

УДК 537.226.4 : 83, 535.544

© 1992

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ КРИСТАЛЛА KDP

А. М. Сысоев

Разработана методика измерения электрострикции и пьезоэлектрической нелинейности с использованием поляризованного эффекта (ПЭ) в продольных пьезорезонаторах (ПР) со слабым пьезомодулем при наличии сильного затухания механических колебаний. Проведено экспериментальное исследование температурного поведения всех десяти комбинаций нелинейных электромеханических свойств (НЭМС), определяемых методом ПЭ в ПР, совершающих продольные колебания в поперечном электрическом поле. Проанализировано влияние обработки поверхности образцов, толщины электродов, затухания упругих волн и обнаруженного в данной работе эффекта электростатической памяти на результаты измерения НЭМС вблизи фазового перехода (ФП) кристалла KDP.

В появившихся в последнее время работах, посвященных исследованию НЭМС, были определены некоторые компоненты тензоров электрострикции, нелинейного пьезоэффекта, упругой и диэлектрической нелинейности как в линейных диэлектриках [¹⁻¹⁰], так и в сегнетоэлектрических кристаллах в широких интервалах температур, включающих точки Кюри (T_c) [¹¹⁻¹⁹].

Невозможность одновременного получения всех значений электромеханических параметров, необходимых для расчета НЭМС (см., например, [¹⁶]), а также искажение результатов измерений за счет нагружения поверхности образца пьезопреобразователем при использовании ультразвукового метода и сильное нагревание образцов за счет диссипативных потерь при использовании метода нелинейного резонанса [¹⁷⁻²⁰] делают эти методы малоэффективными для исследования НЭМС вблизи ФП кристалла KDP.

Измерение НЭМС, основанное на наблюдении ПЭ в ПР, позволяющее использовать малые возбуждающие поля, обходиться без специальных преобразователей и независимо определять все используемые в расчетах линейные и нелинейные параметры в сочетании с предельной простотой метода, лишено недостатков перечисленных методов, хотя и требует для раздельного определения НЭМС учета геометрической нелинейности [²¹] и пересчета экспериментальных результатов, полученных на ПР разных типов [¹]. Цель данной работы — исследование температурного поведения НЭМС вблизи температуры ФП с учетом влияния чистоты обработки поверхности (на это обращено внимание еще в [²²⁻²⁴]), толщины электродов, демпфирующих колебания и частично зажимающих кристалл с поверхности и обнаруженного в процессе этих исследований эффекта последствия электростатического поля (без рассмотрения причин этого эффекта). В качестве объекта исследований выбран кристалл KDP вследствие его широкой распространенности, высокого коэффициента электромеханической связи и возможности получения образцов высокого качества и достаточных размеров.

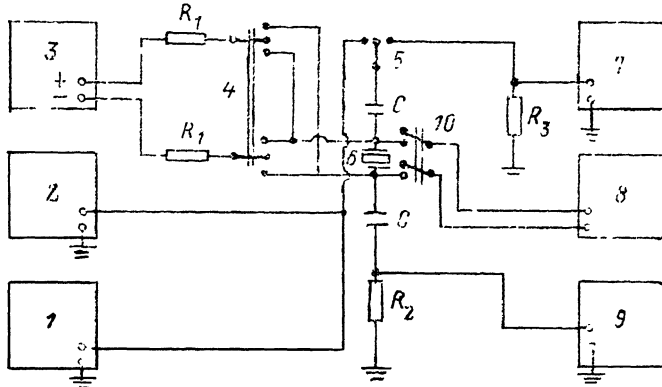


Рис. 1. Установка для определения НЭМС методом наблюдения затухающих колебаний.

1 — генератор переменного напряжения, 2 — частотомер, 3 — источник постоянного напряжения, 4 — переключатель с нейтральной точкой, 5 — переключатель на два положения, 6 — исследуемый ПР, 7 — запоминающий осциллограф, 8 — вольтметр постоянного напряжения, 9 — милливольтметр переменного напряжения, 10 — выключатель $R_1 = 4.7 \text{ МОм}$, $R_2 = 10 \text{ Ом}$, $R_3 = 300 \text{ Ом}$, $C = 1.0 \text{ пФ}$.

