

Краткие сообщения

01;05

Фрактальная модель кинетики переключения поляризации в сегнетоэлектриках

© Р.П. Мейланов, С.А. Садыков

Дагестанский государственный университет,
367025 Махачкала, Россия

(Поступило в Редакцию 19 октября 1998 г.)

Исследована кинетика переключения поляризации в сегнетоэлектриках на основе концепции фракталов. Показано, что процесс переключения имеет мультифрактальный характер.

В настоящей работе предлагается метод анализа кинетики переключения и формы переходного тока в рамках концепции фракталов, основанной на представлениях пространственно-временной метрики дробной размерности.

При анализе кинетики токов переполаризации наибольшее распространение получили модели, основанные на статистической теории кристаллизации Колмогорова–Аврами (К–А) [1,2]. Наиболее последовательными из них являются модельные теории Фатуццо [3] и Ишибаши–Такаги [4]. В модификациях теории К–А [5–9] расчет тока переключения сводится к нахождению доли переключенного объема $Q(t)$ к полному объему сегнетоэлектрического конденсатора. Ток переключения при этом определяется выражением

$$i(t) = 2P_s A \frac{dQ(t)}{dt}, \quad (1)$$

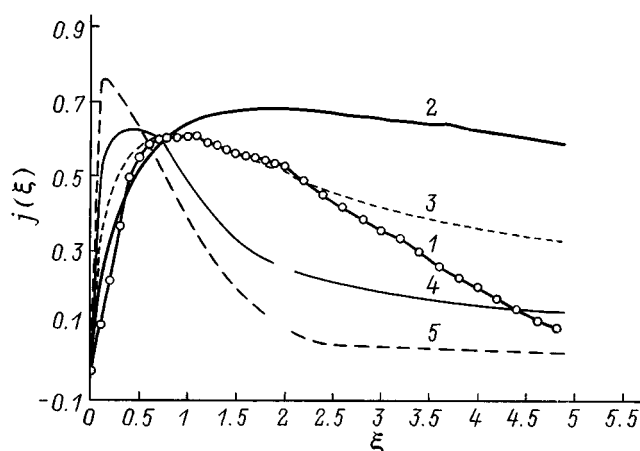
где P_s и A — спонтанная поляризация и площадь электрода образца.

Эти модели основаны на упрощенных представлениях о динамике доменной структуры, не учитывают такие важные факторы, как внутренняя экранировка, стохастические изменения диэлектрических свойств, эффекты анизотропии и запаздывания взаимодействий, особенности энергетического спектра системы. В результате согласие с экспериментом достигается лишь при дробных значениях размерности кинетического процесса и не удается удовлетворительно аппроксимировать спадающую часть импульса тока.

Сегнетоэлектрические кристаллы по ряду динамических характеристик ведут себя как фрактальные системы. Известно, что процесс переполаризации осуществляется возникновением определенного числа зародышей доменов противоположной полярности и последующего их прорастания в прямом и боковом направлениях. Согласно модели Фатуццо–Мерца–Миллера–Вайнраха–Хаяши [10], торцевое и боковое перемещение доменных границ происходят путем пристеночного зародышеобразования — возникновения зародышей на доменных границах. В дальнейшем зародыши могут образовываться

на растущих ступеньках возникших ранее зародышей. Возникновение подобных структур можно рассматривать как некоторое промежуточное состояние вещества при переходе от одного полярного состояния к другому. При этом система проявляет фрактальные свойства, поскольку боковое прорастание доменных границ является результатом образования самоподобных структур (зародышей-ступенек).

Отметим, что фрактальный анализ выходит за рамки геометрической версии. Пространственный беспорядок системы приводит к степенному закону временной релаксации неравновесных состояний с наличием эффектов памяти. Так, в [11] при изучении динамики предфазных состояний в полидисперсных сегнетоэлектриках показано, что индекс полидисперсии есть функция дробной размерности, или фрактальности, причем этот индекс определяет эволюцию системы во времени. В [12] уравнения движения доменной границы модифицируются с заменой производных целого порядка по времени на производные дробного порядка, что позволило описать особенности спектров диэлектрической проницаемости, которые



Зависимость тока переключения $j(\xi)$ в тонкой пленке KNO_3 от $\xi = t/t_0$: 1 — эксперимент при 55°C , $t_0 = 185 \text{ ns}$; 2–5 — расчет при $\alpha = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ соответственно.

обычно получают эмпирическим подбором функций рас-
пределения времени релаксации.

