

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ СОЛИТОНОВ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛАХ Rb_2ZnCl_4

Б. А. Струков, Е. П. Рагула, С. Н. Горшков

Известно, что вблизи температуры фазового перехода соразмерная — несо-размерная фаза в несобственных сегнетоэлектриках диэлектрическая проницае-мость испытывает резкую аномалию, изменяясь вблизи T_c в несоразмерной фазе по закону, близкому к закону Кюри—Вейсса [1]. При этом сам фазовый переход происходит при разных температурах при охлаждении T_c^o и нагревании T_c^h образца. Установлено, что разность $T_c^h - T_c^o$ существенно различна для разных кристаллов и также связана со степенью дефектности образцов [2]. При этом величина температурного гистерезиса фазового перехода определяется не столько первородностью фазового перехода, сколько задержкой в установлении периода равновесной структуры, отвечающей несоразмерной волне модуляции смещений атомов. Эта задержка, как полагают, обусловлена пиннингом узких доменных стенок — солитонов. Возрастание ϵ при $T \rightarrow T_c$ связано с относительно свободным движением доменных стенок под действием электрического поля, поскольку при приближении к T_c равновесная плотность доменных стенок уменьшается.

При наложении внешнего постоянного электрического поля диэлектрическая проницаемость уменьшается. Эксперимент показывает [3], что при наличии смещающего поля зависимость $\epsilon(T)$ становится более полой, максимум ее сдвигается в сторону более высоких температур. Теоретический анализ равно-весной ситуации подтверждает эти результаты в предположении, что межсолитон-ное расстояние при наличии постоянного электрического поля не изменяется переменным электрическим полем [4]. Диэлектрическая проницаемость кристалла в области $T_c^o - T_c^h$ неоднозначна, и ее величина зависит от направления изме-нения температуры. Возникающие метастабильные состояния являются, как правило, весьма устойчивыми. Характерно, что наложением электрического поля кристалл из состояния на кривой $\epsilon_b(T)$ охлаждения можно перевести в состояние на кривой нагревания [5], а обратный переход невозможен. Это свидетельствует о том, что состояния на кривой нагревания более устойчивы, а метастабильными являются на самом деле состояния на кривой охлаждения.

Ниже мы приводим экспериментальные результаты, которые подтверждают эту точку зрения и указывают на возможность постепенного перехода от мета-стабильной к устойчивой ситуации путем приложения к кристаллу изменяющегося по линейному закону электрического поля. Исследовались образцы кристалла Rb_2ZnCl_4 , выращенные из насыщенного раствора; пластинки размерами $5 \times 5 \times 0.5$ мм вырезались перпендикулярно полярной оси b . Емкость пластин измеря-лась на частоте 10 кГц в функции температуры и максимального значения смеща-ющего электрического поля с помощью компьютеризованной (на базе ЭВМ ДЗ-28) системы. Смещающее поле подавалось от генератора треугольного напряжения в виде импульсов длительностью 30 с. Наложение поля осуществлялось в режиме стабилизированной температуры (точность стабилизации ± 0.001 К); в течение 15 с поле линейно увеличивалось до максимального значения и затем также линейно уменьшалось до нуля. Кристаллы показывали типичную картину гистерезисных явлений, описанную ранее в [2] с разностью $T_c^h - T_c^o = 1.44$ К. Под действием сме-

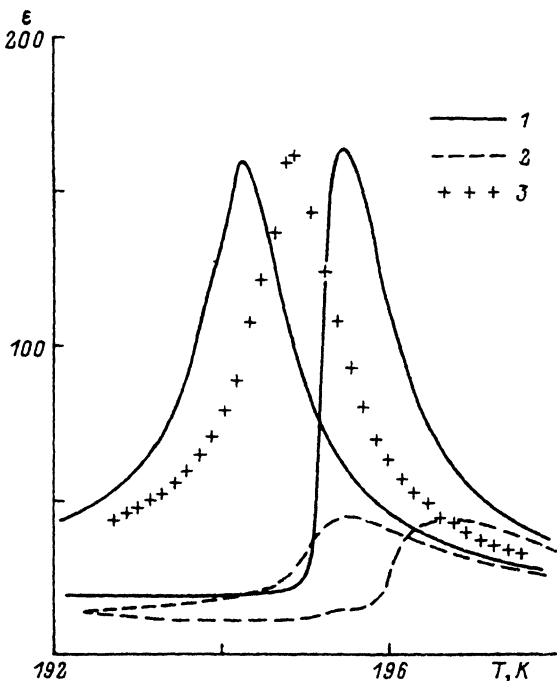


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла Rb_2ZnCl_4 , снятая в режиме нагрева и охлаждения, и ее изменение при наложении и снятии смещающего электрического поля.

1 — $E = 0$, 2 — $3.2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$, 3 — после снятия поля $E = 3.2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

щающего электрического поля наблюдались переходы между метастабильными состояниями по схеме, описанной выше; максимум диэлектрической проницаемости смещался в постоянном поле в сторону более высоких температур со скоростью $dT_c/dE = 0.31 \text{ К} \cdot \text{см} \cdot \text{кВ}^{-1}$.

