

УДК 548.33:535

ЕСТЕСТВЕННАЯ И ИНДУЦИРОВАННАЯ ГИРОТРОПИЯ ПОЛИМОРФНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Я. О. ШАБЛОВСКИЙ, В. В. КИСЕЛЕВИЧ

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Введение

Предмет настоящего исследования – естественная и индуцированная гиротропия полиморфных диэлектрических кристаллов в области структурного фазового перехода.

Полиморфные кристаллы принято разделять на ферроики различных порядков [1]. Порядок n ферроика по определению равен рангу тензора, соответствующего воздействию, «переключающему» домены низкосимметричной структурной модификации (НСМ) кристалла. Среди известных полиморфных гиротропных кристаллов преобладают сегнетоэлектрики ($n = 1$). Сегнетоэластики ($n = 2$) также образуют весьма многочисленный класс кристаллов, однако большинство в нем составляют «смешанные» сегнетоэластики, являющиеся одновременно сегнетоэлектриками. Из средних и высших ферроиков ($n \geq 3$) практический интерес представляет только небольшая группа малоизученных пока ферроиков третьего порядка, испытывающих гиротропные фазовые переходы (ФП) – такие ФП, при которых количественной характеристикой различия между структурными модификациями является гиротропия кристалла. Цель настоящей работы – теоретическое исследование электрогирации в гиротропных ферроиках.

Теоретический анализ и результаты

Для количественного описания гиротропного ФП введем безразмерный параметр g . Экспериментальные данные (см., например, [2]) свидетельствуют: если высокотемпературная структурная модификация (ВСМ) кристалла центросимметрична (т. е. гиротропна только НСМ), то при $\frac{T_\lambda - T}{T_\lambda} \gg 1$ удельное оптическое вращение

$$\rho \rightarrow \rho_\infty = \text{const},$$

где T – температура; T_λ – температура ФП. В таком случае

$$g = \frac{\rho}{\rho_\infty}$$

(величина ρ_∞ подразумевается известной).

Если же ВСМ нецентросимметрична, то при $T > T_\lambda$

$$\rho = \rho^+ \approx \rho_\lambda + l(T - T_\lambda), \quad (1)$$

где ρ_λ и l – константы, причем обычно $l \rightarrow 0$ [3]. В этом случае функцию $\rho^+(T)$ можно экстраполировать в низкотемпературную фазу и отождествить с регулярной составляющей суммарного вращения ρ , на фоне которой в низкотемпературной фазе возникает приращение

$$\Delta\rho = |\rho - \rho^+|.$$

В таком случае целесообразно выбрать параметр g в виде

$$g = \frac{\Delta\rho}{\rho^+},$$

считая температурную зависимость ρ^+ известной (формула (1)).

Рассматривая параметр g как обобщенную термодинамическую координату, разложим термодинамический потенциал кристалла в области гиротропного ФП в ряд по этому параметру:

$$\varphi = [\varphi] + \frac{\alpha g^2}{2!} + \frac{\beta g^4}{4!} + \frac{\eta g^6}{6!} + \dots \quad (2)$$

При этом величина

$$\Gamma = \frac{\partial\varphi}{\partial g} \quad (3)$$

окажется обобщенной термодинамической силой, сопряженной координате g , а соотношение

$$\Gamma = f(g) \quad (4)$$

– уравнением состояния кристалла в области гиротропного ФП. Для расчета температурных зависимостей физических величин на основе подобных соотношений необходимо, руководствуясь спецификой задачи, установить либо постулировать вид зависимостей коэффициентов α , β , η, \dots от температуры и внешних полей. Предварительно ограничимся следующим предположением. Будем считать, во-первых, что существует аналитическая функция

$$\Gamma = \Gamma(g, t, Y), \quad (5)$$

где $t = \frac{(T - T_\lambda)}{T_\lambda}$, Y – обобщенная термодинамическая сила (давление, напряженность электрического поля и т. п.), и во-вторых, что функция (4) представима в виде:

$$\Gamma = g \cdot f(t, g^Z Y^D), \quad (6)$$

где $f(t, g^Z Y^D)$ – однородная функция переменных t , g^Z и Y^D , а Z , D – неизвестные пока степенные показатели, по своему смыслу аналогичные критическим показателям, применяемым в современной теории критического состояния [4] (см. далее формулы (9)).

