

ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ КРИСТАЛЛА Rb_2ZnCl_4 В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ

© 2023 г. В. В. Горбатенко^{1,*}, Б. Н. Прасолов², С. А. Горбатенко³, Н. В. Даценко⁴

¹Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

²ООО “Инвестиции и технологии”, Воронеж, Россия

³Воронежская государственная академия спорта, Воронеж, Россия

⁴Воронежский государственный университет инженерных технологий, Воронеж, Россия

*E-mail: vlgorbatenko@mail.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 03.03.2023 г.

Принята к публикации 03.03.2023 г.

Методом гармонического анализа исследован процесс переполяризации кристалла Rb_2ZnCl_4 в несоответствующей фазе вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода (ФП) под действием гармонического электрического поля. В процессе переполяризации исследуемого образца под действием гармонического электрического поля происходят индуцированные электрическим полем ФП из несоответствующей фазы в сегнетоэлектрическую фазу и ФП из индуцированной электрическим полем сегнетоэлектрической фазы обратно в несоответствующую фазу. Исследование активных и реактивных вкладов в амплитуды гармоник плотности тока позволило установить величины текущих значений напряженности гармонического электрического поля, при которых происходят соответствующие ФП.

DOI: 10.31857/S0023476123600453, EDN: DIWRCY

ВВЕДЕНИЕ

Влияние постоянного электрического поля $E_{\text{п}}$ на соразмерно-несоразмерный фазовый переход рассматривалось в ряде экспериментальных и теоретических работ [1–6]. На основе феноменологического подхода для равновесных состояний было показано, что температура Кюри T_C изменяется с полем почти линейно. Для хлорцинката рубидия (Rb_2ZnCl_4) – $dT_C/dE = 0/35$ (К см)/В [7, 8].

Известно, что индуцирование полем фазового перехода (ФП) в несоответствующую фазу (НФ) приводит к образованию “двойных” гистерезисных петель поляризации (P) под действием гармонического поля (E). Характерно, что для получения “двойных” петель критическое поле намного больше, чем коэрцитивное поле в соразмерной фазе (СФ) при одинаковом удалении от T_C . Кроме того, форма петля $P(E)$ существенно зависит от скорости изменения электрического поля. Это наглядно продемонстрировано на примере титомочевины [9].

В настоящее время остается открытым вопрос, связанный с изучением гистерезисных явлений в сильных электрических полях, при каких величинах текущего значения напряженности гармонического

электрического поля E возникают индуцированные ФП из несоответствующей в соразмерную фазу при увеличении E и ФП из соразмерной в несоответствующую фазу при уменьшении E .

Известен ряд работ, посвященных исследованию нелинейного диэлектрического отклика, обусловленного отрывом доменных границ от дефектов кристаллической решетки [10–14] в сегнетоэлектрических материалах. Исследование спектральных составляющих поляризации (P_k) и плотности тока (J_k), полученных в результате переполяризации исследуемых образцов гармоническим электрическим полем, позволяет проследить основные закономерности доменной динамики, что свидетельствует о перспективности гармонического анализа как метода изучения механизмов процесса переполяризации.

Цель настоящей работы – установить величины текущих значений напряженности гармонического электрического поля, при котором происходят ФП, связанные с индуцированием СФ в НФ при увеличении E и с аннигиляцией СФ при уменьшении E , в процессе изотермической выдержки образцов кристаллов Rb_2ZnCl_4 в НФ

вблизи T_C путем исследования спектральных составляющих P_k и J_k .

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

Для построения на мониторе компьютера петли диэлектрического гистерезиса использовалась схема [15, 16], состоящая из двух, последовательно включенных относительно источника гармонического напряжения элементов: измерительного образца X с импедансом Z_x и эталонного токового резистора $R_{эт}$ с сопротивлением, удовлетворяющим условию $R \ll |Z_x|$. Напряжение, возникающее на $R_{эт}$, пропорционально протекающему через исследуемый образец периодическому току сложной формы, и напряжение, приложенное к исследуемому образцу, оцифровывали в реальном времени. С помощью пакета прикладных программ Mathcad оцифрованные временные зависимости напряжения, пропорциональные току, протекающему через исследуемый образец, описали отрезком ряда Фурье.

