

## ДИНАМИЧЕСКИЙ ВТОРИЧНЫЙ ПИРОЭФФЕКТ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Л.П.Переверзева, Ю.М.Поплавко, С.К.Скляренко, А.Г.Чепилко

Установлено теоретически и подтверждено экспериментально, что в полярно-нейтральных направлениях ацентричных кристаллов при анизотропном ограничении термической деформации наблюдается вторичный пирозффект, который реализуется в пьезоэлектрических резонаторах в интервале частот между первым и последним акустическими резонансами.

При изменении температуры полярного кристалла на  $\delta T = T - T_0$  в нем изменяется спонтанная поляризация  $\delta P_i = \gamma_i^{(1)} \delta T$ , где  $\gamma_i^{(1)}$  — пироккоэффициент от первичного пирозффекта. Кроме того, происходит термическая деформация кристалла  $x_n = \alpha_n^E \delta T$ , которая обуславливает вторичный пирозффект с коэффициентом  $\gamma_i^{(2)}$  ( $\alpha_n^E$  — коэффициент термического расширения). В итоге однородное изменение температуры ( $\text{grad } T = 0$  и сдвиговые деформации отсутствуют) обуславливает суммарный пирозффект:

$$\gamma_i = \gamma_i^{(1)} + \gamma_i^{(2)} = \gamma_i^{(1)} + e_{in}^T \alpha_n^E, \quad (1)$$

где сумма  $e_{in}^T \alpha_n^E$  определяет вклад вторичного пирозффекта, а  $e_{in}^T$  — пьезомодули. Предполагалось, что сумма (1) отлична от нуля только в полярных направлениях пьезоэлектриков, т.е. в 10 классах кристаллов, обладающих спонтанной поляризацией, а для неполярных направлений  $\gamma_i^{(1)} = 0$  и  $\gamma_i^{(2)} = e_{in}^T \alpha_n^E = 0$ . Отметим, что последнее равенство предполагает свободную термическую деформацию ацентричного кристалла, вследствие его пьезоэлектрический вклад термических деформаций полностью компенсируется. Точно также в зажатом кристалле  $\gamma_i^{(2)} = 0$ , так как деформации запрещены.

Как показано далее частичное зажатие ацентричного кристалла (которое может быть реализовано, например, анизометричных пьезорезонаторах — тонком диске, длинном стержне и др.) приводит к декомпенсации динамического вклада термических деформаций, вследствие чего эффективные значения

$$\alpha_n^E e_{in}^T(\omega) \neq 0, \quad (2)$$

в интервале частот  $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$ , где  $\omega_1$  — частота первого акустического резонанса (радикальных колебаний диска, продольных колебаний стержня и др.), а  $\omega_2$  более высокая частота акустического резонанса (толщинных колебаний диска или стержня).

Неравенство (2) реализуется только для так называемых <sup>1</sup> полярно-нейтральных направлений в ацентричных кристаллах: именно в них при определенных граничных условиях (в частности, при ограничении некоторых деформаций пьезозажатием) компенсация полярности может быть нарушена и становится возможным динамический вторичный пирозффект. Так, в кристаллах группы  $3m$ , к которым относится ниобат лития, кроме первичного и вторичного пирозффекта в полярном направлении [001], в данной работе рассчитан и экспериментально обнаружен вторичный пирозффект в полярно-нейтральном направлении [010], в то время как для направления [100] вторичный пирозффект теоретически невозможен и не обнаруживается экспериментально. Примечательно, что обнаруженный эффект в ниобате лития не мал;

$$|\gamma_2^{(2)}/\gamma_3^{(2)}| \approx d_{22}^T/d_{31}^T \approx 15.$$

Аналитические выражения для расчета динамического пирозффекта получены совместным решением уравнений термически индуцированного пьезоэффекта и уравнений Максвелла-

ла по методике, близкой к работе <sup>2</sup>. Получены выражения, описывающие частотную дисперсию компонентов вектора вторичного пьезоэффекта для всех 20 классов ацентричных кристаллов.

В частности, для дисковых пьезоэлементов из кристаллов группы  $3m$  вклады вторичного пьезоэффекта равны:  $\gamma_1^{(2)}(\omega) = 0$ .

$$\gamma_2^{(2)} = \frac{d_{22}^T(\alpha_1^E S_{33}^{ET} - \alpha_3^E S_{15}^{ET})}{S_{11}^{ET} S_{33}^{ET} - (S_{13}^{ET})^2} f(\omega), \quad \gamma_3^{(2)} = \frac{2d_{31}^T \alpha_1^E}{S_{11}^{ET} + S_{12}^{ET}} f(\omega), \quad (3)$$

где  $f(\omega) = 1 - 2\omega_0/\pi\omega \operatorname{tg}(\pi\omega/2\omega_0)$ ,  $\omega_0$  — частота акустического резонанса радиальных колебаний диска,  $\alpha_{in}^T$  — компоненты пьезомодуля,  $S_{nm}^{ET}$  — компоненты тензора упругой податливости. Аналогичные выражения получены для стержневых резонаторов. Высшие моды колебаний и затухание при расчетах не учитывались.