1. Определение компонент электрострикции и нелинейного пьезоэффекта продольного ПР с учетом затухания

Измерение линейных электромеханических свойств с учетом затухания путем анализа экстремумов импеданса ПР широко обсуждалось ранее [25, 26]. В [10] приведен способ определения пьезоэффекта и электрострикции электрострикционной керамики с помощью ПЭ. Но при малых резонансно-антирезонансных промежутках ($(f_a - f_p)/f_p \sim 10^{-3}$) расчетная процедура, приведенная в [10], может быть упрощена. Пусть ПР имеет форму бруска с толщиной t , длиной l и шириной w , измеряемыми вдоль осей X_1 , X_2 , X_3 соответственно, а грани, перпендикулярные X_1 , металлизированы. Тогда если обозначить подобно [27], коэффициент электростатического управления (КЭУ) величиной A через

$$\alpha_A = \lim_{E, \Delta E \rightarrow 0} \frac{1}{A} \frac{\Delta A}{\Delta E},$$

где E — величина поляризующего поля, ΔA — приращение величины $A = A(E)$, соответствующее приращению ΔE , то компоненты электрострикции R'_{12} и пьезоэлектрической нелинейности d'_{122} в системе координат $OX_1X_2X_3$ при высокой добротности ПР ($\sim 10^4$), имеющей место вдали от перехода, как показано в [28], исходя из анализа [25, 26] могут быть записаны в виде

$$d'_{122} = 2S'_{22} \left\{ d'_{12} - \frac{1}{2} \left[\alpha_p + \alpha_a - \frac{f_a - f_p}{f_p} \alpha_\gamma - \frac{Y' - 1}{Y' + 1} (\alpha_a - \alpha_p) \right] \right\}, \quad (1)$$

$$R'_{12} = d'_{12} (\alpha_\gamma + \alpha_s + \alpha_e + \alpha_{\Delta f} - \alpha_p) / 2, \quad (2)$$

где α_p , α_a , α_γ , α_s , α_e , $\alpha_{\Delta f}$ — КЭУ резонансной (f_p), антирезонансной (f_a) частотами величиной $(Y' - 1)/(Y' + 1)$ (Y' — отношение проводимостей ПР на резонансной и антирезонансной частотах), упругой податливостью S'_{22} , диэлектрической проницаемостью ϵ'_{11} и величиной резонансно-антирезонансного промежутка соответственно. Штрихом помечены компоненты электромеханических свойств, отнесенные к системе координат $OX_1X_2X_3$. Величина α_e определяется методом нелинейного диэлектрического конденсатора [2], а остальные КЭУ — на установке, описанной в [21, 27, 29].

В области температур, где затухание возрастает ($T - T_c < 5 \text{ K}$), лучше использовать метод свободных колебаний ПР, применяя установку, приведенную на рис. 1. В этом случае (см. [28])

$$d'_{12} = \frac{S'_{22}}{2} \sqrt{\frac{V\rho l\gamma}{V_0 w R_3}}, \quad (3)$$

$$R'_{12} = d'_{12} \left(\alpha_s + \frac{1}{2} \alpha_v + \frac{1}{2} \alpha_\gamma \right), \quad (4)$$

$$d'_{122} = 2S'_{22} (d'_{12} - \alpha_0). \quad (5)$$

Здесь d'_{12} — линейный пьезомодуль; V_0 и V — амплитуды напряжения, возбуждаемого генератором и возникающего между электродами ПР в момент отключения его от генератора соответственно; ρ — плотность кристалла; γ — множитель затухания; α_0 , α_γ , α_v — КЭУ величин f_0 , γ , V , где f_0 — частота механического резонанса.