Эквивалентная электрическая схема замещения исследуемого образца представлена в виде параллельного соединения емкости C_x и проводимости G_x , обусловленной диэлектрическими потерями, преимущественно связанными с затратами энергии на переключение поляризации. В этом случае в исследуемых образцах кристаллов под действием переменного электрического поля $E(t) = E_m \sin \omega_0 t$ с частотой ω_0 и амплитудой E_m , достаточной для полной монодоменизации образца, возникает ток сложной периодической формы, плотность которого описывается рядом Фурье:

$$J_x(t) = \sum_{k=1}^{\infty} J_k \cos(k\omega_0 t - |\varphi_k|), \quad (1)$$

где k – номера гармоник ряда Фурье, J_k – амплитуда k -й гармоники плотности тока, φ_k – углы сдвига фаз между соответствующими гармониками тока и их реактивными составляющими.

Зависимость $J_x(t)$ имеет две составляющие: $J_c(t)$ и $J_g(t)$. Первая из них – $J_c(t) = \sum_{k=1}^{\infty} J_k \cos \varphi_k \cos k\omega_0 t$ обусловлена емкостной плотностью тока, вторая – $J_g(t) = \sum_{k=1}^{\infty} J_k \sin \varphi_k \sin k\omega_0 t$ – током проводимости. Временная зависимость общей плотности тока $J_x(t) = J_c(t) + J_g(t)$ приводит к временной зависимости поляризации $P_x(t)$, возникающей в исследуемом образце и соответственно имеющей две составляющие $P_c(t)$ и $P_g(t)$:

$$P_x(t) = \sum_{k=1}^{\infty} P_k \sin(k\omega_0 t - \varphi_k) = P_c(t) + P_g(t), \quad (2)$$

где P_k – амплитуда k -й гармоники поляризации;

$P_c(t) = \sum_{k=1}^{\infty} P_k \cos \varphi_k \sin k\omega_0 t$, обусловлена емкостной плотностью тока $J_c(t)$ и соответствует временной зависимости поляризации исследуемого образца;

$P_g(t) = \sum_{k=1}^{\infty} P_k \sin \varphi_k \cos k\omega_0 t$, обусловлена плотностью тока $J_g(t)$, т.е. вкладом в поляризацию диэлектрических потерь, преимущественно связанных с затратами энергии на переключение поляризации.

Достоверность результатов эксперимента контролировали одновременной регистрацией методом параллельного гармонического анализа [17] 32 гармоник напряжения, возникающего на эталонном резисторе модифицированной схемы Сойера–Тауэра. Схема установки, реализующей указанную методику, подробно описана в [18].

После определения амплитуд гармоник J_k и соответствующих им углов φ_k обработка результатов измерений обеспечивает построение временных зависимостей $J_x(t)$, $J_c(t)$, $J_g(t)$, $P_x(t)$, $P_c(t)$ и $P_g(t)$. Возможность ввода или удаления при синтезе отдельных спектральных составляющих поляризаций или плотностей тока позволяет оперативно оценивать их влияние на формы получаемых зависимостей, что расширяет возможности интерпретации результатов измерений, полученных ранее другими способами.

Построение полевых зависимостей $P_x(E)$ и $P_g(E)$ осуществлялось путем синтеза зависимостей $P_c(t)$ и $P_g(t)$ от $E(t)$.

Кристаллы Rb_2ZnCl_4 выращивали методом Чохральского. Измерения проводили на образцах в форме прямоугольных $7 \times 5 \times 0.5$ мм³ пластин X -среза с напыленными серебряными электродами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

При изотермической выдержке исследуемого образца кристалла Rb_2ZnCl_4 в НФ в равновесных условиях [14] вблизи температуры Кюри T_C на частоте 3 Гц определяли амплитуды J_k и фазы φ_k гармоник плотности тока при амплитуде напряженности синусоидального электрического поля $E_m = 1.65 \times 10^6$ В/м (выше поля насыщения). Измеренные при температуре $T = T_C + 3.2$ К амплитуды гармоник J_k и соответствующие им углы φ_k позволили синтезировать временные и полевые

