

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.226

**ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ  $\text{LaBGeO}_5$** **Е. В. Милов, Б. А. Струков***(кафедра общей физики и магнитоупорядоченных сред)*

E-mail: milov@plms.phys.msu.ru

Впервые экспериментально определены пьезоэлектрические модули нового высокотемпературного сегнетоэлектрического кристалла  $\text{LaBGeO}_5$  (LBGO) при комнатной температуре. Показано, что пьезоактивность этого кристалла близка к пьезоактивности кварца. Из сравнительного анализа температурных зависимостей спонтанной поляризации и спонтанной деформации, а также измеренных величин пьезомодулей при комнатной температуре показано, что данный кристалл, претерпевающий при фазовом переходе ( $T_c = 533^\circ\text{C}$ ) изменение симметрии  $32 \rightarrow 3$ , не является мультиферроиком; его «переходящие» пьезомодули не должны испытывать заметных аномалий в точке Кюри, а для морфических пьезомодулей, связанных с поляризацией вдоль полярной оси 3, ожидается обычная для одноосных сегнетоэлектриков зависимость  $d_{3i} \sim (T_c - T)^{-1/2}$ .

**Введение**

Кристалл  $\text{LaBGeO}_5$  (LBGO), сегнетоэлектрические свойства которого были обнаружены ранее [1], имеет фазовый переход в полярную фазу при температуре  $T_c = 533^\circ\text{C}$  с изменением точечной симметрии  $32 \rightarrow 3$ . Диэлектрические, тепловые и пьезоэлектрические свойства кристалла исследовались в работах [2–4], доменная структура и особенности переключения спонтанной поляризации — в работе [5]. Кристаллы LBGO обладают целым рядом интересных в практическом отношении свойств [6, 7], большой интерес представляет также необычный структурный механизм фазового перехода [8]. Пьезоэлектрические свойства кристалла ранее не исследовались, хотя несомненно, что они могут представлять интерес: выше температуры перехода LBGO имеет симметрию кварца и соответственно пьезоэлектрический эффект; при этом пьезополяризация вдоль оси 3, которая становится полярной при переходе в сегнетоэлектрическую фазу, отсутствует. Вместе с тем в кристалле сравнительно легко создается устойчивое монодоменное состояние [4], и возникающие ниже температуры фазового перехода новые («морфические») пьезомодули могут иметь значительную величину.

В работе приводятся результаты измерений при комнатной температуре системы абсолютных значений независимых пьезоэлектрических модулей для класса 3 полярной фазы монодоменного кристалла LBGO. Данные по температурным зависимостям спонтанной поляризации и спонтанной деформации кристалла использованы для получения температур-

ной зависимости пьезомодуля  $d_{33}$  в рамках феноменологической теории Ландау.

**Методика эксперимента**

Образцы представляли собой пластинки размером  $10 \times 5 \times 2$  мм, вырезанные из монокристаллической булы перпендикулярно осям  $a, b, c$  кристалла. Пьезомодули измерялись статическим методом снятия нагрузки с кристалла с регистрацией возникающего при этом заряда с помощью электрометрического усилителя, имеющего входное сопротивление  $\sim 10^{12}$  Ом. Постоянная времени стекания заряда составляла  $\sim 3$  с, время снятия нагрузки  $\sim 10$  мс. Сигнал с электрометрического усилителя регистрировался с помощью 12-разрядного АЦП с временем преобразования 0.8 мкс в составе специализированной платы подключенной к шине PCI компьютера IBM PC. Измерения проводились на образцах, монодоменализированных путем охлаждения через точку фазового перехода в электрическом поле 100 В/см.

**Экспериментальные результаты и обсуждение**

В таблице представлены абсолютные значения измеренных статическим методом независимых пьезомодулей монодоменного кристалла LBGO при комнатной температуре.

