связанная с появлением модуляции отклонений спинов в плоскости xu , записывается в виде

$$\delta\chi_m = (\beta Q^2), \quad (17)$$

параметр β положителен. Из (16) и (17) находим

$$F_H = F - (\beta Q^2)H^2. \quad (18)$$

Выражение (18) показывает, что фактически в формуле (4) приведенная температура t_2 заменяется на $t_2 - \beta H^2$. Когда магнитное поле становится достаточно большим: $H \geq H_{th}$, например, магнитная энергия в поле начинает превышать энергию магнитной анизотропии, величина $t_2 - \beta H^2$ может стать отрицательной, причем намагниченность $\mu \sim \delta\chi_m(H - H_{th})$ мала вблизи этого порога.

Таким образом, из-за присутствия магнитного поля в выражении (7) эффективно изменяется

коэффициент при степени Q^2 и вместо (10) получаем выражения

$$F_H = -\frac{t_1^2}{2b_1} + \tilde{t}_{2H}Q^2 - b_2Q^3 + \frac{1}{2}BQ^4, \quad (19)$$

$$\tilde{t}_{2H} = \tilde{t}_2 - \beta H^2.$$

Теперь с помощью уравнений (7), (10)–(14) и (19) определяем величины волнового числа Q_H , поправки к поляризации p_H и магнитного момента μ :

$$Q_H = \frac{3b_2 + \sqrt{9b_2^2 - 16B(\tilde{t}_2 - \beta H^2)}}{4B}, \quad (20)$$

$$p_H = -\Lambda\chi_{e0} \frac{3b_2 + \sqrt{9b_2^2 - 16B(\tilde{t}_2 - \beta H^2)}}{4B}, \quad (21)$$

$$\mu = (\beta Q_H^2)(H - H_{th}) = \beta(H - H_{th}) \left[\frac{3b_2 + \sqrt{9b_2^2 - 16B(\tilde{t}_2 - \beta H^2)}}{4B} \right]^2. \quad (22)$$

Уравнения (21) и (22) гласят, что при значении приведенной температуры

$$\tilde{t}_{2Hc} = \tilde{t}_{2c} - \beta H^2 = \frac{b_2^2}{2B} \quad (23)$$

происходит фазовый переход первого рода со скачками волнового числа и поляризации

$$q_{Hc} = \frac{b_2}{B}, \quad p_{xc} = p_s - \Lambda\chi_{e0}b_2/B, \quad (24)$$

причем с увеличением поля намагниченность μ возрастает от некоторого конечного спонтанного значения, определяемого полем Дзялошинского. При этом должен иметь место эффект температурного гистерезиса, наблюдаемого на опыте [2]. Из (23) следует, что абсолютная температура этого перехода равна

$$\tilde{T}_{2Hc} = T_2 + \frac{\chi_{e0}\Lambda^2}{2a} + \frac{\beta}{a}H^2 + \frac{b_2^2}{2aB} \quad (25)$$

и может эффективно повышаться благодаря перечисленным поправкам, делая спиральное состояние энергетически выгодным при более высокой температуре T : $T_f < T < \tilde{T}_{2Hc} < T_1$ (рис. 2).

Подчеркнем, что, согласно (21), при наличии спонтанной поляризации $P_s = (-t_1/b_1)^{1/2}$ ниже температуры $T_1 \equiv T_{FE}$ поляризация P_x приобретает отрицательную поправку p_H , если $H > H_{th}$. Магнитный момент μ , возникающий в таком магнитном поле одновременно с поляризацией $|p_H|$, т.е. малой поправкой к спонтанной поляризации, возрастает с увеличением H согласно (22) (рис. 2). Эти изменения величины p_H и μ происходят в од-

ном и том же температурном интервале $T_f < T < \tilde{T}_{2Hc}$, причем он расширяется с увеличением H , согласно (25), (рис. 2). С понижением температуры при фиксированном магнитном поле величины p_H и μ вместе с волновым числом Q_H увеличиваются по абсолютной величине, согласно (21) и (22), если $\tilde{t}_{2H} < 0$, но обращаются в нуль при $T \approx T_f$ (рис. 2). Вне указанного интервала температур имеем $Q_H = 0$, и магнитоэлектрические эффекты соответственно отсутствуют. Эксперимент [2] наглядно свидетельствует о перечисленных фактах.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Приложение внешнего электрического поля E вдоль оси x должно приводить к увеличению поляризации $P_{x,E}$, т.е. к уменьшению $|p|$ в рассмотренном температурном интервале. Соответственно средний магнитный момент μ слабо ферромагнитного состояния в присутствии магнитного поля $H > H_{th}$ вдоль оси z и электрического поля E вдоль оси x должен уменьшаться благодаря увеличению P_x , т.е. уменьшению поправки $|p|$.

Представляет интерес температурное поведение электрической восприимчивости в слабом электрическом поле при существовании спиральной структуры и слабого ферромагнитного состояния. Поправку $\delta P(E, H)$ можно оценить с помощью выражения (19), в котором добавлено слагаемое $-\delta PE$, а $P_x \approx P_s + p_H + \delta P(E, H)$. Разложение по малой величине δP показывает, что при появлении спиральной модуляции и слабого ферромагнетизма величина δP есть

$$\delta P \approx \frac{E}{[-2t_1 + (\Lambda\chi_{e0})^{-2}(-\tilde{t}_{2H} + BQ_H^2)]}, \quad (26)$$

где $Q_H = -p_H(\Lambda_{Hc}\chi_{e0})^{-1}$, а p_H определяется выражением (21). Это придает электрической восприимчивости $\chi_e = \delta P/E$ своеобразное температурное поведение: появление модуляции может резко изменить стандартное поведение χ_e при понижении температуры, а именно: ниже точки \tilde{T}_{2Hc} восприимчивость претерпевает скачкообразное снижение (рис. 3).

