

ДИСКРЕТНОСТЬ ПОЛЕЙ АКТИВАЦИИ ПРОЦЕССА ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Л.И.Донцова, Н.А.Тихомирова

Экспериментально показано, что в реальных сегнетоэлектрических кристаллах процесс переполаризации характеризуется полями активации, зависящими от величины внешнего электрического поля.

При изучении 180°-ной переполаризации сегнетоэлектрических кристаллов было показано, что процесс описывается экспоненциальной зависимостью времени переполаризации от внешнего электрического поля $1/\tau_s = (1/\tau_\infty) \exp(-\alpha/E)$, где α – поле активации¹. Для различных сегнетоэлектрических кристаллов в интервале внешних электрических полей $10^2 - 10^4$ В/см обнаруживали 2 – 3 участка с отличающимися значениями полей активации²⁻⁵. Изменение поля активации при увеличении напряженности внешнего электрического поля пытались объяснить изменением относительного вклада процессов зарождения доменов и бокового движения 180°-ных доменных стенок. В последние годы с развитием методов прямого наблюдения динамики доменов в процессе переполаризации (метода пирозонда, сканирующей электронной микроскопии, метода НЖК и др.) появилась возможность решения этого вопроса.

Как было показано нами ранее⁴ в полях до $1,5 \cdot 10^3$ В/см для кристалла ТГС три участка с различными полями активации имеются не только на зависимостях времени переполаризации $\ln(1/\tau_s) (1/E)$, но и на зависимостях плотности зародышей доменов $\ln n (1/E)$ и скорости бокового движения доменных стенок $\ln v (1/E)$. Причем, соотношение между полями активации процессов зарождения доменов β , бокового движения доменных стенок δ и поля активации α , характеризующего процесс переполаризации в целом, имеет вид $\alpha = 1/3\delta + 2/3\beta$ и выполняется для всех трех участков.

Необходимо отметить, что в наших экспериментах процесс переполаризации сегнетоэлектрика во внешнем электрическом поле происходит в условиях существования между полярной поверхностью образца и электродом тонкого слоя (~ 5 мкм) нематического жидкого кристалла, который можно рассматривать, как диэлектрический зазор. В этом случае, в отличие от металлических электродов, на полярных поверхностях образца не реализуются условия эквипотенциальности, что приводит к возможности проявления электрических неоднородностей на изучаемых поверхностях. Кроме того, в таких условиях из-за ухудшения условий компенсации поляризационных зарядов процесс переполаризации идет более медленно, что позволяет экспериментально изучать его особенности в широком интервале полей.

В настоящей работе методом НЖК⁵ проведены прямые наблюдения динамики доменной структуры в процессе переполаризации кристалла ТГС в интервале полей до $6 \cdot 10^5$ В/см. Обнаружено еще несколько линейных участков на зависимостях $\ln 1/\tau_s (1/E)$, $\ln v (1/E)$ и $\ln n (1/E)$. Аналогия зависимости $\ln n (1/E)$ и $\ln v (1/E)$ свидетельствует в пользу модели^{1,7}, рассматривающей боковое перемещение доменных стенок, как результат пристеночного зародышеобразования. Значения полей активации α , β и δ во всем исследованном интервале полей приведены в таблице. Для всех участков полей $\beta > \alpha > \delta$ и также сохраняется соотношение между ними $\alpha = 1/3\delta + 2/3\beta$.

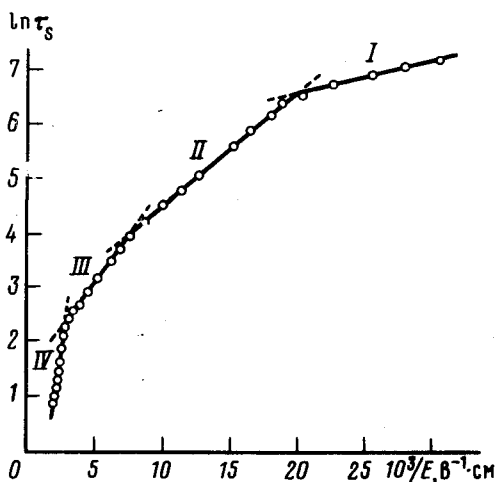
Прямые наблюдения динамики доменов позволили установить, что на всех участках внешних полей характер процесса переполаризации качественно один и тот же: процесс осуществляется возникновением определенного числа зародышей доменов n противоположной полярности и последующего их разрастания боковым движением доменных стенок. Относительный вклад процессов зарождения доменов и бокового движения доменных стенок остается практически одинаковым.