По определению, однородная функция степени ξ удовлетворяет равенству

$$f(Qt, Qg^Z QY^D) = Q^\xi f(t, g^Z Y^D). \quad (7)$$

Равновесное значение параметра перехода g , реализующееся в кристалле при заданных внешних условиях, соответствует минимуму термодинамического потенциала. С учетом (3) условие

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial g} \right)_T = 0$$

достижения этого минимума эквивалентно требованию

$$\Gamma = 0. \quad (8)$$

Используя (7), (8), можно показать, что выбор уравнения состояния в форме (6) эквивалентен асимптотическим соотношениям

$$g = N_g t^{1/Z}, \quad g = R_g Y^{D/Z}, \quad g = F_g \Gamma^{\frac{1}{1+Z\xi}}, \quad \left(\frac{\partial g}{\partial \Gamma} \right)_T = N_\Gamma t^{-\xi}, \quad (9)$$

где N_g , N_Γ , R_g и F_g – постоянные множители. Связь показателей Z , D и ξ с критическими показателями других характеристик кристалла можно найти, воспользовавшись соотношением для термогирационного коэффициента $\theta = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{E,X}$:

$$\theta = \left[\frac{\Delta C_Y}{T} \cdot \left(\frac{\partial g}{\partial \Gamma} \right)_T \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Для этого вначале необходимо проанализировать поведение величины $(\partial g / \partial \Gamma)$.
Имеем:

$$\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial g} \right)_T = f(t, g^2, Y^D) + g \frac{\partial f(t, g^2, Y^D)}{\partial g}. \quad (11)$$

Используя (7) и (9), находим:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial g} = Q^{-\xi} f(Qt, QN_g t, QY^D) + ZN_g^Z t Q \frac{\partial f(Qt, QN_g t, QY^D)}{\partial (QN_g t)}. \quad (12)$$

Параметр Q , по определению, может быть выбран произвольно. Если $Y = \text{const}$, то целесообразно выбрать $Q = t^{-1}$. Тогда, возвращаясь к (10) и определяя для θ критические показатели равенствами

$$\theta = \left(\frac{N_g}{Z} \right) \cdot t^{\frac{1}{Z-1}}, \quad \theta = R_\beta Y^\psi,$$

с учетом (9) получаем соотношения, устанавливающие взаимосвязь между критическими показателями гирационных эффектов и критическим показателем теплоемкости α_C :

$$Z = \frac{2}{\alpha_c + \xi + 2}, \quad \psi = \frac{1}{2} \left(\alpha_c - \frac{Z\xi}{1 + Z\xi} \right). \quad (13)$$

Равенства (13), выведенные на основе достаточно общих предположений (5) и (6), определяют характер взаимосвязи между критическими показателями. Индивидуальные гирационные свойства ферроиков, подчиняющихся эти равенствам, могут существенно различаться. Перейдем к более детальному анализу естественной и индуцированной гирации ферроиков.

Вначале проанализируем наиболее распространенную схему опыта, полагая, что при воздействии на кристалл электрического поля механическое воздействие отсутствует. Разложение (2), соответствующее свободному кристаллу [см. условие (8)], в этом случае следует дополнить кристаллографически инвариантным слагаемым, характеризующим взаимодействие параметра g с обобщенной термодинамической силой Y , в роли которой выступает напряженность внешнего электрического поля E . Пренебрегая в области ФП ($g \ll 1$) вкладом слагаемых высших порядков, от (2) можно перейти к приближенному равенству

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\alpha g^2}{2} + \frac{\beta g^4}{4} - \zeta g^2 E^2, \quad (14)$$

где

$$\alpha = \alpha'(T - T_\lambda),$$

α' , β и ζ – положительные константы. Используя (14), нетрудно выразить равновесное значение параметра перехода:

$$g = \begin{cases} \left[\frac{\alpha'(T_Y - T)}{\beta} \right]^{1/2}, & T \leq T_Y; \\ g = 0, & T > T_Y, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$T_Y = \frac{T_\lambda + \zeta E_i^2}{\alpha'}. \quad (16)$$