2. Выбор и изготовление образцов

В кристаллах точечной группы симметрии $\bar{4}2m$ отличны от нуля по семь независимых компонент тензоров электрострикции и нелинейного пьезоэффекта [30]: $R_{11} = R_{22}$, $R_{12} = R_{21}$, $R_{13} = R_{23}$, $R_{31} = R_{32}$, R_{33} , $R_{44} = R_{55}$, R_{66} , $d_{114} = d_{225}$, $d_{124} = d_{215}$, $d_{134} = d_{235}$, $d_{156} = d_{246}$, $d_{316} = d_{326}$, d_{336} , d_{345} и одна компонента диэлектрической нелинейности ϵ_{123} . Здесь первый индекс при компонентах d_{ijk} и R_{ij} и индексы при ϵ_{123} индицируют компоненту электрического поля, а все остальные индексы — компоненты механической деформации.

Компоненты НЭМС, полученные в системе координат $OX_1X_2X_3$, выражаются через их компоненты, взятые относительно системы кристаллографических осей $OXYZ$ в виде

$$R'_{1122} = \alpha_{1i} \alpha_{1j} \alpha_{2k} \alpha_{2l} R_{ijkl}, \quad (6)$$

$$d'_{12222} = \alpha_{1i} \alpha_{2j} \alpha_{2k} \alpha_{2p} \alpha_{2m} d_{ijklm}, \quad (7)$$

$$\epsilon'_{111} = 6\alpha_{11} \alpha_{12} \alpha_{13} \epsilon_{123}, \quad (8)$$

где α_{ij} — элементы матрицы ортогонального преобразования системы $OXYZ$ в систему $OX_1X_2X_3$. Отсюда по измеренным значениям R'_{1122} , d'_{12222} и ϵ'_{111} можно вычислить комбинации НЭМС точечной группы $\bar{4}2m$ в матричном виде: R_{12} , R_{13} , R_{31} , $R_{11} - R_{66}$, $R_{11} + R_{33} - 2R_{44}$, d_{124} , d_{134} , d_{136} , $d_{114} + d_{156} - d_{336} - d_{345}$, ϵ_{123} . Чтобы не быть потерянными на фоне высокоаномальных компонент НЭМС, слабоаномальные комбинации (R_{12} , R_{13} , $R_{11} - R_{66}$, d_{124} , d_{134}) должны определяться на образцах, у которых ось X_1 перпендикулярна оси Z и ПР возбуждается только пьезомодулем d_{14} . Малая величина этого пьезо-модуля в сочетании с высоким затуханием упругих волн вблизи ФП требует использования методик измерения, описаны в п. 1.

Для проверки правильности полученных результатов следует выполнить измерения на нескольких наборах образцов разных ориентаций. Область температур, в которой результаты таких измерений совпадают, назовем областью достоверности (ОД) измерения НЭМС, а область, в которой такого совпадения нет (из-за перегрузки ПР электродами, влияния поверхностных и объемных дефектов или других неучтенных факторов), — областью искажений.

Ориентировка образцов производилась рентгеновским методом с точностью до двух угловых минут. Для расширения ОД в сторону T_C образцы подвергались асимптотической обработке [31] при окончательной полировке алмазным порошком М 0.3 на смоляном полировальнике. Электроды наносились путем напыления металла в вакууме. Соотношение размеров образцов, определяемых с точностью до 10^{-6} м, было $l : w : t = 10 : 1 : 0,3$ при длине, лежащей в пределах $3 \text{ см} < l < 4 \text{ см}$.

