Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 941–946 УДК 538.22

Влияние магнитного поля на сегнетоэластические и сегнетоэлектрические свойства редкоземельных молибдатов

И. Е. Чупис

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 февраля 1995 г., после переработки 7 апреля 1995 г.

Предложено термодинамическое описание влияния магнитного поля на сегнетоэластические и сегнетоэлектрические свойства редкоземельных молибдатов при ориентации поля вдоль и перпендикулярно спонтанной поляризации. В случае перпендикулярной ориентации поля описание согласуется с экспериментально наблюдаемыми изменениями электрической поляризации и деформации в молибдате тербия. Получены различные типы зависимостей деформации, электрической поляризации и магнитного момента от магнитного поля, параллельного спонтанной поляризации и предсказан фазовый переход первого рода по магнитному полю в сегнетоэластической, сегнетоэлектрической и магнитной подсистемах, индуцируемый магнитоэлектрическим взаимодействием. Найдено выражение для сдвига температуры перехода в магнитном поле.

Пропоновано термодинамічний опис впливу магнітного поля на сегнетоеластичні та сегнетоелектричні властивості рідкісноземельних молібдатів при орієнтації поля вздовж та перпендикулярно спонтанній поляризації. У випадку перпендикулярної орієнтації поля опис відповідає експериментальним спостереженням зміни електричної поляризації та деформації у молібдаті тербія. Одержано різні типи залежностей деформації, електричної поляризації та магнітного моменту від магнітного поля, орієнтованого вздовж спонтанної поляризації та передказан фазовий перехід першого роду по магнітному полю у сегнетоеластичній, сегнетоелектричній та магнітній підсистемах, який індукован магнітоелектричною взаємодією. Знайдено вираз для зсуву температури переходу у магнітному полі.

В парамагнитных редкоземельных молибдатах $Tb_2(MoO_4)_3$ и $TbGd(MoO_4)_3$, являющихся сегнетоэлектриками-сегнетоэластиками, при низких температурах ($T = 78$ K) наблюдалось значительное влияние магнитного поля на сегнетоэлектрическую (СЭ) и сегнетоэластическую доменные структуры [1,2]. При определенной ориентации импульсного магнитного поля в плоскости, перпендикулярной спонтанной поляризации P_z, в первоначально однодоменном кристалле возникали также домены с обращенными направлениями электрической поляризации и сдвиговой деформации. Авторы [1,2] полагают, что магнитное поле из-за магнитострикции делает 180°-е домены энергетически неравноправными и стимулирует рост энергетически выгодных доменов за счет энергетически невыгодных. Наблюдаемый нелинейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект на два порядка превышал величину нелинейных МЭ эффектов в соединениях с переходными d-элементами и в изоструктурном $Gd_2(MoO_4)_3$. Количественные различия обусловлены, видимо, тем, что орбитальный момент иона Tb^{3+} отличен от нуля, в то время как в других случаях он либо заморожен (d-соединения), либо равен нулю (Gd^{3+}) [1,2].

В настоящей работе дается термодинамическое описание влияния магнитного поля на электрическую поляризацию и деформацию изоструктурных молибдатов $R_2(MoO_4)_3$, где R = Gd, Sm, Eu, Tb, Dy. Описанные МЭ эффекты являются общими для всех этих соединений и отличаются лишь величиной. Рассмотрены случаи ориентации магнитного поля вдоль и перпендикулярно спонтанной электрической поляризации. Получены различные типы зависимостей деформации, электрической поляризации и магнитного момента от магнитного поля, параллельного спонтанной поляризации, и предсказан фазовый переход первого рода по магнитному полю в сегнетоэластической, СЭ и магнитной подсистемах, индуцируемый МЭ взаимодействием. Найдено выражение для сдвига температуры сегнетоэластического и СЭ переходов в магнитном поле. Дано термодинамическое описание влияния магнитного поля, перпендикулярного спонтанной поляризации, на СЭ поляризацию и деформацию, которое согласуется с экспериментальными наблюдениями в молибдате тербия.