Из (15), в свою очередь, следует, что электрогирационный коэффициент ферроика третьего порядка в области гиротропного ФП приближенно выражается равенством

$$\gamma \approx \begin{cases} \frac{\zeta E}{[(\alpha'\beta)(T_Y - T)]^{1/2}}, & T \leq T_Y; \\ \gamma = 0, & T > T_Y. \end{cases} \quad (17)$$

Рассмотрим теперь случай, когда электрическое поле E_i и механическое напряжение X_μ воздействуют на кристалл одновременно. Практическая значимость такой нетрадиционной схемы опыта обусловлена тем, что определенные сочетания E_i и X_μ , способные «переключать» домены НСМ кристалла, представляют собой обоб-

ценную термодинамическую силу Γ , сопряженную параметру g [см. формулу (3)]. В этом случае разложение (2) следует дополнить слагаемым, учитывающим взаимодействие параметра g с сопряженной ему величиной Γ :

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\alpha g^2}{2} + \frac{\beta g^4}{4} - \tilde{\zeta} g \Gamma, \quad (18)$$

где $\tilde{\zeta}$ – константа взаимодействия параметра g с обобщенной силой Γ . Из (18) получаем:

$$\gamma = [\alpha^* + 3\beta^* g_0^2]^{-1} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial E_i} \right)_T, \quad (19)$$

где $\alpha^* = \frac{\alpha}{\zeta}$, $\beta^* = \frac{\beta}{\zeta}$, а g_0 – корень уравнения:

$$\alpha^* g_0 + \beta^* g_0^3 - \Gamma = 0.$$

Если $\Gamma \gg \alpha^*$, то в широкой окрестности точки ФП, т. е. при $0 < \frac{|T - T_\lambda|}{T_\lambda} \leq 1$,

$$g_0 \approx (\Gamma / \beta^*)^{1/3},$$

и гиротропные свойства ферроика нечувствительны к изменениям температуры. Если же Γ не слишком велико, то при $T < T_Y$

$$\gamma_i \approx \frac{1}{2\alpha^*(T_Y - T)} X_i, \quad (20)$$

а при $T > T_Y$

$$\gamma_i \approx \frac{1}{\alpha^*(T_Y - T)} X_i. \quad (21)$$

Компоненты сдвигового механического напряжения X_i для различных гиротропных ФП приведены в табл. 1.

Таблица 1

Обобщенные термодинамические силы при гиротропных ФП

Гиротропный переход	X_i
$m\bar{3} \rightarrow 23$	$X_\mu, \mu = 4, 5, 6$
$6/mmm \rightarrow 622, 4/mmm \rightarrow 4,$ $6mm \rightarrow 6, 4/mmm \rightarrow 422, \bar{6}m2 \rightarrow 32$	$X_4 = X_5, i = 1, 2$
$4/mmm \rightarrow \bar{4}2m, 4/m \rightarrow \bar{4}$	$X_4 = X_5, i = 1, 2,$ $X_6, i = 3$

Гиротропный переход	X_i
$mmm \rightarrow 222$	$X_6, i = 1;$ $X_6, i = 2;$ $X_6, i = 3$
$\bar{3}m \rightarrow 32, 3m \rightarrow 3$	$X_4 = X_5, i = 1;$ $X_5 = X_6, i = 2$

Перейдем к анализу пьезоиндуцированной гиротропии, которую будем характеризовать набором соответствующих компонент тензора пьезогирации $\pi_{jk\mu} = \left(\frac{\partial G_{jk}}{\partial X_\mu} \right)_{T,E}$, где G_{jk} – псевдотензор гирации, $\mu = 1, 2, \dots, 6$. Введем вспомогательный параметр

$$\Delta^{(T)} = T - T_\lambda(X_\mu), \quad (23)$$

удовлетворяющий требованию

$$\frac{\Delta^{(T)}}{T_\lambda(X_\mu)} \gg 1. \quad (24)$$

Тогда, воспользовавшись тем, что

$$\left(\frac{\partial G_{jk}}{\partial X_\mu} \right)_{T,E} \equiv \frac{\partial(G_{jk}, T)}{\partial(X_\mu, T)}, \quad (25)$$

после преобразования якобиана (25) можно получить равенство

$$\frac{\pi_{jk\mu} - \pi_{jk\mu}^0}{\Theta_{jk}} = \xi_\mu, \quad (26)$$

где $\Theta_{jk} = \left(\frac{\partial G_{jk}}{\partial T} \right)_{X,E}$ – тензор термогирации, $\xi_\mu = - \left(\frac{\partial T}{\partial X_\mu} \right)_{\Delta^{(T)}, E}$, $\pi_{jk\mu}^0 = \left(\frac{\partial G_{jk}}{\partial X_\mu} \right)_{\Delta^{(T)}, E}$.