3. Экспериментальные результаты

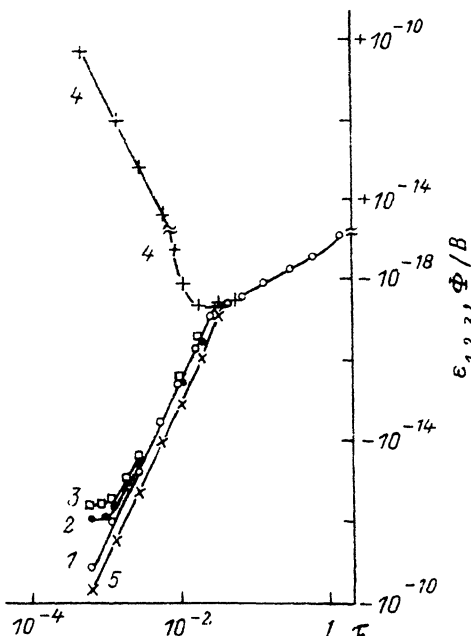
Температурное поведение компоненты диэлектрической нелинейности ϵ_{123} , определяемой путем измерения приращения емкости образца с учетом пьезоэлектрических деформаций [2] при воздействии поляризующего электрического напряжения для разных условий изготовления и измерения образцов, приведено на рис. 2, из которого видно, что вблизи ФП ($T_C = 123 \text{ К}$) в парафазе значения ϵ_{123} , определенные на образцах, снабженных тонкими ($1.5 \cdot 10^{-8}$ м) электродами и с полированными поверхностями (кривая 1), значительно превышают по абсолютной величине значения, полученные для образцов, шлифованных 28-микронным порошком (кривая 2) или имеющих толстые ($5 \cdot 10^{-7}$ м) электроды (кривая 3). Здесь и в дальнейшем предполагается, что для исключения влияния на измерения НЭМС максвелловских напряжений, электрострикционных деформаций и нелинейных эффектов высших порядков [13] рассматриваются лишь малые поляризующие поля, при которых зависимость наблюдаемого свойства от поля может рассматриваться как линейная. Использование контрольного образца позволяет обнаружить, что ОД для кривой 1 существенно расширяется в сторону T_C ($\tau = (T - T_C) / T_C \geq 6.5 \cdot 10^{-4}$) по сравнению с кривыми 2, 3 ($\tau \geq 10^{-2}$). Вычисления показывают, что кривая 1 может быть аппроксимирована выражением

$$\epsilon_{123} = A\tau^{-\mu} + B\tau^{-\delta}, \quad (9)$$

где

$$A = -(1.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-19} \text{ Ф/В}, \quad B = -(5.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-24} \text{ Ф/В}, \\ \mu = 1.0 \pm 0.05, \quad \delta = 4.0 \pm 0.05. \quad (10)$$

Экспериментально установлено, что при малых значениях τ после воздействия на образец большого электростатического поля с последующим его устранением множитель B получает приращение, знак которого зависит от знака действовавшего поля, а величина — от величины этого поля и значения $T - T_C$, при котором оно прикладывалось. Так, после приложения поля $E = +4 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ или $E = -4 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ в течение одного часа при $T - T_C = 0$ этот множитель становится равным $+(7.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-24} \text{ Ф/В}$ (кривая 4) или $-(15.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-24} \text{ Ф/В}$ (кривая 5) соответственно. Процесс релаксации этого приращения ускоряется с ростом температуры. Так, при $T - T_C = 0.25 \text{ К}$ множитель B за 30 ч изменяется



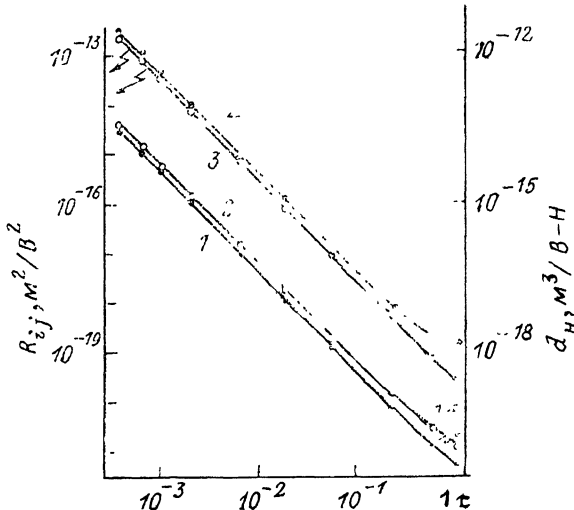


Рис. 3. Температурная зависимость высокоаномальных комбинаций компонент НЭМС.