Ранее нами было отмечено, что после наложения и снятия достаточно сильного постоянного поля величина диэлектрической проницаемости в интервале $T_c^o - T_c^H$ резко уменьшается, приближаясь к значениям ϵ_b^{\min} , характерным для кривой нагревания [5]. Оказалось, что при воздействии на кристалл полем меньшей величины ϵ_b уже зависит от величины этого поля и может принимать любое значение в интервале от ϵ_b^{\min} до ϵ_b^{\max} , характеризующем значения ϵ_b на кривой нагревания. Более того, если непрерывно фиксировать значения ϵ_b в функции температуры после выключения электрического поля определенной величины, возникает некоторая зависимость $\epsilon_b(T)$, по форме промежуточная между кривыми нагревания и охлаждения и с максимумом, находящимся в интервале $T_c^o - T_c^H$.

На рис. 1 показаны температурные зависимости ϵ_b , снятые в режиме охлаждения и нагревания. Штрихом отмечена зависимость $\epsilon_b(T)$, получающаяся при наложении электрического поля величины $E = 3.2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$. Центральная кривая соответствует значениям ϵ_b , получающимся после снятия этого поля при каждой фиксированной температуре. Существенно отметить, что перед наложением поля кристалл всегда находился на кривой охлаждения (после каждого наложения и снятия поля осуществлялся цикл нагрев в несоизмерную фазу — охлаждение к температуре измерения $T > T_c^o$). При $E > 6.8 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ диэлектрическая проницаемость всегда оказывалась после снятия поля на кривой нагревания. После

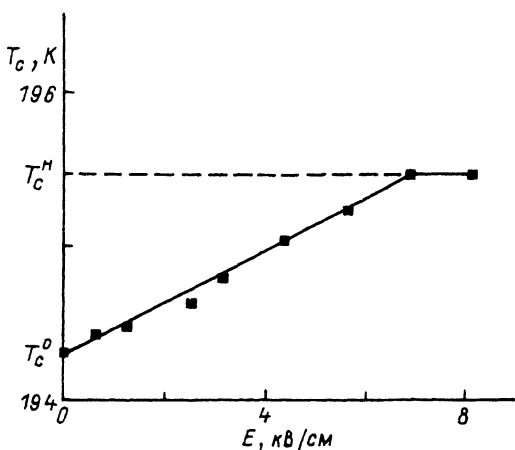


Рис. 2. Зависимость положения максимума диэлектрической проницаемости ϵ_{\max} кристалла Rb_2ZnCl_4 на температурной шкале от величины приложенного электрического поля после уменьшения последнего до нуля.

наложения и снятия поля, меньшего этого значения, диэлектрическая проницаемость попадает на одну из промежуточных кривых (подобной приведенной на рис. 1), причем температура, соответствующая ϵ_{\max} , тем выше, чем больше максимальная величина электрического поля.

На рис. 2 приведена зависимость температуры максимума диэлектрической проницаемости в функции максимального значения смещающего элект-

рического поля, подтверждающая эту закономерность.

Для того чтобы понять причину возникновения «промежуточных» состояний, допустим, что ϵ_b после снятия электрического поля определяется плотностью солитонов, установившейся в образце [$^{\circ}$]; наложение поля треугольной формы можно рассматривать как некий «толчок», «подталкивающий» систему к состоянию равновесия. Естественно полагать, что равные значения ϵ_b на кривых нагревания и охлаждения соответствуют одинаковой величине n_s — плотности солитонов. При этом при всех $T > T_c^0$ величина n_s на кривой охлаждения больше своего равновесного значения, отвечающего максимуму диэлектрической проницаемости ϵ_b^{\max} на кривой нагревания при $T = T_c^H$. Если «толчок» приводит к уменьшению n_s , то естественно, что для каждой температуры в интервале $T_c^0 - T_c^H$ можно так подобрать величину «толчка», что после этого «толчка» величина n_s окажется равной своему значению на кривой нагревания при $T = T_c^H$. Чем ближе рассматриваемая температура к температуре T_c^H , тем больше соответствующая плотность солитонов на кривой охлаждения и требуется большая величина «толчка», которая приводит к значению $\epsilon = \epsilon_{\max}$. Именно это и следует из рис. 2.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в интервале температур $T_c^0 - T_c^H$ в кристаллах Rb_2ZnCl_4 может быть реализована последовательность метастабильных, все более устойчивых состояний, различающихся периодом модулированной структуры. Указанные промежуточные состояния могут быть получены с помощью кратковременного воздействия электрическим полем различной величины.

Список литературы

- [1] Sannikov D. G. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. Suppl. B. P. 75—77.
- [2] Hamano K., Ikeda Y., Fujimoto T., Ema K., Hirotsu S. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. N 6. P. 2278—2286.
- [3] Fousek J., Croupa J. // J. Phys. C. 1988. V. 21. N 32. P. 5483—5498.
- [4] Holakovský J., Dvorak V. // J. Phys. C. 1988. V. 21. N 31. P. 5449—5454.
- [5] Струков Б. А., Куруленко Е. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 199—201.
- [6] Pykacz H. // Sol. St. Comm. 1988. V. 66. N 5. P. 567—570.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
6 апреля 1992 г.