Пьезомодуль	$d_{33}$	$d_{31}$	$d_{11}$	$d_{22}$	$d_{14}$	$d_{15}$
Абсолютное значение, пКл/Н	1.3	1	2.3	$\ll d_{33}$	2.6	1.8

Видно, что по порядку величины пьезоэлектрический эффект в кристаллах LBGO близок к пьезо-

эффекту в кварце (в последнем  $d_{11} = 2.3$  пКл/Н,  $d_{14} = 0.7$  пКл/Н [9]). Представляет несомненный интерес получение теоретической оценки величины морфических пьезомодулей  $d_{3i}$  и их температурной зависимости исходя из феноменологической теории сегнетоэлектриков [10]. Проведем этот анализ для модуля  $d_{33}$ , связывающего деформацию  $u_3$  вдоль полярной оси 3 с компонентой электрического поля  $E_3$  вдоль этой же оси. Как известно, вдали от температуры фазового перехода деформация может быть представлена в виде

$$u_3 = Q_{33}P_0^2 + (1/2\pi)Q_{33}P_0\epsilon_{33}E_3, \quad (1)$$

где  $Q_{33}$  — электрострикционная постоянная,  $P_0$  — спонтанная поляризация,  $\epsilon_{33}$  — диэлектрическая проницаемость вдоль полярной оси 3. Первое слагаемое описывает спонтанную деформацию кристалла, связанную с возникновением спонтанной поляризации, второе — деформацию, индуцированную электрическим полем, так что  $d_{33} = (1/2\pi)Q_{33}P_0\epsilon_{33}$ .

На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости соответственно спонтанной поляризации кристалла LBG0 и продольной деформации вдоль полярной оси, построенной по данным [8], сравнение которых позволяет определить электрострикционную постоянную  $Q_{33} = 2.673 \cdot 10^{-11}$  ед. СГС и  $\epsilon_{33} = 8$  при комнатной температуре [3]. Таким образом, получаем  $d_{33} = 14$  пКл/Н — значение, на порядок превышающее полученное в эксперименте. Такое расхождение может быть вызвано уменьшением коэффициента электрострикции  $Q_{33}$  при понижении температуры в интервале от 400 до 20° С. Тенденцию к уменьшению  $Q_{33}$  при снижении температуры от 400 до 300° С можно видеть на рис. 2. Естественно предположить, что при приближении к точке фазового перехода температурная зависимость  $d_{33}$  пьезоэлектрического модуля будет следовать обратной корневой зависимости, предсказанной в теории Ландау:

$$d_{33} = \frac{Q_{33}/\sqrt{(\alpha\beta)}}{\sqrt{T_c - T}}. \quad (2)$$

Используя известные постоянные  $\alpha, \beta$  — коэффициенты разложения свободной энергии по четным степеням компоненты  $P_3$  вектора поляризации ( $\alpha = 3.49 \times 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>,  $\beta = 3.32 \times 10^{-10}$  ед. СГС [4]) и определенную выше константу электрострикции  $Q_{33}$ , получаем температурную зависимость  $d_{33}$ , представленную на рис. 3. Качественно подобные зависимости ожидаются для всех морфических пьезомодулей типа  $d_{3i}$ . Значительные величины пьезомодулей, вызывающих поляризацию вдоль полярной оси при повышенных температурах, в сочетании со значительной устойчивостью доменной структуры кристалла LBG0 к внешним воздействиям могут быть полезными в прикладном отношении. Отметим, что морфические пьезомодули типа  $d_{i \neq 3, j}$

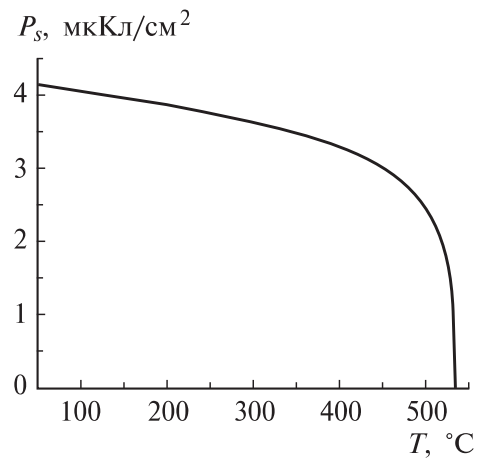


Рис. 1. Температурная зависимость спонтанной поляризации кристалла LBG0 [4]