от $+7.7 \cdot 10^{-24}$ до $+5.2 \cdot 10^{-24}$ Ф/В и от $-15.3 \cdot 10^{-24}$ до $-12.3 \cdot 10^{-24}$ Ф/В для положительно и отрицательно поляризованного образца соответственно, тогда как при $T - T_c = 12$ К только за полчаса он становится равным $+3.2 \cdot 10^{-24}$ или $-11.0 \cdot 10^{-24}$ Ф/В соответственно. После нагревания образца до комнатной температуры этот множитель не более чем за 5 ч (время, необходимое для нагревания до $T = 300$ К и повторного охлаждения до малых значений τ) принимает исходное значение $-5.0 \cdot 10^{-24}$ Ф/В независимо от знака предварительной поляризации. С ростом величины $T - T_c$, при которой прикладывается поляризующее поле, влияние этого эффекта на величину B быстро убывает. Так, если $T - T_c = 0.5$ К, то приращение величины B при воздействии того же поля уменьшается вдвое, а зависимость процесса релаксации этого приращения от температуры в общих чертах сохраняется. Поскольку обнаруженный эффект (назовем его эффектом электростатической памяти — ЭСП), качество обработки и толщина электродов оказывают влияние и на определение других НЭМС, то отметим, что все приведенные в данной работе результаты (рис. 3, 4) получены на тонко полированных образцах при толщине электродов, не большей, чем необходима для обеспечения надежного электрического контакта образца с тоководами ($\sim 10^{-8}$ м), а величина поляризующего напряжения всегда была такой, что влияние эффекта ЭСП на величину НЭМС не превышало значения ошибки эксперимента. Результаты (рис. 3, 4) приведены в парафазе и только в температурных ОД измерения НЭМС.

Поведение высокоаномальных комбинаций компонент R_{ij} и d_{ijk} (рис. 3) в интервале $0.04 \text{ К} < T - T_c < 30 \text{ К}$ аппроксимируется выражениями (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно)

$$d_{316} = C_1 \tau^{-\nu},$$

$$d_{336} + d_{345} - d_{114} - d_{156} = C_2 \tau^{-x},$$

$$R_{31} = D_1 \tau^{-\theta},$$

$$R_{11} + R_{33} - 2R_{44} = D_2 \tau^{-\xi}, \quad (11)$$

где

$$C_1 = (4.36 \pm 0.06) \cdot 10^{-21} \text{ м}^3/\text{В} \cdot \text{Н}, \quad C_2 = (6.17 \pm 0.09) \cdot 10^{-21} \text{ м}^3/\text{В} \cdot \text{Н},$$

рис. 4. Температурная зависимость слабонаномальных комбинаций компонент электрострикции.

$$D_1 = (3.09 \pm 0.12) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2, \\ D_2 = (4.17 \pm 0.12) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2, \\ (12)$$

$$\nu = 2.01 \pm 0.02, \quad \kappa = 2.00 \pm 0.02, \quad \theta = 2.01 \pm 0.02, \quad \xi = 1.99 \pm 0.002.$$

Использование в [13] образцов со шлифованными поверхностями и толстыми электродами при игнорировании эффекта ЭСП привело к несколько заниженным значениям C_1 , D_1 , ν , θ .

Использование еще более толстых электродов ($\sim 10^{-4}$ м) из проводящей пасты [32] привело к получению величины критического индекса ν температурного поведения компоненты d_{326} кристалла $\text{NaNd}_4\text{SeO}_4 \cdot 2\text{D}_2\text{O}$, равной 1, с дополнительным искривлением температурного поведения компоненты вблизи T_c , истолкованным как излом температурной зависимости d_{326} , тогда как использование электродов толщиной $\sim 10^{-6}$ м позволяет обнаружить, что в пределах ОД (при $T - T_c > 1$ К) температурное поведение компонент d_{316} и d_{326} характеризуется величиной критического индекса $\nu \approx 2$ и, следовательно, справедливость приведенного в [32] анализа, обосновывающего значение $\nu = 1$, является сомнительной.