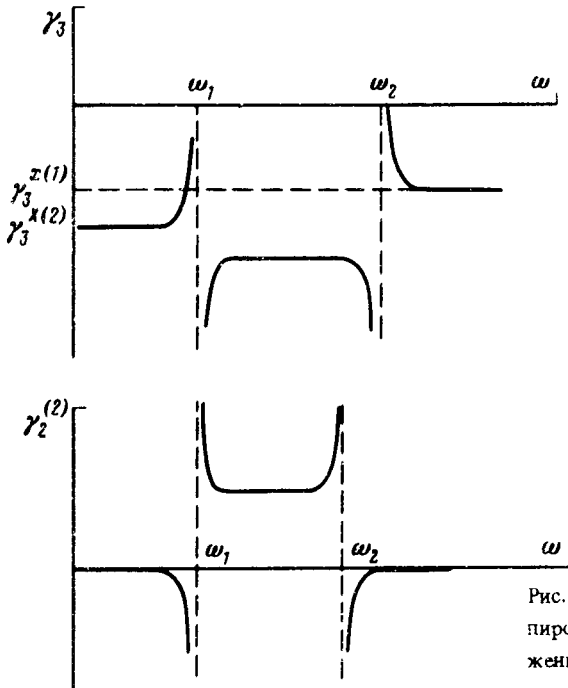


Рис. 1. Расчетная частотная дисперсия компонентов пьезокоэффициента в ниобате лития, где  $X$  — напряжение

На рис. 1 схематически показан частотный спектр  $\gamma_i$  ниобата лития. В соответствии с (3)  $\gamma_1 = 0$ , а в  $\gamma_3$  складываются компоненты первичного и вторичного эффектов. Предполагается, что  $\gamma_3^{(1)}$  от частоты не зависит, вклад вторичного эффекта, напротив, изменяется при радиальном ( $\omega_1$ ) и толщинном ( $\omega_2$ ) резонансах (гармонические составляющие не учитываются). Новой является информация о частотном ходе  $\gamma_2^{(2)}$ . Как в свободном кристалле ( $\omega = 0$ ), так и в зажатом ( $\omega \rightarrow \infty$ ) вторичный пьезоэффект  $\gamma_2^{(2)}$  отсутствует. Частотный диапазон проявления динамического пьезоэффекта зависит от соотношения диаметра и толщины диска-пьезорезонатора.

Экспериментальная установка по исследованию динамического пьезоэффекта включает в себя лазер ЛГН-215, мощностью 50 мВт, излучение которого модулируется с помощью затвора МЛ-3 в диапазоне частот  $0 \div 10^7$  Гц. Пьезоотклик измерялся селективным вольтметром В6-10. Образцы ниобата лития изготавливались в виде дисков диаметром 3,5 мм и толщиной 0,1 мм. Электроды наносились на плоскости диска, который свободно подвешивался и освещался в торце модулированным лучом лазера.

Результаты измерений динамического пьезоотклика приводятся на рис. 2. В соответствии с расчетом в диске, ориентированном перпендикулярно направлению [100] пьезоотклик от-

существовал. Этот результат важен и в том отношении, что данная ориентация ниобата лития разрешает третичный пирозффект<sup>3</sup>. Следовательно, условия эксперимента исключали заметный вклад этого эффекта.

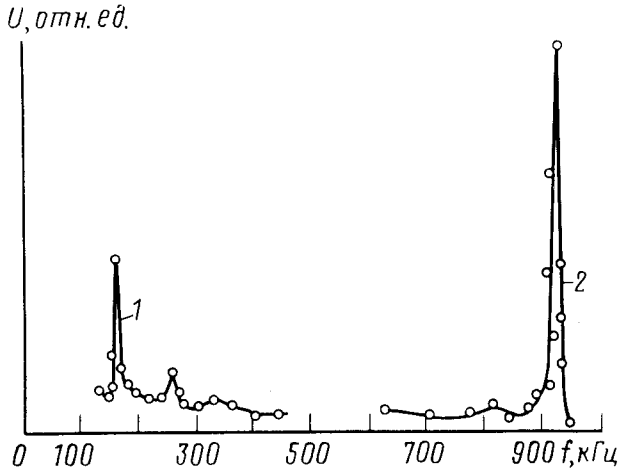


Рис. 2. Динамический пиротклик ориентированных дисков ниобата лития: 1 – кристаллографический срез, перпендикулярный направлению [001]; 2 – кристаллографический срез, перпендикулярный направлению [010]

Частотный ход пирокэффициентов  $\gamma_3$  и  $\gamma_2^{(2)}$  в целом подтверждают приведенные выше теоретические оценки. При этом вторичный пирозффект может заметно усиливаться за счет пьезорезонанса (3). Примечательно, что полярно-нейтральный срез кристалла ниобата лития дает существенно больший динамический вторичный пиротклик по сравнению с полярным срезом. Расчеты показывают, что в танталате лития это различие ожидается меньшим:  $\gamma_2^{(2)}/\gamma_3^{(2)} \approx 2$ .

Очевидно, что и в неполярных, но ацентричных кристаллах имеются условия динамического неравенства (2) в полярно-нейтральных направлениях. Например, в кристаллах дигидрофосфата аммония, относящихся к группе  $42m$ , динамический вторичный пирозффект, согласно расчету, аналогичному (3), проявляется в длинном прямоугольном стержне, вырезанном в направлении [110], с электродами, нанесенными на плоскости (001)

$$\gamma_3^{(2)} = 2d_{36}^T \alpha_1^E / 2S_{11}^E T + 2S_{12}^E T + S_{66}^E T. \quad (4)$$

Расчет дает для пирокэффициента  $\gamma_3^{(2)} = 17f(\omega)$  мкКл/(м<sup>2</sup> · К). Динамический пиротклик наблюдался экспериментально в резонаторе в виде длинного стержня из дигидрофосфата аммония.

#### Литература

1. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука, 1968.
2. Glass A.M., Abrams R.L. J. Appl. Phys., 1970, 41, 4455.
3. Косоротов В.Ф., Кременчугский Л.С., Самойлов В.Б., Щедрин Л.В. Пирозэлектрический эффект и его практическое применение. Киев: Наук. думка, 1980,

Киевский политехнический институт

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
26 июня 1990 г.