Из (23), (24) следует, что $\pi_{jk\mu}^0$ – «регулярная» составляющая пьезогирационного коэффициента, нечувствительная к полиморфному превращению, т. е.

$$\pi_{jk\mu}^0 = \text{const}. \quad (27)$$

Сказанное означает, что $\pi_{jk\mu}^0 \neq 0$ только если структура разупорядоченной модификации соединения ацентрична.

Из (23) следует, что

$$\left(\frac{\partial T}{\partial X_\mu} \right)_{\Delta(T), E} = \left(\frac{\partial T_\lambda}{\partial X_\mu} \right)_{\Delta(T), E}. \quad (28)$$

Линии сосуществования модификаций полиморфных соединений, как правило, имеют приблизительно постоянный наклон, т. е.

$$\xi_\mu \approx \text{const}. \quad (29)$$

Тогда, возвращаясь к соотношению (26), с учетом (27), (29) заключаем: температурные зависимости термогирационных и пьезогирационных коэффициентов исследуемых соединений совпадают с точностью до постоянного множителя ξ_μ , причем

$$\xi_\mu \pi_{jkv} - \xi_\nu \pi_{jkv} = \xi_\mu \pi_{jkv}^0 - \xi_\nu \pi_{jkv}^0. \quad (30)$$

Взаимосвязь типа (26) имеет место также для пар величин $d_{i\mu}$, ζ_i и α_μ , C_X/T , где d – тензор пьезоэлектрических модулей; ζ – пирозэлектрический коэффициент; α – тензор теплового расширения, C_X – теплоемкость при $X = \text{const}$; $i = 1, 2, 3$. Именно, по-прежнему обозначая верхним индексом «0» регулярные составляющие соответствующих величин, в дополнение к (26) можно получить соотношение

$$\frac{\pi_{jk\mu} - \pi_{jk\mu}^0}{\Theta_{jk}} = \frac{d_{i\mu} - d_{i\mu}^0}{\zeta_i} = \frac{\alpha_\mu - \alpha_\mu^0}{C_X/T}, \quad (31)$$

где $d_{i\mu}^0 \neq 0$ только для ацентричных разупорядоченных модификаций. При этом

$$\xi_\mu d_{i\nu} - \xi_\nu d_{i\mu} = \xi_\mu d_{i\nu}^0 - \xi_\nu d_{i\mu}^0; \quad \xi_\mu \alpha_\nu - \xi_\nu \alpha_\mu = \xi_\mu \alpha_\nu^0 - \xi_\nu \alpha_\mu^0. \quad (32)$$

Соотношения (26) и (30)–(32) существенно сокращают число независимых прямых измерений, необходимых для всестороннего изучения температурного поведения физико-химических свойств соединения в области его полиморфного превращения. Например, располагая экспериментально измеренной зависимостью $\Theta_{jk}(T)$ и зная ξ_μ , можно рассчитать $\pi_{jk\mu}(T)$. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены рассчитанные для KN_2PO_4 и $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ на основе данных [3], [5]–[8] температурные зависимости коэффициентов π_{111} и $\hat{\pi}_{11} = (\partial G_{11} / \partial p)_T$ (где p – гидростатическое давление).

Из (26), (28), (29) следует:

$$dG_{jk} = - \frac{dG_{jk}}{dT} dT_\lambda + \pi_{jk\mu}^0 dX_\mu, \quad (33)$$

где $dT_\lambda = \frac{dT_\lambda}{dX_\mu} dX_\mu$. Равенство (33) означает, что в рассматриваемом случае изменение температуры dT , компенсирующее приращение механического напряжения dX_μ , равнозначно сдвигу точки полиморфного превращения: $dT = -dT_\lambda$. Следовательно, воздействие механических напряжений на гиротропию исследуемых соеди-

нений эквивалентно сдвигу кривой $G_{jk}(T)$ вдоль оси температур без изменения формы этой кривой.