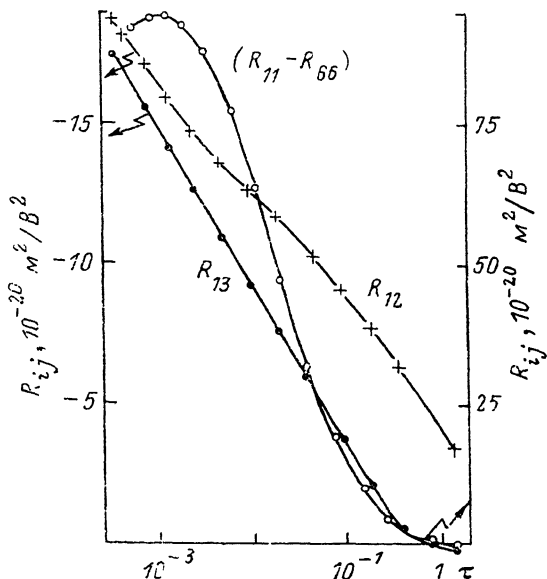
Слева от ОД после острого максимума происходит вплоть до T_c резкое уменьшение всех измеряемых комбинаций НЭМС (рис. 2, 3) до значений, близких к нулю. Крайне быстрое изменение измеряемых величин с температурой в сочетании с возникающей в этой области нестабильностью электромеханических свойств во времени не позволяет привести на рис. 2, 3 соответствующих точек.

Значения μ , ν , κ , θ , ξ могут быть получены для одноосного сегнетоэлектрика подобно [17, 18] путем включения в разложение термодинамического потенциала линейного электромеханического ($K_{ri}P_r\eta_i$), нелинейного пьезоэлектрического ($M_{rij}P_r\eta_j\eta_i$), нелинейного диэлектрического ($L_{rkm}P_rP_mP_k$) и электрострикционного ($Q_{rri}P_r^2\eta_i$) членов, где индекс r обозначает направление полярной оси, η_i — матричные обозначения компонент тензора деформации

$$G(T, \eta_i, P_r) = G_0(T) + \frac{A}{2} P_r^2 + \frac{B}{4} P_r^4 + K_{ri} P_r \eta_i + L_{rkm} P_r P_k P_m + \\ + M_{rij} P_r \eta_j \eta_i + Q_{rri} P_r^2 \eta_i + \dots \quad (13)$$

Предполагается, что в этом разложении не зависят от температуры все коэффициенты, кроме $A = a(T - T_c)$, где a — константа. Преобразуя функцию G к переменным T , η_i , E_r [18] для симметрии кристалла, при которой $L_{rkm} = 0$, если $k = r$ и (или) $m = r$, при $T - T_c > 0$

$$G(T, \eta_i, E_r) = C_0(T) - \frac{E_r^2}{2A} + \frac{Q_{rri}}{A^2} E_r^2 \eta_i + \frac{K_{ri}}{A} E_r \eta_i - \\ - \frac{2K_{ri}Q_{rri}}{A^2} E_r \eta_i \eta_j + \frac{M_{rij}}{A} E_r \eta_j \eta_i + \frac{L_{rkm}}{A} E_r E_k E_m. \quad (14)$$