Физическое обоснование использования математиче-
ского аппарата дробных дифференциальных уравнений
при анализе свойств систем с фрактальными структура-
ми дано в работах [13–15]. В частности, в [13] показано,
что использование дробного производного по времени
соответствует учету эффектов памяти в системе. Поэто-
му, учитывая важность эффектов памяти в процессах
переполаризации в сегнетоэлектриках, обобщим выра-
жение (1) для тока переключения, используя дробную
производную по времени,

$$i(\xi) = \frac{2P_s A}{t_0} \frac{d^\alpha}{d\xi^\alpha} Q(\xi), \quad (2)$$

где $\xi = t/t_0$, t_0 — характерное время переключения, α —
динамическая фрактальная размерность ($0 < \alpha \leq 1$),
 $2P_s A Q(\xi)$ — заряд переключения.

При $\alpha = 1$, что соответствует отсутствию эффектов
памяти, соотношение (2) совпадает с (1).

В случае применения для временной зависимости
поляризационного заряда простейшего выражения вида
 $Q(\xi) = 1 - \exp(-\xi)$ из (2) получим

$$j(\xi) = \frac{1}{\Gamma(2-\alpha)} \xi^{1-\alpha} \exp(-\xi) {}_1M_1(1-\alpha; 2-\alpha; \xi), \quad (3)$$

где $j(\xi) = i(\xi)t_0/(2P_s A)$ — безразмерный переходной
ток; $\Gamma(\alpha)$ — гамма-функция Эйлера; ${}_1M_1(a; b; z)$ — вы-
рожденная гипергеометрическая функция Куммера [16].

При $\alpha = 1$ из (3) имеем $j(\xi) = \exp(-\xi)$. Эта зависи-
мость не соответствует экспериментальным данным, что
и служило причиной различных модификаций выражения
для $Q(\xi)$ в теории К–А [4–8]. В частности, используется
выражение вида $Q(\xi) = 1 - \exp(-\xi^n)$, где параметр
характеризует размерность доменного роста. В этом слу-
чае удовлетворительное согласие с экспериментальными
данными достигается при нецелых значениях n .

Результаты численного расчета переходного тока, по-
лученные по формуле (2) для различных значений ди-
намической фрактальной размерности, представлены на
рисунке, где приведены и экспериментальные данные из
работы [5]. Как видно, в предлагаемой модели даже в
рамках простейшей зависимости $Q(\xi) = 1 - \exp(-\xi)$ уда-
ется количественно описать кинетику переполаризации,
причем наилучшее совпадение достигается при мульти-
фрактальном характере процесса. Значения меняются от
0.3 в начальной до 0.9 на завершающей стадии перепол-
аризации. Доминирующим значением фрактальной раз-
мерности, которое определялось из отношения $\Delta t(\alpha)/T$
(T — полное время эксперимента; $\Delta t(\alpha)$ — время, за
которое экспериментальные данные тока переключения
совпадают с расчетными для заданного значения α),
является $\alpha = 0.6$.

Природа динамической фрактальной размерности α
обусловлена процессами, участвующими в формирова-
нии тока переключения. Выяснение конкретных меха-
низмов формирования α представляет отдельную задачу.

В заключение отметим, что закон изменения заряда
переключения следует также рассмотреть на основе
фрактального подхода, что позволило бы получить бо-
лее детальную информацию о механизме перестройки
доменной структуры в сегнетоэлектриках.

Список литературы

- [1] Колмогоров А.И. // Изв. АН СССР. Сер. мат. 1937. Т. 3. С. 355–361.
- [2] Avrami M. // J. Chem. Phys. 1939. Vol. 7. P. 1103–1107.
- [3] Fatuzzo E. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 1999–2007.
- [4] Ishibashi Y., Takagi Y.J. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. Vol. 31. N 2. P. 506–509.
- [5] Dimler K., Parris M., Butler D. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 12. P. 5467–5470.
- [6] Scott J.F., Kammerdiner L., Parris M. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 2. P. 787–792.
- [7] Orihara H., Ishibashi Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1992. Vol. 61. N 6. P. 1919–1925.
- [8] Шур В.Я., Румянцев Е.Л., Макаров С.Д. // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 6. С. 1687–1692.
- [9] Шур В.Я., Макаров С.Д., Пономарев Н.Ю. и др. // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 6. С. 1889–1895.
- [10] Лайнс А., Гласс М. // Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [11] Кубарев Ю.Г. // Изв. АН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 3. С. 129–131.
- [12] Galiyarova H.A. // Ferroelectrics. 1995. Vol. 170. P. 111–115.
- [13] Нугматулин Р.Р. // ТМФ. 1992. Т. 90. № 3. С. 354–368.
- [14] Чукбар К.В. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. Вып. 5. С. 1875–1884.
- [15] Мейланов Р.П. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 23. С. 40–43.
- [16] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М.: Наука, 1979.