© И. Е. Чупис, 1995

Известно, что в рассматриваемых соединениях при температуре в T_c ($150\ °C \lesssim T_c \lesssim 190\ °C$) имеет место несобственный сегнетоэлектрический-сегнетоэластический фазовый переход первого рода, близкий к переходу второго рода, с удвоением элементарной ячейки и изменением симметрии от тетрагональной $\bar{4}2m$ до ромбической $2mm$. Параметром порядка является двухкомпонентная величина (q_1, q_2), связанная со смягчением фононной моды при переходе. Возникновение спонтанной деформации обусловлено ее связью с параметрами фазового перехода, а электрическая поляризация есть результат пьезоэффекта (связь электрической поляризации с параметрами порядка значительно слабее [3]). В СЭ фазе кристалл разбит на 180°-е домены, в которых система (a, b) ромбических осей повернута на 90°.

Запишем плотность свободной энергии с тетрагональной симметрией $\bar{4}2m$, дополнив выражение, приведенное в [3], инвариантами, содержащими магнитный момент $\mathbf{m}$, компоненты электрической поляризации P_x, P_y и тензора деформации u_{xz}, u_{yz}:

$$
\begin{aligned}
F = {} & \frac{1}{2}\alpha(q_1^2 + q_2^2) + \frac{1}{4}\beta_1(q_1^4 + q_2^4) + \frac{1}{2}\beta_2 q_1^2 q_2^2 + \beta_3 q_1 q_2 (q_1^2 - q_2^2) + \frac{1}{6}\xi(q_1^2 + q_2^2)^3 + \\
& + \frac{1}{2}C_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + C_{12}u_{xx}u_{yy} + \frac{1}{2}C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \frac{1}{2}C_{66}u_{xy}^2 + \\
& + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + \delta_1 u_{zz}(q_1^2 + q_2^2) + \delta_2(u_{xx} + u_{yy})(q_1^2 + q_2^2) + \delta_3 u_{xy} q_1 q_2 + \\
& + \delta_4 u_{xy}(q_1^2 - q_2^2) + \frac{1}{2\chi_{33}}P_z^2 + \frac{1}{2\chi_\perp}(P_x^2 + P_y^2) + \kappa P_x P_y P_z + sP_z u_{xy} + \\
& + s_1(u_{xz}P_y + u_{yz}P_x) + s_2 P_z(u_{xz}P_x + u_{yz}P_y) + \frac{1}{2}a_0(m_x^2 + m_y^2) + \frac{1}{2}b_0 m_z^2 - \\
& - \mathbf{mH} + \frac{C_1'}{4}m_z^4 + \lambda_1 u_{xy} m_x m_y + \lambda_2 u_{zz}(m_x^2 + m_y^2) + \lambda_3 u_{zz} m_z^2 + \\
& + \lambda_4(u_{xx} + u_{yy})m_z^2 + \lambda_5(u_{xx} + u_{yy})(m_x^2 + m_y^2) + \lambda_6(u_{xz}m_x + u_{yz}m_y)m_z + \\
& + \gamma_1 m_x m_y q_1 q_2 + \gamma_2 m_x m_y(q_1^2 - q_2^2) + \gamma_3(m_x^2 + m_y^2)(q_1^2 + q_2^2) + \gamma_4 m_z^2(q_1^2 + q_2^2) + \\
& + \upsilon_1 P_z m_x m_y + \upsilon_2 m_z(m_x P_y + m_y P_x) + \xi_1 P_z u_{xy}(m_x^2 + m_y^2) + \xi_2 P_z u_{xy} m_z^2 . \qquad (1)
\end{aligned}
$$

Свободная энергия (1) кроме слагаемых, зависящих только от параметров порядка q_1, q_2, содержит упругую энергию, энергию связи упругих деформаций с параметрами порядка, электродипольную, пьезоэлектрическую (слагаемое с коэффициентом s), электрострикционную (члены с коэффициентами s_1, s_2), магнитную, магнитострикционную энергии, энергию взаимодействия (с коэффициентами $\gamma_1 - \gamma_4$) параметров порядка с магнитным моментом, МЭ энергию (слагаемые с υ_1, υ_2) и электромагнитострикционную энергию с коэффициентами ξ_1, ξ_2. В выражении (1) опущена энергия связи электрической поляризации с параметрами порядка, влияние которой на электрическую поляризацию, как показывает сравнение с экспериментом, является несущественным [3].