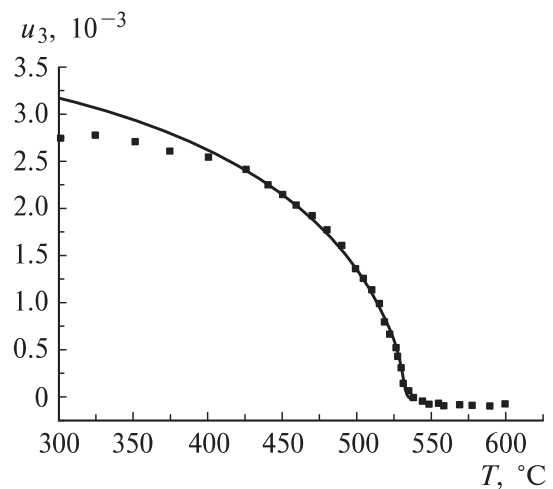


Рис. 2. Температурная зависимость спонтанной деформации  $u_3$  кристалла LBG0, построенная по данным работы [8] (точки) и по температурной зависимости спонтанной поляризации (сплошная кривая)

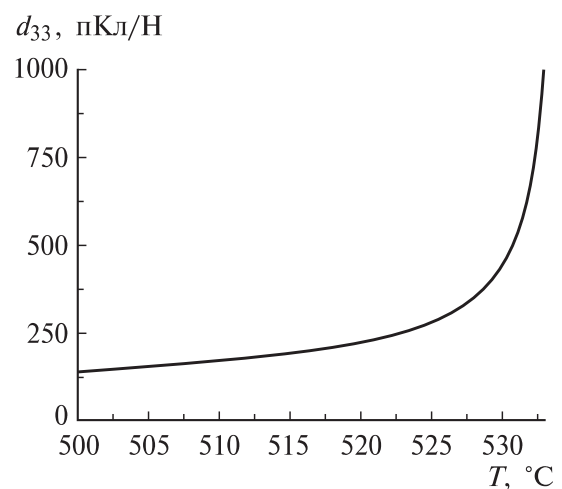


Рис. 3. Температурная зависимость пьезомодуля  $d_{33}$ , полученная из выражения (2)

уменьшаются к точке фазового перехода по корневому закону подобно спонтанной поляризации.

В заключение обратим внимание на следующий интересный момент. В настоящее время известен ряд сегнетоэлектрических кристаллов, обладающих, как и LBGO, пьезоэлектрическим эффектом при  $T > T_c$ . К таким кристаллам относятся сегнетова соль, дигидрофосфат калия, в которых один из «переходящих» пьезоэлектрических модулей связан с поляризацией вдоль полярной оси. Эти кристаллы относятся к классу мультиферроиков, являясь сегнетоэлектриками-сегнетоэластиками. Рассмотренный в настоящей работе кристалл LBGO не имеет центра инверсии выше  $T_c$ , но не имеет также и «переходящих» пьезоэлектрических модулей, связанных с поляризацией вдоль полярной оси. Таким образом, есть все основания полагать, что LBGO является «чистым» сегнетоэлектриком, а «переходящие» пьезомодули не имеют особенностей в точке фазового перехода.

Авторы выражают благодарность Б. В. Миллю за образцы кристалла LBGO.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-02-16873-а).

## Литература

1. Стефанович С.Ю., Милль Б.В., Буташин А.В. // Кристаллография. 1992. **37**. С. 965.
2. Uesu Y., Horiuchi N., Osakabe E., Omori S., Strukov B.A. // J. Phys. Soc. Japan. 1993. **62**. P. 2522.
3. Onodera A., Strukov B.A., Belov A.A. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1993. **62**. P. 4311.
4. Милов Е.В., Струков Б.А. // ФТТ. 2001. **43**. С. 495.
5. Strukov B.A., Milov E.H., Milov V.N. et al. // Ferroelectrics. 2005. **314**. P. 339.
6. Каминский А.А., Милль Б.В., Буташин А.В. // Квант. электрон. 1990. **17**. С. 957.
7. Каминский А.А., Багаев С.Н., Буташин А.В. и др. // ДАН. 1993. **329**. С. 169.
8. Belokoneva E.L., David W.I.F., Knight K.S. // J. Phys. Cond. Matter. 1997. **9**. P. 3503.
9. Шаскольская М.П. Кристаллография. М. 1984.
10. Струков Б.А., Леванюк А.Р. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М., 1995.

Поступила в редакцию  
15.02.06