**Значения полей активации
в зависимости от величины реполяризующего поля
для номинально "чистого" кристалла ТГС**

	Величина внешнего поля, В/см	Поля активации процесса реполяризации, В/см		
		α	δ	β
I	$3 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^2$	35	30	35
II	$2 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$
III	$5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^3$
IV	$2 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^4$
V	$1 \cdot 10^4 - 1,5 \cdot 10^5$	$9,0 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$
VI	$1,5 \cdot 10^5 - 6,0 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^5$

Осуществление процесса реполяризации реального сегнетоэлектрического кристалла через обязательную стадию зарождения доменов оказывается энергетически более выгодным по сравнению с однородным изменением поляризации одновременно во всем объеме кристалла, даже в полях, превышающих теоретическое значение коэрцитивного поля E_c ($\sim 10^5$ В/см) для кристалла ТГС, полученное из термодинамической теории для идеального кристалла⁸.

Таким образом установлено, что процесс реполяризации реального кристалла включает, как обязательную начальную стадию, процесс возникновения зародышей доменов. Дискретность полей активации процесса зародышеобразования свидетельствует о дискретности распределения мест зарождения доменов по энергиям активации. Дискретность полей активации процесса бокового движения доменных стенок является следствием этого распределения, а более низкие значения δ по сравнению с β означают снижение энергии активации зарождения доменов на уже образовавшейся доменной стенке. В поле активации α дают вклад оба процесса.



Зависимость времени реполяризации $\ln \tau_s$ от $1/E$ для кристалла ТГС с $7,5 \cdot 10^{-3}$ % Cu ($\alpha_I = 65$ В/см, $\alpha_{II} = 2,1 \cdot 10^2$ В/см, $\alpha_{III} = 3,4 \cdot 10^2$ В/см, $\alpha_{IV} = 1,7 \cdot 10^3$ В/см)

Дискретность полей активации на наш взгляд обусловлена дискретностью поверхностных состояний реального сегнетоэлектрического кристалла. Существование таких состояний в сегнетоэлектриках диэлектриках теоретически предсказано в работах^{9,10}. Однако, экспериментального подтверждения к настоящему времени не получено.

Исходя из модели поверхностных состояний процесс образования зародышей при реполяризации из монодоменного состояния под действием внешнего электрического поля можно представить, как возбуждение электронов с соответствующих уровней¹¹. Такое возбуждение приводит к возникновению локального изменения поляризации, и как следствию, воз-

никновению зародыша домена новой поляризации. Предполагая^{9,10}, что поверхностные состояния локализованы в слое порядка толщины элементарной ячейки ($\sim 10^7$ см), и исходя из полученных значений полей активации, можно оценить спектр энергии поверхностных состояний кристалла. Для номинально "чистого" кристалла ТГС значения энергии лежат в пределах от 10^{-3} до 1,5 эВ при ширине запрещенной зоны в 6 эВ. Очевидно, что полученные значения энергии соответствуют примесным уровням в кристалле ТГС. Введение примесей в процессе роста, отжиг, облучение изменяют, как плотность зародышей доменов, так и число дискретных участков в полевых зависимостях характеристик переключения и значения полей активации в соответствующих интервалах внешних электрических полей. На рисунке приведена зависимость $\ln \tau_s (1/E)$ для кристалла ТГС с $7,5 \cdot 10^{-3}\%$ Cu. Из сравнения результатов для номинально "чистого" кристалла ТГС (таблица) и ТГС с примесью Cu становится очевидным, что примесь меди приводит к появлению дополнительных центров зарождения доменов с низкими значениями полей активации в области полей до $2 \cdot 10^3$ В/см.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что инициация процесса переполаризации обусловлена электронными переходами в поверхностных состояниях, а дискретность полей активации процесса переполаризации является фундаментальным свойством реального сегнетоэлектрического кристалла.

Литература

1. *Fatuzzo E., Merz W.J.* J. Phys. Rev., 1959, 116, 61.
2. *Барфут Дж., Тейлор Дж.* Полярные диэлектрики и их применение. М.: Мир, 1981, стр. 52.
3. *Пешиков Е.В.* Кристаллография, 1969, 14, 1074.
4. *Jaskiewicz A., Przeslawski J.* Phys. Stat. Sol. (a), 1979, 56, 365.
5. *Донцова Л.И., Булатова Л.Г. и др.* Кристаллография, 1982, 27, 305.
6. *Тихомирова Н.А., Донцова Л.И., Пикин С.А., Шувалов Л.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 37.
7. *Hayashi M.* Phys. Soc. Jap., 1972, 33, 616.
8. *Гинзбург В.Л.* ЖЭТФ, 1945, 15, 739.
9. *Гуро Г.М., Иванчик И.И., Ковтонюк Н.Ф.* Кн. "Титанат бария". М.: Наука, 1973, стр. 71.
10. *Селюк Б.В.* Кристаллография, 1974, 19, 2, 221.
11. *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981, стр. 500.