Рассмотрим различные ориентации магнитного поля относительно направления спонтанной электрической поляризации.

1. Магнитное поле направлено перпендикулярно спонтанной поляризации

Минимизация энергии (1) по переменным P_x, P_y, u_{xz}, u_{yz} показывает, что их значения пропорциональны произведению $m_{x,y}m_z$, т.е. $P_{x,y} \sim H_{y,x}H_z$. Следовательно, магнитное поле $\mathbf{H}_\perp$ в плоскости (x, y) не индуцирует электрическую поляризацию $\mathbf{P}_\perp$ в этой плоскости*. В рассматриваемом

* Наблюдение в [2] $P_\perp \neq 0$ в поле $\mathbf{H}_\perp$ обусловлено не совсем строгой ориентацией поля в базисной плоскости.

мом случае переменные P_x, P_y, u_{xz}, u_{yz} и m_z равны нулю. Минимизируем (1) по P_z и u_{ik}, удерживая члены не выше второго порядка по магнитному полю, поскольку эксперимент [1,2] свидетельствует о квадратичной зависимости электрической поляризации от магнитного поля. В результате находим

$$u_{xx} = u_{yy} = A\,[(\delta_2 C_{33} - \delta_1 C_{13})(q_1^2 + q_2^2) +$$

$$+ (\lambda_5 C_{33} - \lambda_2 C_{13})(m_x^2 + m_y^2)]\ ;$$

$$u_{zz} = A\,\{[2C_{13}\,\delta_2 - \delta_1(C_{11} + C_{12})](q_1^2 + q_2^2) +$$

$$+ [2C_{13}\,\lambda_5 - \lambda_2(C_{11} + C_{12})](m_x^2 + m_y^2)\}\ ; \qquad (2)$$

$$A = [C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2]^{-1}\ ,$$

$$P_z = P_0 + P_m\ ,\quad u_{xy} = u_{xy}^0 + u_{xy}^m\ ,$$

$$u_{xy}^0 = [\delta_3 q_1 q_2 + \delta_4(q_1^2 - q_2^2)](s^2\chi_{33} - C_{66})^{-1}\ ,$$

$$P_0 = -\,s\,\chi_{33} u_{xy}^0\ ,\ P_m = C_1 m_x\,m_y + C_2(m_x^2 + m_y^2)$$

$$,\ u_{xy}^m = C_3 m_x\,m_y + C_4(m_x^2 + m_y^2)\ ,$$

$$C_1 = \chi_{33}(s\,\lambda_1 - v_1 C_{66})(C_{66} - s^2\chi_{33})^{-1}\ ,$$

$$C_3 = (\lambda_1 - s v_1 \chi_{33})(s^2\chi_{33} - C_{66})^{-1}\ ,$$

$$C_2 = \xi_1 P_0 s^{-1}(C_{66} + s^2\chi_{33})(C_{66} - s^2\chi_{33})^{-1}\ ,$$

$$C_4 = 2\xi_1 s\,\chi_{33} u_{xy}^0 (C_{66} - s^2\chi_{33})^{-1}\ .$$

Здесь u_{xy}^0 и P_0 — спонтанные деформация и поляризация, если q_1 и q_2 — значения параметров порядка при $H = 0$. Учет зависимостей q_1, q_2 от магнитного поля (момента) не меняет вид выражений для u_{xy}^m и P_m, приводя лишь к перенормировке значений коэффициентов C_i (2). Вид перенормированных коэффициентов из-за их громоздкости мы здесь не приводим.

