

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА РАЗМЫТЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ПРОЗРАЧНОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ ЦТСЛ

С. Ю. Жаров, В. М. Рудяк

Как известно, γ -облучение существенно изменяет физические свойства монокристаллических сегнетоэлектриков, вызывая искажение петель диэлектрического гистерезиса, стабилизацию направления спонтанной поляризованности, а в ряде случаев и смещение точки фазового пере-

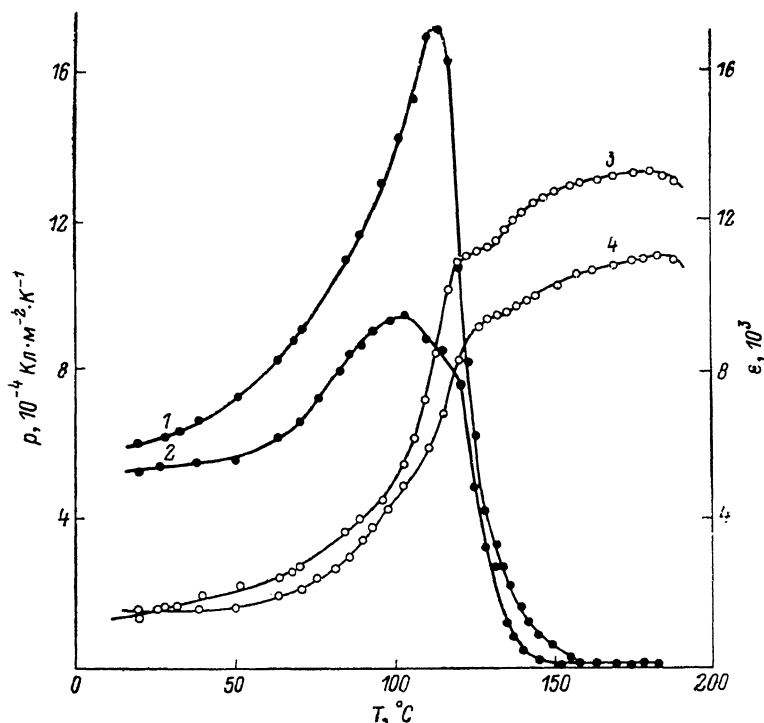


Рис. 1. Температурные зависимости пирокоэффициента p (1, 2) и диэлектрической проницаемости ϵ (3, 4) необлученных (1, 3) и облученных (2, 4) образцов ЦТСЛ 6/65/35.

хода (ФП) [1, 2]. Для сегнетокерамических материалов влияние радиационного воздействия осложняется наличием размытого ФП и рядом структурных особенностей (размерами зерен, межкристаллитных прослоек и т. д.) [3-5].

В настоящей работе в широком интервале температур от 15 до 200 °С исследовано влияние γ -облучения на особенности ФП в твердых растворах цирконата—титаната свинца, легированных лантаном (ЦТСЛ). Выбор прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ (состав X/65/35, где X=6.8 ат. % La) определялся тем, что последняя является модельным объектом, имеющим сильно размытый фазовый переход [3, 6]. Для изучения поведения ЦТСЛ применялись пироэлектрический и диэлектрический методы измерения, так как первый позволяет получить наиболее полную информацию об изменении поляризованности и перестройке доменной структуры, а второй — о собственно структурном ФП.

Пироэлектрические характеристики измерялись на установке для исследования пироэффекта динамическим методом [7]. Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины размерами 1×1×0.03 см

с электродами, нанесенными напылением серебра в вакууме. На один электрод, обращенный к источнику излучения, наносилась серебряная чернь. Диэлектрическая проницаемость измерялась с помощью моста E7-11 на частоте 1 кГц. Все пластины предварительно поляризовались полем $30 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ при комнатной температуре в течение 30 мин.

Как видно из рис. 1, пирокоэффициент p необлученных образцов ЦТСЛ 6/65/35 резко возрастает в интервале от 80 до 115 °С, что, вероятно, связано со значительным изменением поляризованности. При $T_p = 116^\circ\text{С}$ кривая $p(T)$ имеет ярко выраженный максимум, а дальнейшее повышение температуры приводит к быстрому спаду пироактивности образцов. Очевидно, T_p соответствует началу интенсивного распада доменной структуры при нагреве, что подтверждается наличием аномалии (точки перегиба) на зависимости $\epsilon(T)$, также обусловленной вкладом доменного механизма. Отметим, что T_p значительно ниже точки ФП, определенной по температурной зависимости диэлектрической проницаемости ($T_k = 180^\circ\text{С}$), а остаточный пиросигнал незначителен и исчезает при $T \sim 150\text{--}160^\circ\text{С}$. Эти экспериментальные данные свидетельствуют о наличии в ЦТСЛ 6/65/35 одного сильно размытого ($T_k - T_p \sim 64^\circ\text{С}$) ФП.

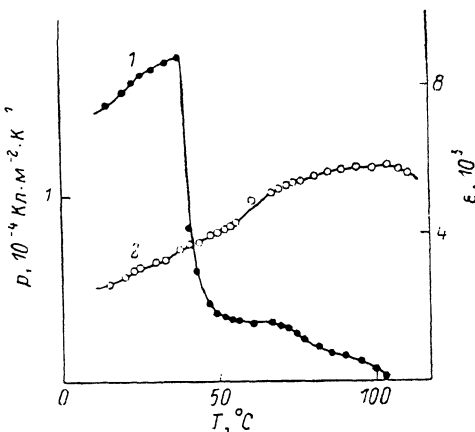


Рис. 2. Температурные зависимости p (1) и ϵ (2) необлученных образцов ЦТСЛ 8/65/35.

