

ТЕРМОПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ТОКИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ

А.Л.Холкин, В.А.Трепаков, Г.А.Смоленский

В центросимметричных кристаллах магнониобата свинца $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$ при создании градиента температуры обнаружены пиротоки, сопровождающие возникновение диэлектрической поляризации (термополяризационный эффект). Оценена величина термополяризационного коэффициента B_{11} .

Недавно в теоретической работе Гуревича¹ указано, что возникновение диэлектрической поляризации P в присутствии градиента температуры ∇T ($P_i = B_{ij} \nabla_j T$) возможно в диэлектриках любой симметрии ("электротермический" или, как используется ниже, "термополяризационный" эффект ТПЭ). В пьезоэлектриках, помимо ТПЭ существует третичный пироэффект, который также дает вклад в поляризацию²⁻⁴.

Нами предпринята попытка экспериментального обнаружения ТПЭ в кристаллах с центром симметрии. При температурах выше дебаевской для величины термополяризационного коэффициента B справедлива оценка⁵:

$$|B| \cong \frac{\chi K_B}{\sqrt{q_0 M w^2}}, \quad (1)$$

где χ — диэлектрическая восприимчивость, a_0 — постоянная решетки, M — средняя масса атомов, w — средняя скорость звука, k_B — постоянная Больцмана. Отсюда наибольшую величину P следует ожидать в соединениях с большой диэлектрической восприимчивостью.

Наиболее просто наблюдать ТПЭ, измеряя пироток (термополяризационный ток), протекающий во внешней цепи при нагревании одного из концов образца, когда ∇T меняется во времени. При этом для диэлектрика в отсутствие внешнего электрического поля плотность тока может быть записана как

$$j \sim a \frac{dP'}{dt} + B \frac{d}{dt} (\nabla T), \quad (2)$$

где P' — поляризация связанная со случайной униполярностью образца, t — время. Пироток, описываемый первым членом в правой части (2) может быть легко учтен, так как, в отличие от термополяризационного, он не меняет направления при смене знака ∇T .

Удобным объектом исследования ТПЭ является магнониобат свинца $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN). Удельное сопротивление PMN при 300 К составляет $\sim 10^{14}$ Ом · см и сопутствующий ТПЭ эффект Зеебека очень мал. Выше 273 К PMN находится в параэлектрическом состоянии, имеет centrosymmetric кубическую структуру перовскита (класс O_h), но, вследствие близости к T_c и размытого характера фазового перехода, сохраняет высокие значения диэлектрической проницаемости в широкой области температур, включая комнатную⁶.

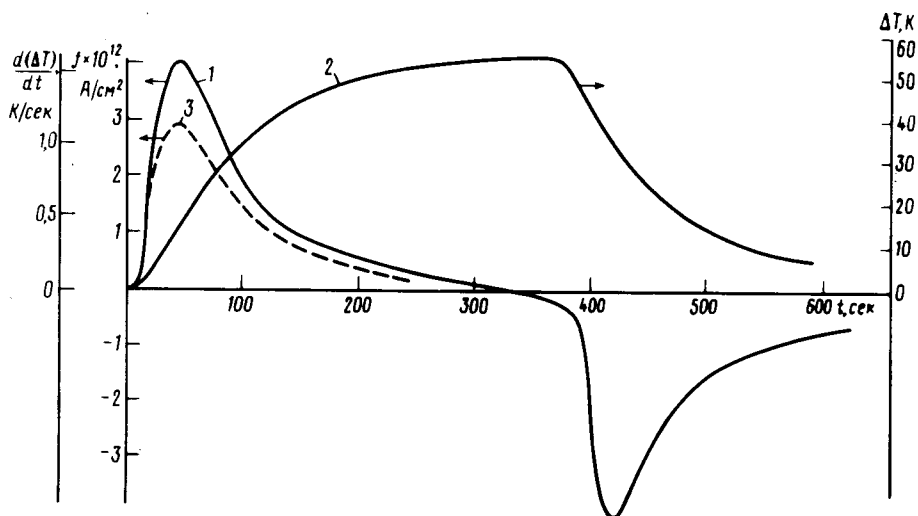


Рис.1. Зависимости от времени: 1 — плотности термополяризационного тока j , 2 — разности температур на концах образца ΔT , 3 — производной $d(\Delta T)/dt$ в PMN

В эксперименте использовались образцы чистых (специально не легированных) монокристаллов PMN, имевших вид удлиненных параллелепипедов с гранями $\{100\}$ и размерами $3 \times 3 \times 8 \text{ мм}^3$. Электроды из пасты Дегуса наносились на наиболее удаленные грани образ-

цов. Между этими же гранями создавалась разность температур ΔT , при этом один конец образца поддерживался при комнатной температуре, а другой нагревался. Все измерения проводились в вакууме $\approx 10^{-3}$ мм. рт. ст.