С аналитической точки зрения это заключение является прямым следствием ограничения (29). Если же проанализировать указанную закономерность в свете теории представлений кристаллографических групп, то можно убедиться, что линейная взаимосвязь типа (26), (31) имеет место лишь тогда, когда трансформационные свойства внешнего поля, воздействующего на полиморфный кристалл, отличны от трансформационных свойств параметра перехода, соответствующего полиморфному превращению этого кристалла. Учет упомянутого теоретико-группового ограничения позволяет сделать важный вывод: в отличие от пьезоиндуцированных свойств, электроиндуцированные свойства полиморфного соединения подчиняются взаимосвязям (26), (31) лишь в тех случаях, когда упорядочение структуры соединения при его полиморфном превращении не сопровождается возникновением электрического дипольного момента*. При выполнении названного условия верны равенства, аналогичные (31):

$$\frac{\gamma_{ijk} - \gamma_{ijk}^0}{\Theta_{jk}} = \frac{d_{i\mu} - d_{i\mu}^0}{\alpha_{\mu}} = \frac{\zeta_i - \zeta_i^0}{C_E/T} = \xi_i^E. \quad (34)$$

Здесь $\gamma_{ijk} = \left(\frac{\partial G_{jk}}{\partial E_i} \right)_{T,X}$ – тензор электрогирации; C_E – теплоемкость при постоянном электрическом поле E ; $\xi_i^E = - \left(\frac{\partial T_{\lambda}}{\partial E_i} \right)_X$; $\zeta_i^0 \neq 0$ только для соединений с полярной разупорядоченной фазой. В то же время, линейной корреляции между электроиндуцированными свойствами полиморфных соединений, у которых упорядоченная модификация имеет полярную, а разупорядоченная модификация – неполярную структуру, не существует.

В завершение отметим следующее. Традиционно подразумевается [3], что псевдотензор гирации является симметричным. В контексте нашего рассмотрения использование общепринятого «симметризованного» приближения не влияет на закономерность полученных выводов. Однако в действительности псевдотензор гирации не обладает симметрией. Это обстоятельство должно быть учтено при использовании соотношения (34), а именно, при определении регулярных составляющих компонент тензора электрогирации. Ввиду сказанного, в дополнение к предлагаемому соотношению (34) нами были табулированы кристаллографические тензоры электрогирации, которые, вопреки распространенному мнению [2], не обладают симметрией. Эти тензоры приведены в табл. 2.

В завершение отметим следующее. Традиционно подразумевается [3], что псевдотензор гирации является симметричным. В контексте нашего рассмотрения использование общепринятого «симметризованного» приближения не влияет на закономерность полученных выводов. Однако в действительности псевдотензор гирации не обладает симметрией. Это обстоятельство должно быть учтено при использовании соотношения (34), а именно, при определении регулярных составляющих компонент тензора электрогирации. Ввиду сказанного, в дополнение к предлагаемому соотношению (34) нами были табулированы кристаллографические тензоры электрогирации, которые, вопреки распространенному мнению [2], не обладают симметрией. Эти тензоры приведены в табл. 2.

* Другими словами, электроиндуцированные свойства подчиняются соотношениям типа (26), (31) только для несегнетоэлектрических кристаллов.