В работах [1,2] импульсное магнитное поле, приложенное в плоскости (a, b), перпендикулярной спонтанной поляризации, вызывало изменение электрической поляризации противоположных знаков при ориентации вдоль осей a и b. В случае $\mathbf{H} \parallel a$ в первоначально монодоменном образце возникали домены с обращенными электрической поляризацией и деформацией u_{xy}. При $\mathbf{H} \parallel b$ кристалл оставался однодоменным, а при направлении вдоль биссектрисы между осями a и b МЭ эффект не наблюдался. В упомянутых работах a и b — ромбические оси, повернутые на 45° относительно используемых в (1) и (2) тетрагональных осей: ось $a \parallel [110]$, ось $b \parallel [1\bar{1}0]$. Перейдем в выражениях (2) к новым ромбическим осям $x = a$, $y = b$ и учтем, что тензор u_{xy} в (2) теперь будет равен $1/2\,(u_{xx} - u_{yy})$. Таким образом,

$$P_m = \frac{C_1}{2}(m_y^2 - m_x^2) + C_2(m_x^2 + m_y^2)\ , \qquad (3)$$

$$u_{xx}^m - u_{yy}^m = C_3(m_y^2 - m_x^2) + 2C_4(m_x^2 + m_y^2)\ .$$

Первые слагаемые в (3), пропорциональные $(m_y^2 - m_x^2)$, т.е. $m_x\,m_y$ в тетрагональных осях, обусловлены в основном магнитострикционной энергией третьего порядка по переменным в (1) вида $\lambda_1 u_{xy}\,m_x\,m_y$. Вторые слагаемые в (3), пропорциональные $(m_x^2 + m_y^2)$, порождены инвариантами четвертого порядка с коэффициентами ξ_1, γ_3 и возникают в результате ромбических искажений, вносимых спонтанными параметрами порядка q_1^0, q_2^0, деформацией u_{xy}^0 и электрической поляризацией P_0. Малость вторых слагаемых по сравнению с первыми означает, что $\xi_1 P_0 \ll \lambda_1$, $\gamma_3 C_{66} \ll \lambda_1 \delta_{3,4}$. Реализации этих условий благоприятствует низкое значение электрической поляризации P_0 в рассматриваемых молибдатах ($P_0 =$ $= 180$ нКл/см^2 [4], что на два порядка меньше, чем в собственных сегнетоэлектриках) и значительная магнитострикция редкоземельных соединений.

В полях, в которых магнитный момент парамагнетика линейно зависит от магнитного поля, $m_{x,y} = a_0^{-1} H_{x,y}$, и тогда, пренебрегая вторым слагаемым в (3), для индуцируемой поляризации получаем выражение $P_m = 1/2\,C_1 a_0^{-2}(H_y^2 - H_x^2)$. В полях $\mathbf{H} \parallel X$ и $\mathbf{H} \parallel Y$ P_m имеет противоположные знаки. Если образец первоначально был однодоменным и в поле $\mathbf{H} \parallel Y$ знак индуцируемого электрического дипольного момента совпадает со знаком спонтанной поляризации, то кристалл остается однодоменным. Если же $\mathbf{H} \parallel X$, то индуцируется электрическая поляризация противоположного знака, и это вызывает появление доменов с обращенными поляризацией и деформацией. Величина $P_m = 0$ при направлении поля по биссектрисе между осями X и Y ($H_x = H_y$), т.е. МЭ эффект в данном приближении отсутствует.

Из выражений (2) и (3) следует, что отношение индуцируемой электрической поляризации к спонтанной порядка отношения магнитострикции к спонтанной стрикции, $P_m / P_0 \sim u_{xy}^m / u_{xy}^0$.