На рис. 1 приведены временные зависимости плотности тока (кривая 1), протекающего во внешней цепи при создании разности температур (кривая 2), а так же скорости изменения разности температур (кривая 3). При изменении знака ∇T (нагревался другой конец образца) величина тока незначительно менялась, что указывает на некоторую униполярность образца. Из рис. 1 видно, что величина наблюдаемого тока пропорциональна скорости изменения разности температур, причем при $d(\Delta T)/dt < 0$ ток также меняет направление. На рис. 2 показана зависимость максимального значения плотности тока от величины $[d(\Delta T)/dt]_{max}$ при различных скоростях нагрева. Нетрудно видеть, что эта зависимость линейна, а коэффициентом пропорциональности служит термополяризационный коэффициент $B_{11} \approx 3 \cdot 10^{-12}$ Кл/см \cdot К.

$$j_{max} = \left(\frac{dP}{dt}\right)_{max} \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2$$

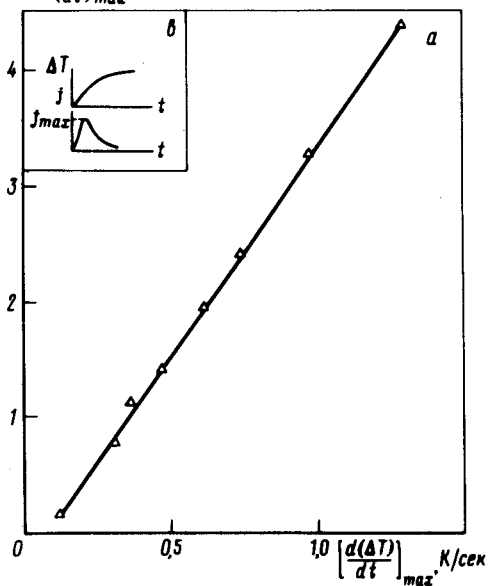


Рис. 2. Зависимость максимального значения плотности тока j_{max} от $[d(\Delta T)/dt]_{max}$ при различных скоростях нагрева (а). Определение j_{max} показано на вставке (б)

Таким образом в РМН причиной возникновения наблюдаемого тока является появление и изменение поляризации, связанной с ТПЭ. При этом величина поляризации составляет $\sim 10^{10}$ Кл/см² \cdot К ($T = 310$ К, $\nabla T = 30$ К/см).

Оценивая B_{11} согласно (1) при $X = 10^3$, $a_0 = 4 \cdot 10^{-8}$ см, $k_B T/Mw^2 = 10^2$ получаем $B_{11} \approx 10^{13}$ Кл/см \cdot К, что близко по порядку величины к экспериментальному значению. Необходимо добавить, что в реальных кристаллических решетках параметр решеточного ангармонизма $k_B T/Mw^2$ может достигать $\sim 10^1$ и даже выше¹, при этом коэффициент B увеличится.

В заключение отметим, что ТПЭ открывает новые возможности исследования centrosymmetric кристаллов.

Авторы благодарны В.Л.Гуревичу и А.К.Таганцеву за полезные дискуссии.

Литература

1. Гуревич В.Л. ФТТ, 1981, 23, 2357.
2. Voigt W. Abh. d. gött, ges. d. Wiss., 1890, 36, 1.
3. Lang S.B. Sourcebook od Pyroelectricity, 1974, N.Y.
4. Пельц С.Д., Карпельсон А.Е. ФТТ, 1971, 13, 3104.

5. *Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Шур М.С.* "Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики", Л.: изд. Наука, 1971.

6. *Гуревич В.Л., Таганцев А.К.* Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 декабря 1981 г.
