

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В КРИСТАЛЛЕ Rb_2ZnCl_4

Л. А. Шувалов, С. А. Гриднев,
Б. Н. Прасолов, В. Г. Санников

Тетрахлорцинкат рубидия Rb_2ZnCl_4 (RZC) принадлежит к широко изучаемым кристаллам группы K_2SeO_4 , характерная особенность которых — существование несоизмерной фазы, промежуточной между ромбическими параэлектрической и сегнетоэлектрической фазами.

Целью настоящей работы было экспериментальное установление характера температурной зависимости спонтанной поляризации P_s кристалла RZC и влияние на эту зависимость дефектов, вводимых в кристалл рентгеновским облучением.

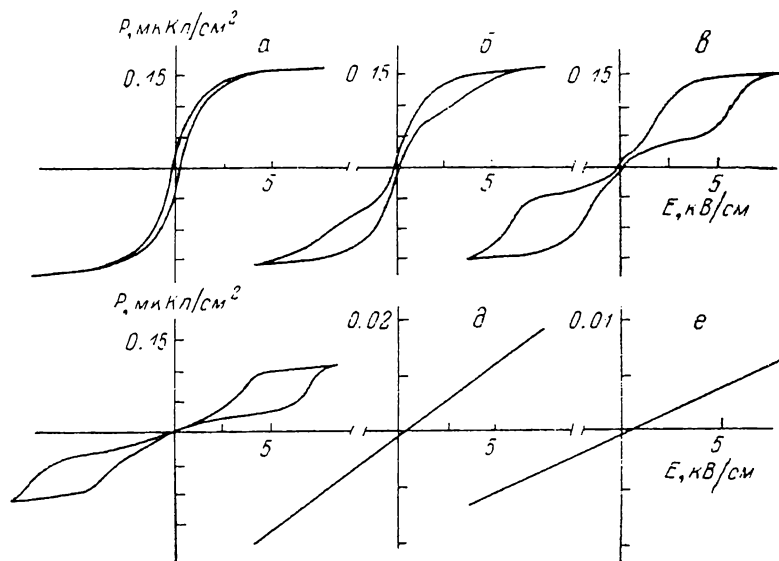


Рис. 1. Петли диэлектрического гистерезиса кристалла Rb_2ZnCl_4 при различных температурах.

T_c , К: а — 1, б — 0.1, в — 0.05, г — 0.2, д — 1.2, е — 2.

Кристаллы RZC были выращены из водного раствора методом медленного испарения. Образцы представляли собой пластины $8 \times 6 \times 0.5$ мм, вырезанные из монокристаллической були перпендикулярно сегнетоэлектрической оси X. Спонтанная поляризация P_s определялась из петель диэлектрического гистерезиса, полученных на частоте 0.01 Гц с помощью модифицированной схемы Сойера-Тауэра (столь низкая частота обеспечивала достаточно полное выявление P_s по петлям гистерезиса). Температура контролировалась платиновым термометром сопротивления с точностью ± 0.05 К. Рентгеновское облучение образцов проводилось на установке УРС-50 ИМ при комнатной температуре. Расчет поглощенной дозы облучения выполнен по методике, изложенной в [1]. Температура фазовых переходов $T_c = 193.4$ К и $T_i = 302$ К определена по температурным аномалиям диэлектрической проницаемости в процессе нагревания образца.

На рис. 1 представлена температурная эволюция петель диэлектрического гистерезиса для номинально чистого кристалла RZC вблизи T_c . Хорошо виден процесс искажения обычной насыщенной петли (а), появление «пропеллерообразной» петли (б), затем тройной петли (в),

переход к двойной петле (2) и, наконец, к линейной зависимости $P(E)$ при постоянной амплитуде электрического поля (∂, e). Отметим, что появление тройной петли вблизи T_c авторы [2] связывают с эффектом «памяти», характерным для перехода сегнетоэлектрическая соразмерная \rightarrow несо-размерная фаза в кристалле RZC. Двойные петли диэлектрического гистерезиса, наблюдаемые вблизи T_c , очевидно, соответствуют наведенному полярному состоянию в кристалле при фазовом переходе I рода. Заметим также, что выше T_c в кристалле происходит довольно сильное изменение наклона линейной зависимости $P(E)$ при изменении температуры. Такое поведение поляризации можно связать с повышенной податливостью структуры кристалла к внешнему воздействию.

Как показано в [3], термодинамический потенциал для механически свободного кристалла типа K_2SeO_4 можно записать в следующем виде

$$\Phi = \alpha_T (T - \theta) \rho^2 + \beta \rho^4 + \gamma \rho^6 + \gamma' \rho^6 \cos 6\varphi - \sigma \rho^2 (\partial\varphi/\partial x) + \delta [\rho^2 (\partial\varphi'/\partial x)^2 + (\partial\rho/\partial x)^2] + (\alpha/2) P + \alpha x P \rho^3 \sin 3\varphi - EP, \quad (1)$$

где ρ и φ — амплитуда и фаза двухкомпонентного параметра порядка, отвечающего переходу из исходной параэлектрической фазы в сегнетоэлек-

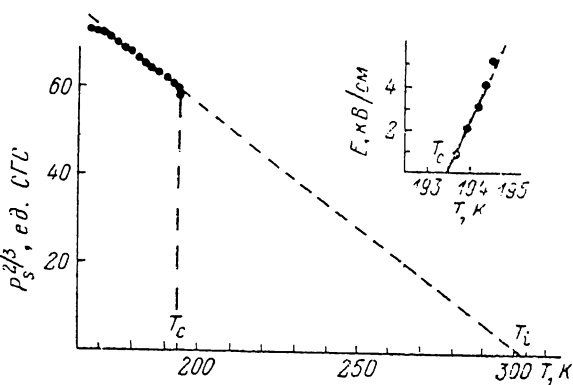


Рис. Зависимость $P_s^{2/3}$ от температуры для номинально чистого кристалла Rb_2ZnCl_4 .
На врезке: зависимость смещения T_c от внешнего электрического поля.