Таблица 2

Тензор линейной электрогирации

Классы	Матрица тензора								
1, $\bar{1}$ 27 комп.	γ_{111}	γ_{112}	γ_{113}	γ_{121}	γ_{122}	γ_{123}	γ_{131}	γ_{132}	γ_{133}
	γ_{211}	γ_{212}	γ_{213}	γ_{221}	γ_{222}	γ_{223}	γ_{231}	γ_{232}	γ_{233}
	γ_{311}	γ_{312}	γ_{313}	γ_{321}	γ_{322}	γ_{323}	γ_{331}	γ_{332}	γ_{333}
2, m , $2/m$ ($2 c_2$, $m \perp c_2$) 13 комп.	0	γ_{112}	0	γ_{121}	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	γ_{211}	0	γ_{213}	0	γ_{222}	0	γ_{231}	0	γ_{233}
	0	γ_{312}	0	γ_{321}	0	γ_{323}	0	γ_{332}	0
2, m , $2/m$ ($2 c_3$, $m \perp c_3$) 13 комп.	0	0	γ_{113}	0	0	γ_{123}	γ_{131}	γ_{132}	0
	0	0	γ_{213}	0	0	γ_{223}	γ_{231}	γ_{232}	0
	γ_{311}	γ_{312}	0	γ_{321}	γ_{322}	0	0	0	γ_{333}
222, $mm2$, mmm 6 комп.	0	0	0	0	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	0	0	γ_{213}	0	0	0	γ_{231}	0	0
	0	γ_{312}	0	γ_{321}	0	0	0	0	0
3, $\bar{3}$ 21 комп., 6 инв.	γ_{111}	γ_{112}	γ_{113}	γ_{112}	$-\gamma_{111}$	γ_{123}	γ_{131}	γ_{132}	0
	γ_{112}	$-\gamma_{111}$	$-\gamma_{123}$	$-\gamma_{111}$	$-\gamma_{112}$	γ_{113}	$-\gamma_{132}$	γ_{131}	0
	γ_{311}	γ_{312}	0	$-\gamma_{312}$	γ_{311}	0	0	0	γ_{333}
32, $3m$, $\bar{3}m$ ($2 X_1$, $m \perp X_1$) 10 комп.	γ_{111}	0	0	0	$-\gamma_{111}$	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	0	$-\gamma_{111}$	$-\gamma_{123}$	$-\gamma_{111}$	0	0	$-\gamma_{132}$	0	0
	0	γ_{312}	0	$-\gamma_{312}$	0	0	0	0	0
32, $3m$, $\bar{3}m$ ($2 X_2$, $m \perp X_2$) 10 комп.	0	γ_{112}	0	γ_{112}	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	γ_{112}	0	$-\gamma_{123}$	0	$-\gamma_{112}$	0	$-\gamma_{132}$	0	0
	0	γ_{312}	0	$-\gamma_{312}$	0	0	0	0	0
4, $\bar{4}$, $4/m$, 6 , $\bar{6}$, $6/m$ 13 комп.	0	0	γ_{113}	0	0	γ_{123}	γ_{131}	γ_{132}	0
	0	0	$-\gamma_{123}$	0	0	γ_{113}	$-\gamma_{132}$	γ_{131}	0
	γ_{311}	γ_{312}	0	$-\gamma_{312}$	γ_{311}	0	0	0	γ_{333}
422, $4mm$, $\bar{4}2m$, $4/mmm$, 622 , $6mm$, $\bar{6}2m$, $6/mmm$ 6 комп.	0	0	0	0	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	0	0	$-\gamma_{123}$	0	0	0	$-\gamma_{132}$	0	0
	0	γ_{312}	0	$-\gamma_{312}$	0	0	0	0	0
23, $m\bar{3}$ 6 комп.	0	0	0	0	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0
	0	0	γ_{132}	0	0	0	γ_{123}	0	0
	0	γ_{123}	0	γ_{132}	0	0	0	0	0
432, $\bar{4}3m$, $m\bar{3}m$ 6 комп.	0	0	0	0	0	γ_{123}	0	$-\gamma_{123}$	0
	0	0	$-\gamma_{123}$	0	0	0	γ_{123}	0	0
	0	γ_{123}	0	$-\gamma_{123}$	0	0	0	0	0