В точке $\tilde{t}_{2Hc} = \frac{b_2^2}{2B}$, в которой

$$q_{Hc} = \frac{b_2}{B}, \text{ восприимчивость}$$

$$\chi_{ec} \approx \frac{1}{[-2t_1 + (\Lambda\chi_{e0})^{-2}(b_2^2/2B)]}. \quad (27)$$

Поведение восприимчивости (или диэлектрической константы ϵ_x), подобное (27), наблюдалось на опыте [2].

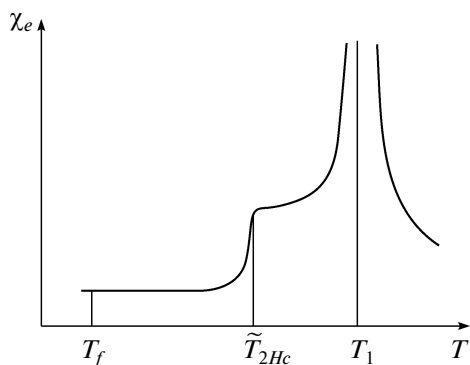


Рис. 3. Качественная температурная зависимость диэлектрической восприимчивости χ_e . Условно, для сравнения с результатами [2], показано скачкообразное понижение χ_e ниже температуры \tilde{T}_{2nc} .

ВЫВОДЫ

Рассмотренные материалы манганиты обладают электрической поляризацией, эффективно перестраиваемой приложенным магнитным полем, т.е. они являются перспективными мультиферроиками [13, 14]. Несмотря на то что величина магнитоэлектрического эффекта в [2] все же не была “колоссальной”, в [1] выражается надежда, что его аналогия с колоссальным эффектом магнитосопротивления [15] может привести к большой величине магнитоэлектрического эффекта в подходящих материалах и к контролю мультиферроидных доменов. При этом отмечалась все большая роль появляющегося слабого ферромагнетизма.

В настоящей работе с помощью феноменологического разложения по малым поправкам к спонтанной поляризации и малому волновому вектору спиральной структуры показано, что магнитоэлектрический эффект возникает при приложении магнитного поля определенной величины. Знаки константы спин-орбитального взаимодействия и волнового числа спирали взаимосвязаны. Спиральная магнитная структура и слабый ферромагнетизм образуются неизбежно одновременно в результате фазового перехода первого рода при критической температуре, меньшей температуры сегнетоэлектрического перехода, но большей температуры замерзания в стеклообразное состояние. Такая критическая температура зависит от магнитного поля, повышаясь с его увеличением, так что область эффекта расширяется с возрастанием магнитного поля (рис. 2). В пределах этой области температур магнитный момент быстро возрастает, а поправка к электрической поляризации является отрицательной независимо от знака константы спин-орбитального взаимодействия и также быстро увеличивается по абсолютной величине с ростом магнитного поля выше его порогового значения

(рис. 2). Диэлектрическая проницаемость скачкообразно уменьшается при указанной критической температуре (рис. 3). Эти изменения непосредственно связаны с быстрым ростом волнового числа спирали при уменьшении температуры ниже точки фазового перехода.

Фактически пороговое магнитное поле является триггером, запускающим все наблюдаемые эффекты, которые описываются единым образом. Все эффекты исчезают с приближением к температуре стеклования. Поэтому пороговое поле должно быть также достаточно велико, чтобы оно давало значение точки перехода, которое было бы больше температуры замерзания. В отсутствие магнитного поля температура гипотетического перехода, видимо, ниже этой температуры.

Константа спин-орбитального взаимодействия задает конкретное значение и направление волнового вектора спирали спинов, а при смене знака этой константы изменяется знак спирали (левой или правой), но поправка к спонтанной поляризации остается противоположной по отношению к последней. Очень слабая константа ведет к хаотичности поправок поляризации по их знаку, так что в этом случае поляризация в среднем равна спонтанной сегнетоэлектрической поляризации.

Как всякое феноменологическое рассмотрение, предложенное верно при малости всех указанных поправок. Однако можно думать, что качественно полученные результаты пригодны и при росте волнового числа, и при увеличении поправок к поляризации до достаточно больших значений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Argyriou D.N.* // *Physics*. 2010. V. 3. P. 72.
2. *Choi Y.J., Zhang C.L., Lee N. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 097201.
3. *Dzyaloshinskii I.* // *Sov. Phys. JETP*. 1964. V. 19. P. 960.
4. *Moriya T.* // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4. P. 228.
5. *Cheong S.-W., Mostovoy M.* // *Nature Mater.* 2007. V. 6. P. 13.
6. *Kenzelmann M., Harris A.B., Jonas S. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 087206.
7. *Sergienko I.A., Dagotto E.* // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. P. 094434.
8. *Katsura H., Nagaosa N., Balatsky V.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 057205.
9. *Van Aken B.B., Palstra T.T.M., Filippetti A. et al.* // *Nature Mater.* 2004. V. 3. P. 164.
10. *Fennie C.J., Rabe K.M.* // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 72. P. 100103.
11. *Звездин А.К., Пятаков А.П.* // *УФН*. 2004. Т. 174. С. 465.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // *Электродинамика сплошных сред*. М.: Физматлит, 2005. 656 с.
13. *Kimura T., Goto T., Shintani H. et al.* // *Nature*. 2003. V. 426. P. 55.
14. *Goto T., Kimura T., Lawes G. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 257201.
15. *Imada M., Fujimori A., Tokura Y.* // *Rev. Mod. Phys.* 1998. V. 70. P. 1039.