трическую. Из выражения (1) вытекает следующая зависимость P_s от температуры

$$P_s^{2/3} = B (T - \theta), \quad (2)$$

где $B = (\alpha')^{2/3} / 2\beta'$ (α' и β' — величины, пропорциональные коэффициентам α_T и β в разложении (1); θ — температура виртуального несобственного сегнетоэлектрического фазового перехода в кристалле при отсутствии несо-размерной фазы).

В соответствии с формулой (2) мы построили зависимость $P_s^{2/3}(T)$ на основе обработки экспериментальных петель гистерезиса. Как видно из рис. 2, экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую линию в довольно широком температурном интервале $T_c - 15 \text{ K} < T < T_c$. При дальнейшем понижении температуры наблюдается отклонение от линейного закона, что предположительно можно связать с увеличением силы закрепления доменных границ на дефектах кристалла и, следовательно, неполным переключением образца. Пересечение прямой $P_s^{2/3}(T)$ с осью температур происходит в точке $\theta = 301 \pm 2 \text{ K}$. Наклон прямой дает значение $B = 0.56 \pm 0.01$ ед. СГС (для селената калия в [4] получено значение $B = 0.6$ ед. СГС). Для расчета коэффициентов α' и β' была исследована зависимость смещения T_c от внешнего электрического поля E (рис. 2, врезка). Коэффициент $K_E = \partial T_c / \partial E$ оказался равным $0.24 \text{ K} \cdot \text{см} \cdot \text{кВ}^{-1}$. Рассчитанные значения $\alpha' = 4.08 \cdot 10^{-6}$ ед. СГС и $\beta' = 2.29 \cdot 10^{-4}$ ед. СГС.

Таким образом, для номинально чистых кристаллов RZC температурная зависимость P_s также хорошо согласуется с термодинамической теорией, как ранее было показано для селената калия [4].

С целью проверки высказанного ранее предположения о влиянии дефектов на ширину температурной области выполнимости закона «степени двух третей» для P_s (см. формулу (2)) были проведены аналогичные описанным выше исследования образцов RZC с дефектами, введенными рентгеновским облучением. Из рис. 3 видно, что введение радиационных дефектов в кристалл заметно изменяет температурный ход P_s и сужает тем-

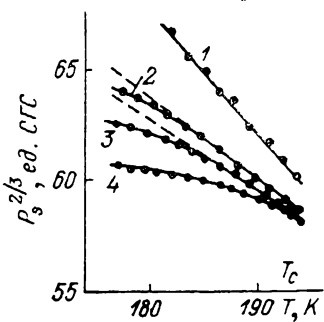


Рис. 3. Температурные зависимости $P_s^{2/3}$ кристалла Rb_2ZnCl_4 после различных доз рентгеновского облучения.

1 — необлученный образец, 2 — 0.5, 3 — 1.5, 4 — 5 крд.

пературную область выполнимости закона «степени двух третей» вплоть до исчезновения линейного участка зависимости $P_s^{2/3}(T)$ при максимальной использованной дозе облучения (5 крд.). Такое поведение P_s может быть связано с увеличением числа стопоров, закрепляющих доменные стенки в облученных кристаллах; с этими же причинами, видимо, связано и некоторое общее снижение в них P_s .

В заключение отметим, что нами не было обнаружено заметного искажения петли диэлектрического гистерезиса для образцов с максимальной дозой облучения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Дронов И. А. Автореф. канд. дис. Воронеж, ВПИ, 1983. 12 с.
 [2] Sorge G., Maack H., Shivalov L. A. Phys. St. Sol. (a), 1986, vol. 93, N 1, p. 315—320.
 [3] Санников Д. Г., Головкин В. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 4, с. 1117—1123.
 [4] Гладкий В. В., Джабраилов А. М., Кириков В. А., Бржезина В., Желудев И. С. ФТТ, 1986, № 8, т. 28, с. 2397—2401.

Воронежский политехнический институт
Воронеж

Поступило в Редакцию
16 сентября 1987 г.

УДК 621.793.162 : 537.612.2

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ИОННОИМПЛАНТИРОВАННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Ю. М. Яковлев, Е. Г. Ржижина,
Т. А. Крылова, С. В. Яковлев,
Г. М. Новиков

Дисперсия и амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) поверхностных спиновых волн (ПСВ) существенно изменяются при переходе от однослойной к многослойной структуре [1, 2]. Одним из методов получения многослойных структур служит ионная имплантация (ИИ). При ИИ в зависимости от энергии E ионов на глубине x образуется имплантированный слой δ с отличающимися от основного физическими параметрами: намагниченностью насыщения, константой кристаллической анизотропии и тем-