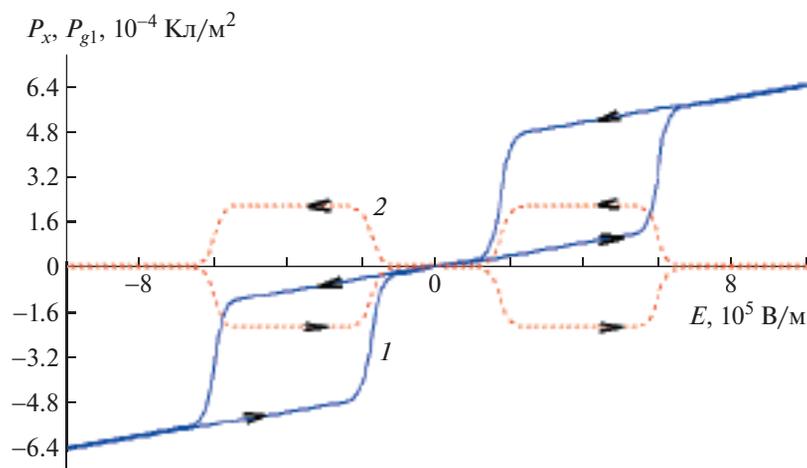


Рис. 1. Полевые зависимости $P_{x1}(E)$ (1) и $P_{g1}(E)$ (2) кристалла Rb_2ZnCl_4 .

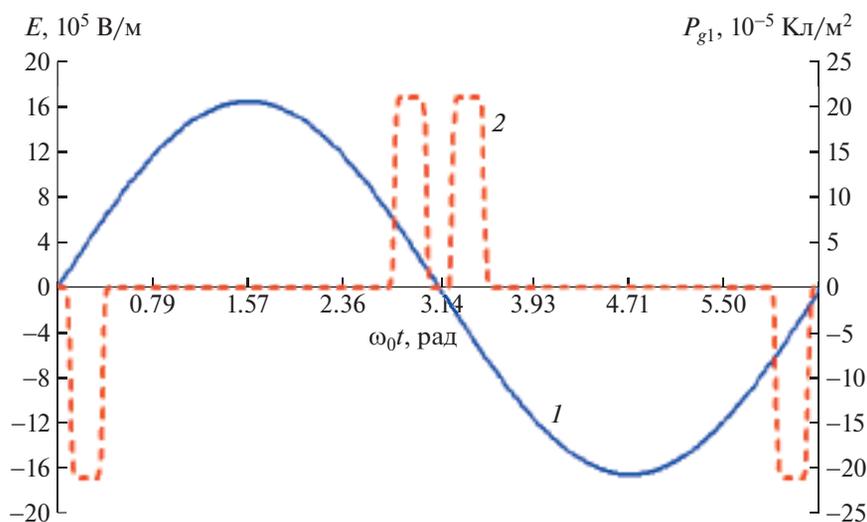


Рис. 2. Временные зависимости электрического поля $E(t)$ (1) и поляризации $P_{g1}(t)$ (2) кристалла Rb_2ZnCl_4 от нормированного времени $\omega_0 t$.

зависимости компонент поляризации и плотности тока. Полевая зависимость $P_x(E)$ показана на рис. 1 (кривая 1).

Согласно методике, описанной в [19], получена полевая зависимость поляризации $P_{g1}(E)$ (рис. 1, кривая 2), вызванная плотностью J_{g1} тока проводимости, связанного только с индуцированием СФ. Временные зависимости $P_{g1}(t)$ и $J_{g1}(t)$, приведенные на фоне временной зависимости приложенного к исследуемому образцу переменного электрического поля $E(t) = E_m \sin \omega_0 t$ (кривые 1 на рис. 2, 3), показаны на рис. 2, 3 (кривые 2) соответственно.

Из рис. 3 видно, что в моменты времени, когда $E(t)$ достигает значения E_k , имеют место импуль-

сы 1, 4, 5 и 8 тока проводимости J_{g1} . В эти моменты времени исследуемый образец не поглощает энергию, как это имеет место при появлении импульсов 2, 3, 6, и 7 тока проводимости J_{g1} , а выделяет ее, что, по всей видимости, связано с индуцированием фазового перехода из НФ в СФ при увеличении E (импульсы 1 и 5 тока проводимости J_{g1}) и фазового перехода из СФ в НФ при уменьшении E (импульсы 4 и 8 тока проводимости J_{g1}).