Облучение ЦТСЛ 6/65/35 (доза γ -облучения была одинаковой для всех образцов — $3 \cdot 10^9$ рад) приводит к дальнейшему размытию ФП (рис. 1). В интервале температур 70—100 °С изменение поляризованности происходит более плавно, чем в необлученных образцах, а процесс реориентации доменов начинается значительно раньше ($T \sim 95^\circ\text{С}$) и приводит к заметному подавлению аномалии $p(T)$. При этом в интервале температур 100—130 °С наблюдаются крупные скачки переполаризации, отсутствовавшие в необлученных образцах. Как установлено ранее при исследовании процессов переключения в ЦТСЛ 6/65/35 [8], радиационное воздействие приводит к образованию в образцах крупных областей с однородной поляризованностью. Очевидно, их реориентация и приводит к существованию крупных скачков переполаризации на фоне основного пироотклика. Заметим, что остаточный пиросигнал невелик, но наблюдается вплоть до температуры ФП ($T_k \approx 180^\circ\text{С}$).

Предварительная поляризация пластин ЦТСЛ 8/65/35 вызывает лишь их частичную поляризованность. Максимальное значение пирокоэффициента при $T = 20^\circ\text{С}$ составляло $1.5 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$. Несмотря на это, размытый ФП наблюдается в образцах ЦТСЛ 8/65/35 достаточно четко. Сначала повышение температуры приводит к увеличению пироотклика (рис. 2), связанному с изменением поляризованности. При температуре $T_p = 38^\circ\text{С}$, соответствующей началу интенсивного распада доменной структуры [9], происходит скачкообразное уменьшение пиросигнала. При дальнейшем росте температуры пироактивность образцов ЦТСЛ 8/65/35 уменьшается постепенно и исчезает лишь вблизи точки ФП ($T_k \approx 103^\circ\text{С}$).

Облучение оказывает на ЦТСЛ 8/65/35 гораздо большее влияние, чем на ЦТСЛ 6/65/35, и приводит, по-видимому, к закреплению деполаризованного состояния образцов [8]. После предварительной поляризации пироактивность облученной ЦТСЛ 8/65/35 мала ($p \leq 0.1 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$).

$\times \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$), поэтому исследование размытого ФП в данном случае сильно затруднено. В широком интервале температур от 15 до 120 °С пиросигнал ряда облученных образцов изменяется незначительно, аномалии $\rho(T)$ не наблюдается. Существование пироотклика в глубокой пара-электрической фазе, на наш взгляд, свидетельствует об образовании в ЦТСЛ 8/65/35 при радиационном воздействии областей, которые сохраняют поляризованность даже в тех температурных интервалах, где симметрия решетки основной части объема становится кубической.

Полученные результаты подтверждают данные работ [4, 10] о заметном размытии ФП в ЦТСЛ при ее облучении. Отметим, что изменение свойств облученных образцов ЦТСЛ 8/65/35 более существенно, что связано с большим влиянием внешних воздействий (в частности, γ -облучения) на их структуру [4, 5].

В заключение авторы благодарят А. Р. Штернберга и А. Н. Рубулиса (ИФТТ, Латв. ГУ им. П. Стучки) за предоставленные образцы ЦТСЛ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [2] Пешиков Е. В. Действие радиации на сегнетоэлектрики. Ташкент: ФАН, 1972. 143 с.
- [3] Naertling G. H. // *Ferroelectrics*. 1987. V. 75. P. 25—55.
- [4] Штернберг А. Н., Гринвалд Г. Ж., Шебанов Л. А. Актуальные проблемы сегнетоэлектрических фазовых переходов. Рига, Латв. ГУ, 1983. С. 44—63.
- [5] Завадский Э. А., Ищук В. М. Метастабильные состояния сегнетоэлектриков. Киев: Наукова думка, 1987. 255 с.
- [6] Штернберг А. Н., Фрицберг В. Я. Физические свойства сегнетоэлектрических материалов. Рига, Латв. ГУ, 1981. С. 3—12.
- [7] Shaulov A., Bell M. I., Smith W. A. // *J. Appl. Physics*. 1979. V. 50. P. 4913—4919.
- [8] Большакова Н. Н., Рудяк В. М., Соколова И. Д. // Тез. докл. III Межведомств. семинара-выставки «Получение, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики». Рига, 1988. С. 72—74.
- [9] Bogomolov A. A., Dabizha T. A. // *Ferroelectrics*. 1987. V. 74. P. 81—85.
- [10] Sternberg A., Shebanov L., Rubulis A. // *Ferroelectrics*. 1986. V. 69. P. 95—104.

Калининский
государственный университет
Калинин

Поступило в Редакцию
19 декабря 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

T_c И СТРУКТУРА КУПРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

М. В. Красинькова, Б. Я. Мойжес

1. На основании имеющихся экспериментальных данных, даже без количественной теории, можно уже сделать некоторые заключения о том, какие факторы сопутствуют увеличению T_c купратных сверхпроводников (КС).

а) Сверхпроводимость КС связана с взаимодействием электронов в слоях CuO_2 в структурах слоистых перовскитов.

б) Если в слоях CuO_2 все ионы меди находятся в состоянии Cu^{2+} (d^9 , $s=1/2$), то купраты являются АФ изоляторами Мотта—Хаббарда. Сверхпроводимость появляется только при введении дырок (Cu^{3+}) в слой CuO_2 .¹

¹ Часть электронной плотности дырок может быть локализована на лигандах O^{2-} ; для дальнейшего это не очень существенно.