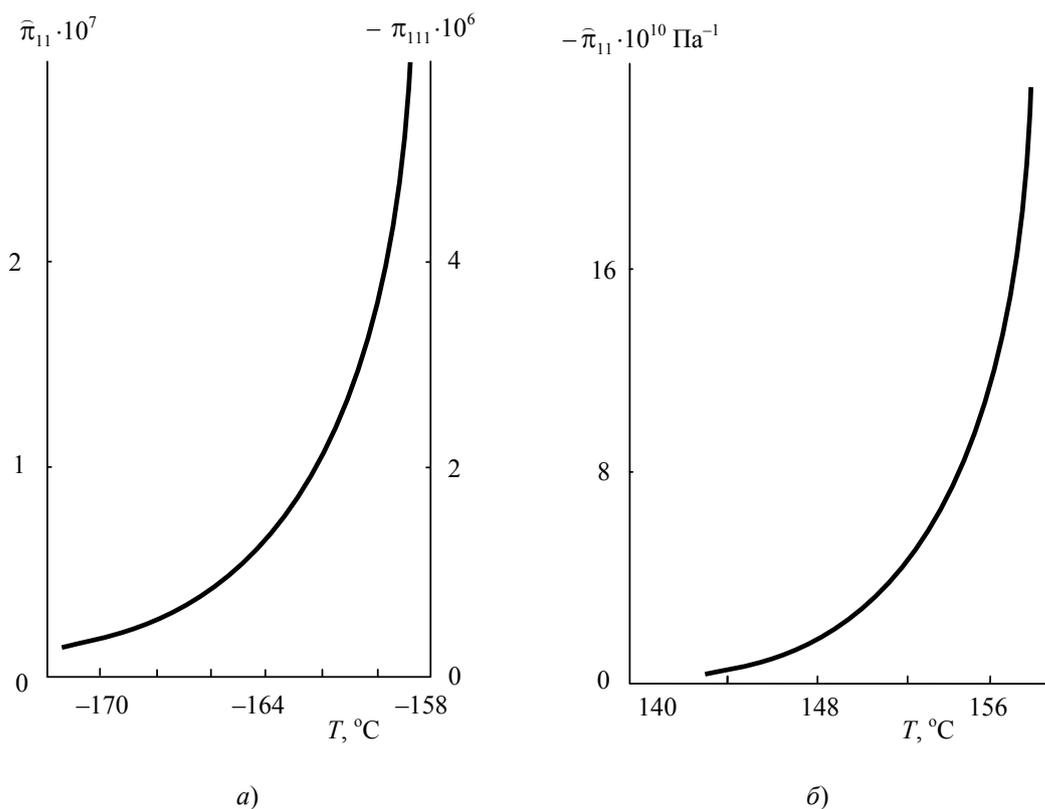


Рис. 1. Температурные зависимости пьезогирационных коэффициентов $\text{KН}_2\text{PO}_4$ (а) и $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ (б)

Заключение

Предложено аналитическое описание естественной и индуцированной оптической активности полиморфных кристаллов, получены выражения ее зависимостей от температуры и напряженности внешних полей. Найдена взаимосвязь критических показателей полиморфных гиротропных кристаллов.

При $E \geq 10^7$ В/м в области ФП возможно спонтанное увеличение электропроводности кристалла, способное приводить к насыщению наблюдаемых температурных зависимостей физических величин. Электропроводность нами не учитывалась, поэтому область применения количественных результатов настоящей работы, относящихся к анализу электроиндуцированной гиротропии, ограничена величиной $E < 10^7$ В/м.

Литература

1. Изюмов, Ю. А. Фазовые переходы и симметрия кристаллов / Ю. А. Изюмов, В. Н. Сыромятников. – Москва : Наука, 1984. – С. 149–157.
2. Влох, О. Г. Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике / О. Г. Влох. – Львов : Высш. шк., 1984. – 156 с.
3. Оптические свойства кристаллов / А. Ф. Константинова [и др.]. – Минск : Наука и техника, 1995. – 300 с.
4. Новиков, И. И. Термодинамика спинодалей и фазовых переходов / И. И. Новиков. – Москва : Наука, 2000. – С. 136–147.

5. Влияние гидростатического давления на фазовые переходы в кристаллах группы KDP / С. Г. Жуков [и др.] // Изв. Акад. наук СССР. Сер. физ. – 1985. – Т. 49. – № 2. – С. 255.
6. Влияние гидростатического давления на фазовый переход в KN_2PO_4 / А. И. Савинков [и др.] // Физика твердого тела. – 1972. – Т. 14. – № 7. – С. 2008.
7. Широков, А. М. Влияние гидростатического давления на фазовый переход в молибдате гадолия / А. М. Широков, В. П. Мылов, А. И. Баранов // Физика твердого тела. – 1971. – Т. 13. – № 10. – С. 3108.
8. Влох, О. Г. Измерение оптической активности кристаллов типа KDP при фазовом переходе / О. Г. Влох, Н. И. Клепач, Я. И. Шопя // Кристаллография. – 1986. – Т. 31. – № 1. – С. 195.

Получено 24.04.2009 г.