Здесь индекс t индуцирует электромеханические связанные с полярным направлением компоненты деформации, а $i, j \neq t$. Поскольку полярной осью кристалла KDP является ось Z , а единственной связанной с ней электромеханической компонентой деформации — компонента η_6 , то из (14) видно, что $d_{316} = 2K_{36}Q_{331}/A_2$, $d_{336} = -2K_{36}Q_{333}/A^2$, $R_{31} = Q_{331}/A^2$, $R_{33} = Q_{333}/A^2$ пропорциональны $1/A^2 = 1/a^2(T-T_c)^2$. Это и наблюдается вблизи ФП (рис. 3) и видно из формул (11), (12), если учесть, что $d_{345} = M_{rij}/A \sim 1/(T-T_c)$ (что доказано экспериментально в [16]), и величиной этой компоненты, а тем более величиной неаномальных компонент d_{114} , d_{156} , R_{11} и R_{44} вблизи ФП можно пренебречь. Из (14) очевидно также, что $\epsilon_{123} = L_{312}/A \sim 1/(T-T_c)$. На рис. 2 такому поведению ϵ_{123} соответствует участок $0.025 < \tau < 0.8$, на котором можно пренебречь вторым членом в (9).

На рис. 4 приведено поведение слабоаномальных комбинаций НЭМС, измененных с использованием методов, описанных в п. 1.

Как видно из рис. 4, компонента электрострикции R_{13} в области температур $0.04 \text{ K} < T-T_c < 40 \text{ K}$ является линейной функцией от $\lg \tau$

$$R_{13} = -(6.0 \lg \tau + 3.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2. \quad (15)$$

Остальные две определяемые комбинации компонент электрострикции ($R_{11} - R_{66}$) и R_{12} имеют более сложную температурную зависимость, хотя при $T-T_c \rightarrow 0$ последняя приближается к R_{13} как по форме температурного поведения, так и по величине.

Неаномальные компоненты нелинейного пьезоэффекта, при $T = 300 \text{ K}$ равные $d_{124} = -6.0 \cdot 10^{-21}$ и $d_{134} = -0.5 \cdot 10^{-21} \text{ м}^3/\text{В} \cdot \text{Н}$, в пределах ОД изменяются не более 20—30%.

Компоненты нелинейного пьезоэффекта и электрострикции, критическое поведение которых описывается получаемым на основе теории Ландау для идеального кристалла без учета флуктуационных поправок степенным законом d_{316} , d_{336} , R_{31} , $R_{33} \sim \tau^{-2}$, на практике подчиняются этому закону вплоть до нижней границы ОД. Компонента диэлектрической нелинейности ϵ_{123} , кроме получаемого на основе этой теории члена, пропорционального τ^{-1} , имеет подверженный влиянию эффекта ЭСП член, пропорциональный τ^{-4} , вклад которого доминирует при $T-T_c < 3 \text{ K}$. Среди нелинейных параметров, аномалии которых не могут быть получены аналитически путем упомянутого рассмотрения, имеются неаномальные (d_{124} и d_{134}), которые изменяются в интервале температур $T_c < T < 300 \text{ K}$ на несколько десятков процентов, и слабоаномальные, которые изменяются в этой области от нескольких раз (R_{12}) до двух порядков ($R_{11} - R_{66}$, R_{13}). Эти компоненты НЭМС в отличие от тех, температурные зависимости которых получаются на основе теории Ландау, не пропорциональны степеням τ , а некоторые из них (R_{13} и в некотором приближении R_{12}) могут подчиняться логарифмическому закону.

Грубая обработка поверхностей образцов, их зажатие и демпфирование жесткими и массивными электродами, а также игнорирование эффекта ЭСП [13, 32] (а возможно, и [18, 19]) несколько занижают результаты измерения НЭМС во всем температурном интервале, особенно вблизи ФП, что может быть ошибочно истолковано как излом графиков температурной зависимости измеряемых свойств.

Список литературы

- [1] Zelenka J. // Ferroelectrics. 1982. V. 41. P. 35—38.
- [2] Сысоев А. М., Коляго С. С. // Препринт № 420 Ф. Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1987. 32 с.
- [3] Зайцева М. П., Кокорин Ю. И., Сандлер Ю. М. и др. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986. 176 с.