2. Магнитное поле параллельно спонтанной поляризации

Рассмотрим влияние магнитного поля $\mathbf{H} \parallel Z$ на сегнетоэластический-сегнетоэлектрический фазовый переход. В окрестности T_c параметр порядка изменяется медленнее всех остальных переменных, которые успевают подстраиваться к его равновесному значению. Поэтому, минимизируя F (1) по переменным P_i, u_{ik}, выразим их через q_1, q_2 и m_z. При $\mathbf{H} \parallel Z$ переменные m_x, m_y, P_x, P_y, u_{xz} и u_{yz} равны нулю, остальные отличны от нуля:

$$u_{xy} = u^0_{xy} - 2\xi_2 s^{-1} C_{66} u^0_{xy} (C_{66} - s^2\chi_{33})^{-1} m_z^2 , \quad (4)$$

$$P_z = P_0 + k m_z^2 ,$$

$$k = \xi_2 s^{-1} P_0 (C_{66} + s^2\chi_{33})(C_{66} - s^2\chi_{33})^{-1} .$$

Подставив полученные для u_{ik}, P_z, u_{xy} выражения в (1) и представляя параметры порядка в виде $q_1 = r\cos\varphi$, $q_2 = r\sin\varphi$ [3], получаем свободную энергию (1) как функцию переменных r, φ и m_z:

$$F = \frac{1}{2}\alpha r^2 + \frac{1}{4} b_1 r^4 + \frac{1}{4} b_2 r^4 \sin 4(\varphi - \varphi_\beta) + \frac{1}{6}\xi r^6 +$$

$$+ \frac{1}{2} b_0 m_z^2 - m_z H + \frac{c}{4} m_z^4 + w_4 r^2 m_z^2 , \quad (5)$$

где

$$b_1 = \frac{1}{4}(3\beta_1' + \beta_2') ,$$

$$b_2 = \beta_3' (\cos 4\varphi_\beta)^{-1} = \frac{1}{4}\sqrt{(\beta_2' - \beta_1')^2 + 16\beta_3'^2} ,$$

$$\beta_1' = \beta_1 - A\left[C_{33}\delta_2^2 + \frac{1}{2}(C_{11} + C_{12})\delta_1^2 - 2C_{13}\delta_1\delta_2\right] -$$

$$- B\delta_4^2 (2C_{66})^{-1} ,$$

$$\beta_2' = \beta_2 - A\left[2C_{33}\delta_2^2 + (C_{11} + C_{12})\delta_1^2 - 4C_{13}\delta_1\delta_2\right] -$$

$$- B(\delta_3^2 - 2\delta_4^2) C_{66}^{-1} ,$$

$$\beta_3' = \beta_3 - B\delta_3\delta_4 C_{66}^{-1} ,$$

$$B = 1 + \chi_{33} s^2 C_{66}^{-1} + \chi_{33}^2 s^4 C_{66}^{-2} , \quad c \approx C_1' ,$$

$$w_4 = \gamma_4 - A\left\{\delta_1[\lambda_3(C_{11} + C_{12}) - 2\lambda_4 C_{13}] + \right.$$

$$\left. + 2\delta_2(\lambda_4 C_{33} - \lambda_3 C_{13})\right\} . \quad (6)$$

В равновесии $\varphi = \varphi_0 = \varphi_\beta - \pi/8$, при этом $b_2 > 0$, параметры ξ, c и b_0 считаем положительными и полагаем $b_2 > b_1$.

Минимуму F (5) соответствуют две фазы:

1) параэлектрическая:

$$r = 0, \quad P = 0, \quad u_{xy} = 0;$$

$$cm^3 + b_0 m - H = 0,$$

$$\alpha + 2w_4 m^2 > 0, \quad m = m_z .$$

2) упорядоченная:

$$r^2 = \frac{1}{2\xi}\left[-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\xi(\alpha + 2w_4 m^2)}\right],$$

$$\beta = b_1 - b_2, \ \beta^2 > 4\xi(\alpha + 2w_4 m^2) ,$$

$$cm^3 + (b_0 - w_4\beta\xi^{-1})m +$$

$$+ w_4 \xi^{-1} m\sqrt{\beta^2 - 4\xi(\alpha + 2w_4 m^2)} - H = 0,$$

$$P_0 = \rho r^2 , \quad \rho = -s\chi_{33}\left(\frac{\delta_3}{2}\sin 2\varphi_0 + \delta_4\cos 2\varphi_0\right),$$

$$u^0_{xy} = -(s\chi_{33})^{-1} P_0 . \quad (7)$$

Параметр α линейно зависит от температуры, $\alpha = \alpha_c + a(T - T_c^0)$, где T_c^0 — температура фазового перехода в отсутствие магнитного поля.