ВЫВОДЫ

Выделены активные и реактивные вклады в амплитуды гармонических составляющих плотности тока, протекающего в исследуемом образце

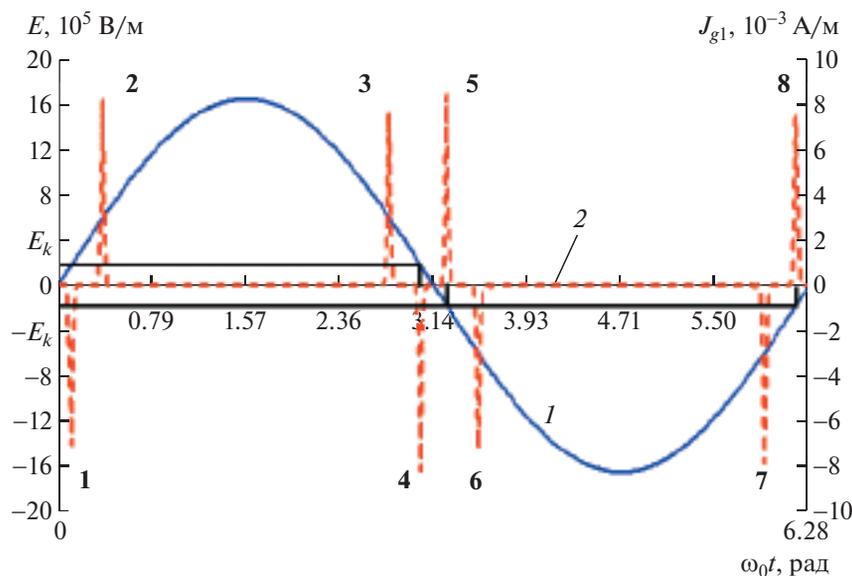


Рис. 3. Временные зависимости электрического поля $E(t)$ (1) и плотности тока $J_{g1}(t)$ (2) от нормированного времени $\omega_0 t$ для кристалла Rb_2ZnCl_4 . Номера импульсов выделены жирным шрифтом.

кристалла Rb_2ZnCl_4 в процессе переполяризации в несоизмерной фазе. Установлены особенности временной зависимости плотности тока проводимости, связанного с индуцированием сегнетоэлектрической фазы.

Исследование активных и реактивных вкладов в амплитуды гармоник плотности тока позволило установить величины текущих значений напряженности гармонического электрического поля, при которых происходят фазовые переходы из НФ в СФ и из индуцированной электрическим полем СФ обратно в НФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Prelovsek P.* // J. Phys. C. 1983. V. 16. P. 3257.
2. *Prelovsek P.* // J. Phys. C. 1984. V. 17. P. L1014.
3. *Hudak O.* // J. Phys. C. 1983. V. 16. P. 2641.
4. *Blinc R., Zeks B., Prelovsek P. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. Suppl. 24–2. P. 65.
5. *Levstic A., Prelovsek P., Filipic C., Zeks B.* // Phys. Rev. 1982. V. 25. № 5. P. 3416.
6. *Levstic A., Filipic C., Prelovsek P., Blinc R.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1567.
7. *Hamano K., Ikeda Y., Fujimoto T. et al.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1980. 49. Suppl. B. P. 10.
8. *Deguchi K., Sato S., Hirano K., Nakamura E.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1984. V. 53. № 8. P. 2790.
9. *Hatano J., Kume N., Kubata K. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. Suppl. 24–2. P. 844.
10. *Федосов В.Н., Сидоркин А.С.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 6. С. 1632.
11. *Katysheva L.N., Drozhdin S.N.* // Ferroelectrics. 1989. V. 96. P. 301.
12. *Shil'nikov A.V., Nesterov V.N., Burkhanov A.I.* // Ferroelectrics. 1996. V. 175. P. 145.
13. *Карпов А.И., Поплавко Ю.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 6. С. 1193.
14. *Горбатенко В.В., Кудряш В.И., Прасолов Б.Н., Горбатенко С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 8. С. 1132. <https://doi.org/10.7868/S0367676513080097>
15. *Kretschmer R., Binder K.* // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. P. 1065.
16. *Рабе К.М., Ана Ч.Г., Трискона Ж.-М.* // Физика сегнетоэлектриков (современный взгляд) / Пер. с англ. Струкова Б.А., Лебедева А.И. М.: БИНОМ, Лаборатория знаний, 2011. С. 89.
17. *Харкевич А.А.* Спектры и анализ. М.: ГИФМЛ, 1962. 288 с.
18. *Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н., Кудряш В.И., Горбатенко С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 9. С. 1294.
19. *Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н., Горбатенко С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1184. <https://doi.org/10.1134/S0367676519090072>