- [10] Александров К. С., Бондаренко В. С., Зайцева М. П. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 12. С. 3603—3610.
- [5] Beige H., Schmidt G. // *Ferroelectrics*. 1982. V. 41. P. 39—49.
- [6] Здебский А. П. // *Кристаллография*. 1988. Т. 33. № 6. С. 1540—1542.
- [7] Zelenka J. // *Acta Univ. wratisl. Mat., fiz., astron.* 1987. N 50. P. 11—13.
- [8] Веневцев Ю. Н. // *Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики*. Калинин, 1985. С. 161—165.
- [9] Петраков В. С., Сорокин Н. Г., Чижиков С. И. и др. // *Кристаллография*. 1979. Т. 24. № 4. С. 860—863.
- [17] Tsuchiya Y., Uchino K., Nomura S. // *Japan J. Appl. Phys.* 1981. V. 20. N 10. P. 1841—1847.
- [11] Sorge G., Beige H., Scheiding G. // *Ferroelectrics*. 1982. V. 41. P. 51—60.
- [12] Зайцева М. П., Кокорин Ю. И., Сысоев А. М., Рез И. С. // *Кристаллография*. 1982. Т. 27. № 6. С. 146—151.
- [13] Sysoev A. M., Zaitseva M. P., Kokorin Yu. I., Aleksandrov K. S. // *Ferroelectrics*. 1987. V. 71. P. 247—253.
- [14] Sach R., Czaplá Z. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1989. V. 113. N 1. P. K139—K141.
- [15] Sach R. // *Acta Phys. Pol. A*. 1988. V. 74. N 6. P. 751—756.
- [16] Straube U., Korobov A. I., Brashkin Yu. A., Serdobolskaya O. Yu. // *Acta Phys. Slov.* 1990. V. 40. N 1. P. 64—68.
- [17] Beige H., Kühnel A. // *Acta Phys. Pol.* 1984. V. A66. N 6. P. 607—614.
- [18] Beige H., Kühnel A., Lorenz V. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1983. V. 75. N 1. P. 129—136.
- [19] Beige H., Kühnel A. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1984. V. 84. N 2. P. 433—437.
- [20] Hruska K. // *Czech. J. Phys.* 1961. V. B11. N 2. P. 150—152.
- [21] Кокорин Ю. И., Зайцева М. П., Кидяров В. И. и др. // *Кристаллография*. 1978. Т. 23. № 1. С. 217—218.
- [22] Высочанский Ю. М., Гурзон М. И., Майор М. М. и др. // *Укр. физ. журн.* 1990. Т. 35. № 3. С. 448—450.
- [23] Neumann N. // *Wiss. Beitr. M. Luther Univer. Halle. Wittemberg*, 1989. N 26. S. 56—60.
- [24] Горохов Ю. В., Девятков М. Н., Дьяконов Г. И. // *Вестник МГУ. Физ., астроном.* М., 1985. 7 с.
- [25] Кэди У. *Пьезоэлектричество и его практические применения*. М.: ИЛ, 1949. С. 281.
- [26] Берлинкур Д., Керран Д., Жаффе Г. // *Физическая акустика*. Т. 1. Ч. А. М.: Мир, 1966. С. 204—326.
- [27] Сысоев А. М., Кокорин Ю. И., Зайцева М. П. и др. // *Новые материалы для радио-, опто- и акустоэлектроники*. Красноярск, 1982. С. 77—87.
- [28] Сысоев А. М. // *Препринт № 685 Ф*. Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1991. 27 с.
- [29] Aleksandrov K. S., Saitseva M. P., Sysoev A. M., Kokorin Yu. I. // *Ferroelectrics*. 1982. V. 41. P. 3—8.
- [30] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. *Основы кристаллофизики*. М.: Наука, 1975. С. 597.
- [31] Смагин А. Г., Ярославский М. И. *Пьезоэлектричество кварца и кварцевые резонаторы*. М.: Энергия, 1970. 480 с.
- [32] Sandler Yu. M., Saitseva M. P., Sysoev A. M., Kokorin Yu. I. // *Ferroelectrics*. 1978. V. 21. N 1—4. P. 531—532

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
22 мая 1991 г.

В окончательной редакции
16 апреля 1992 г.