Из выражения (7) для r^2 видно, что обращение в нуль подкоренного выражения возможно при достаточно больших значениях магнитного момента m, т.е. достаточно сильное магнитное поле может индуцировать неустойчивость параметра порядка r, и, следовательно, деформации и поляризации.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости моментов и деформации от магнитного поля, полученные при условии $b_0\xi > |\beta w_4|$. Последовательности рисунков $a \to b \to \ldots$ соответствует увеличение параметра α, т.е. температуры. В случае $w_4 > 0$ (рис. 1) при $\alpha > \beta^2/4\xi$ существует только параэлектрическая фаза ($P = 0$, $u_{xy} = 0$).

В упорядоченной фазе зависимости величин P и u_{xy} определяются формулами (4) и (7). Магнитоэлектрическая восприимчивость $(\partial P/\partial H)$ равна

$$\frac{\partial P}{\partial H} = -2m\rho R^{-1}\left[2w_4(1 + 3km^2) + \right.$$

$$\left. + k\beta(2\xi)^{-1}\sqrt{\bar\beta^2 - 8\xi w_4 m^2} - k\bar\beta^2(2\xi)^{-1}\right] , \quad (8)$$

$$R = \sqrt{\bar\beta^2 - 8\xi w_4 m^2}\,(b_0 - w_4\beta\xi^{-1} + 3cm^2) +$$

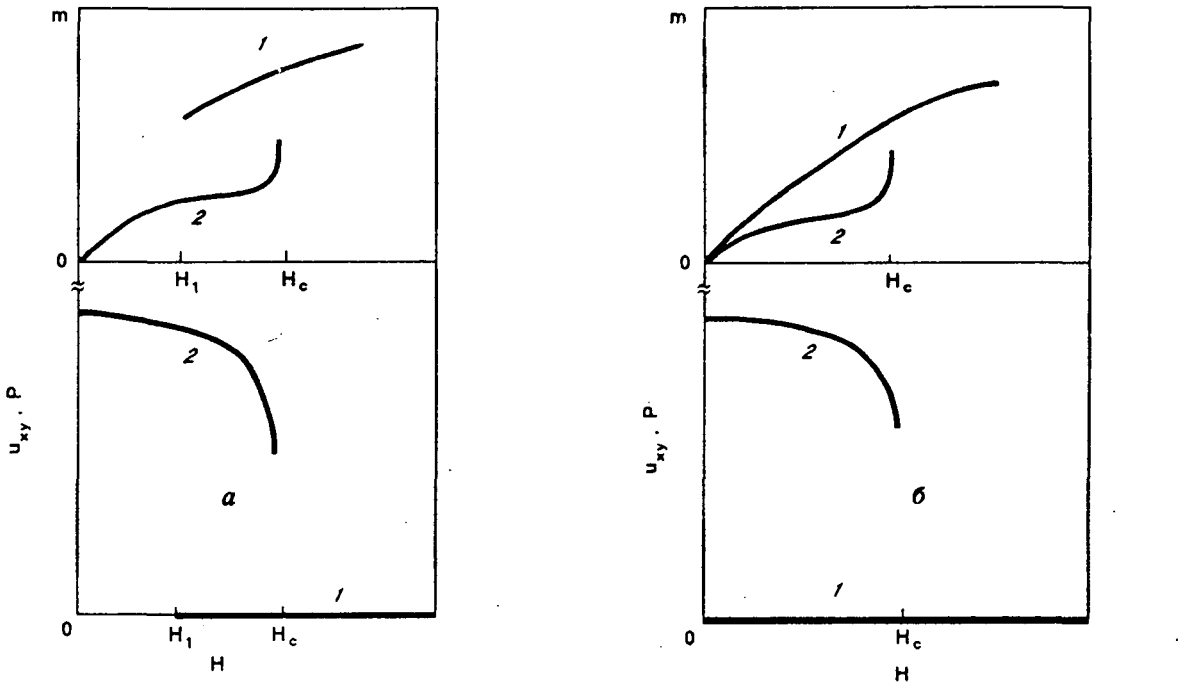

Рис. 1. Зависимости магнитного момента m, электрической поляризации P_z и деформации u_{xy} от магнитного поля H_z при $w_4 > 0$: $\alpha < 0$ (*а*); $0 < \alpha < \beta^2/4\xi$ (*б*); *1* — параэлектрическая фаза; *2* — упорядоченная фаза.

$$+ w_4\xi^{-1}\left(\bar{\beta}^{\,2} - 16\xi w_4 m^2\right) \ , \ \bar{\beta}^{\,2} = \beta^2 - 4\xi\alpha \ ,$$

где m является функцией магнитного поля, согласно уравнению (7). В слабых полях P, r^2 и u_{xy} зависят от магнитного поля квадратично, а в поле H_c магнитная и МЭ восприимчивости, $(\partial u_{xy}/\partial H)$ и $(\partial r^2/\partial H)$ обращаются в бесконечность. Поля H_1 и H_c таковы:

$$H_1 = \sqrt{\frac{-\alpha}{2w_4}}\left(b_0 - \frac{\alpha c}{2w_4}\right) \ , \quad H_c = c\left(\frac{\bar{\beta}^{\,2}}{8\xi w_4}\right)^{3/2} \ . \tag{9}$$

Выражение для H_c в (9) соответствует случаю малых взаимодействий, когда $|w_4| << c\beta^2(\xi b_0)^{-1}$.

Рисунки 1 и 2 свидетельствуют о возможности фазового перехода первого рода по магнитному полю в СЭ и сегнетоэластической подсистемах. Кроме того, из зависимостей $m(H)$ на рис. 1 видно, что благодаря МЭ взаимодействию фазовый переход первого рода по магнитному полю происходит не только в СЭ и сегнетоэластической, но и в магнитной подсистеме. При температурах, близких к T_c^0, поле перехода $H_t \sim (|T_c^0 - T|)^{1/2}$, а сдвиг температуры перехода в магнитном поле равен

$$\Delta T = T_c - T_c^0 = -\frac{2w_4}{ab_0^2}H^2 \ . \tag{10}$$

В случае $w_4 > 0$ температура перехода в магнитном поле понижается, а при $w_4 < 0$ — повышается.

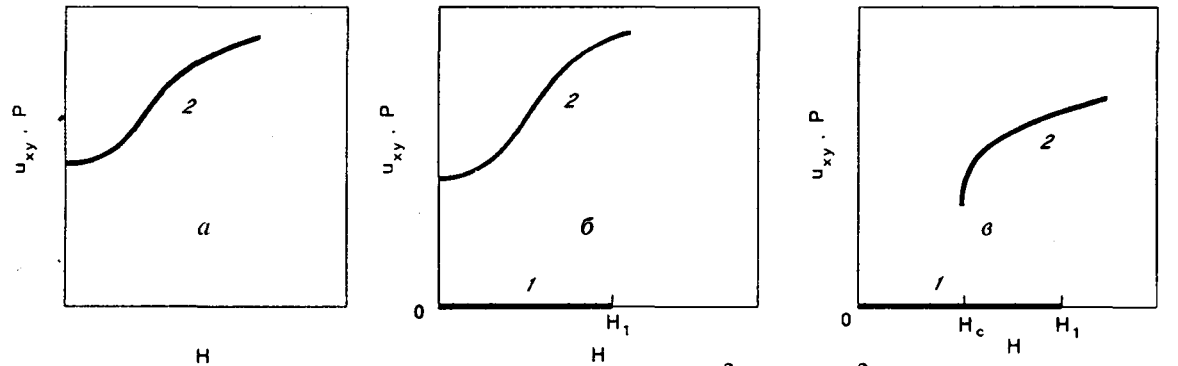

Рис. 2. Зависимости P_z и u_{xy} от магнитного поля при $w_4 < 0$: $\alpha < 0$ (*а*); $0 < \alpha < \beta^2/4\xi$ (*б*); $\alpha > \beta^2/4\xi$ (*в*); *1* — параэлектрическая фаза; *2* — упорядоченная фаза.

Оценим порядок величины сдвига температуры (10). Из (2) и (6) имеем $w_4 \sim \delta\lambda_3 C_{33}^{-1}$, $u_{xy}^0 \sim \delta r^2 C_{66}^{-1}$, $r^2 \sim |\beta|\xi^{-1}$, т.е. $\delta \sim u_{xy}^0 \xi C_{66}\beta^{-1}$ и $w_4 \sim u_{xy}^0 \lambda_3 \xi C_{66}(\beta C_{33})^{-1}$. Кроме того, $m^2 = b_0^{-2}H^2$, а магнитострикция $u_{zz}^m = \lambda_3 C_{33}^{-1} m^2$, т.е. $\Delta T \sim \xi(a\beta)^{-1} C_{66} u_{xy}^0 u_{xy}^m$.

Воспользуемся значениями параметров для молибдата гадолиния $C_{66} = 2{,}5 \cdot 10^{11}$ эрг·см$^{-3}$ [5], $\xi = 2{,}3 \cdot 10^{59}$ г$^{-2}$·см^2·с$^{-2}$, $\beta = -6{,}5 \cdot 10^{41}$ г$^{-1}$·см·с$^{-2}$ [6], $u_{xy}^0 \sim 10^{-3}$, $a = 4{,}85 \cdot 10^{22}$ с$^{-2}$·К$^{-1}$ [7]. Получаем $\Delta T \sim 10^3 u_{zz}^m$. Поскольку смещение температуры перехода пропорционально магнитострикции, оно будет заметнее всего в сильных магнитных полях в молибдатах с ненулевым орбитальным моментом редкоземельного иона. Если магнитострикция порядка электрострикции, т.е. $u^m \sim 10^{-3}$, то $\Delta T \sim 1$ К.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS, грант INTAS-94-935.

1. Б. К. Пономарев, С. А. Иванов, Б. С. Редькин, В. Н. Курлов, *Письма в ЖЭТФ* 55, 353 (1992); *Вестник МГУ*, серия 3, 34, 88 (1993).
2. B. K. Ponomarev, S. A. Ivanov, Yu.F. Popov, V. D. Negrii, and B. S. Red'kin, in: *Magnetoelectric Phenomena in Grystals, 2nd Intern. Conf.*, Asckona, Switzerland, Sept. 13–18 (1993), p. 9.
3. V. Dvorak, *Phys. Status Solidi* B46, 763 (1971).
4. H. Borchardt and P. E. Bierstedt, *J. Appl. Phys.* 38, 2057 (1967).
5. D. J. Epstein, W. V. Herrich, and R. F. Turak, *Solid State Commun.* 8, 1491 (1970).
6. E. Sawaguchi and L. E. Cross, *J. Appl. Phys.* 44, 2541 (1973).
7. J. D. Axe, B. Dorner, and G. Shirane, *Phys. Rev. Lett.* 26, 519 (1971).

Magnetic field effect on ferroelastic and ferroelectric properties of rare-earth molybdates

I. E. Chupis

A thermodynamic description of the influence of the magnetic field on ferroelastic and ferroelectric properties of rare-earth molybdates with the field orientation along and perpendicular to spontaneous polarization is proposed. In the case of the perpendicular orientation, of the field, the description agrees with the experimentally observed changes in the electric polarization and deformation in terbium molybdate. Different types of dependences of deformation, electric polarization, and magnetic moment on the magnetic field parallel to spontaneous polarization are obtained, and the phase transition of the first kind due to the magnetic field induced by magnetoelectric interaction is predicted in ferroelastic, ferroelectric, and magnetic subsystems. The expression is found for the shift of the transition temperature in the magnetic field.