

Скачки Баркгаузена при движении одиночной сегнетоэлектрической доменной стенки

© В.Я. Шур, В.Л. Кожевников, Д.В. Пелегов, Е.В. Николаева, Е.И. Шишкин

Институт физики и прикладной математики Уральского государственного университета,
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: Vladimir.Shur@usu.ru

(Поступила в Редакцию 10 августа 2000 г.
В окончательной редакции 14 ноября 2000 г.)

На примере несобственного сегнетоэлектрика-сегнетоэластика молибдата гадолия $Gd_2(MoO_4)_3$ показано, что движение доменной стенки при переключении поляризации демонстрирует самоорганизованное критическое поведение (self-organized critical behavior). Экспериментально измерялись импульсы Баркгаузена при скачкообразном движении одиночной плоской доменной стенки в монокристаллических пластинках с искусственными центрами пиннинга типа "неоднородность поля".

Приведенные исследования выполнены при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17562), программы Университеты России (грант № 5563) и Американского фонда гражданских исследований и развития для независимых государств бывшего Советского Союза (грант N REC-005).

Эволюция сегнетоэлектрической доменной структуры при переключении поляризации представляет собой сложный процесс зарождения, роста и слияния множества отдельных доменов. Особую роль в исследовании элементарных процессов переключения играет анализ шумов Баркгаузена (отклонений токов от монотонной зависимости), которые обычно связывают с образованием зародышей, сквозным прорастанием изолированных доменов и пиннингом (взаимодействием доменных стенок с дефектами).

Шумы Баркгаузена открыты и интенсивно исследуются в ферромагнетиках, где они представляют собой последовательность скачков намагниченности [1]. Показано, что спектр этих шумов в широком частотном диапазоне пропорционален $1/f^b$ [2–4], т. е. наблюдается Фликкер-шум. Поэтому при анализе шумов Баркгаузена в ферромагнетиках часто привлекаются представления о самоорганизованном критическом поведении [2–4] (для объяснения $1/f$ шума). Классической моделью, описывающей такое самоорганизованное поведение, является "куча песка" с критическим наклоном [2,3]. В таких системах элементарные возмущения приводят к возникновению откликов (лавин), не имеющих характерных размеров и времен жизни. Обоснованием использования понятия самоорганизованной критичности служит наличие ограниченного временного скейлинга у Фурье-образа шумов и пространственного скейлинга у функции распределения скачков Баркгаузена по длительности, площади и энергии [4], а также то, что фрактальная размерность шумов Баркгаузена лежит в интервале от 1 до 2. Нами была предпринята попытка использовать этот подход при статическом анализе шумов Баркгаузена, наблюдаемых при движении одиночной доменной стенки в сегнетоэлектриках.

1. Эксперимент

Для исследований был выбран несобственный сегнетоэлектрик-сегнетоэластик молибдат гадолия $Gd_2(MoO_4)_3$ (GMO), поскольку в нем наблюдались импульсы Баркгаузена в токе переключения, сопровождавшие немонотонное движение доменных стенок [5–8]. Кроме того, его физические свойства и доменная структура интенсивно исследовались [9–12]. В сегнетоэлектриках-сегнетоэластиках плоские доменные стенки (ПДС) устойчиво существуют в широком диапазоне воздействий, что позволяет использовать их как лучшие модельные материалы для изучения элементарных процессов переключения.

Исследуемые образцы представляли собой монокристаллические прямоугольные пластины (типичные размеры $7 \times 2 \times 0.39$ mm), вырезанные перпендикулярно полярной оси. Боковые грани пластин были параллельны когерентным ориентациям ПДС. Все грани пластин отшлифованы и тщательно отполированы алмазными пастами. На полярные грани методом реактивного распыления были нанесены прозрачные электроды $In_2O_3:Sn$. Перед измерениями в образце с помощью механического воздействия создавали одиночную ПДС, параллельную короткой грани пластины. Образец был консольно закреплен на подложке.

Электроды имели зазоры специальной формы (рис. 1). Полосовые зазоры на обеих поверхностях ограничивали диапазон перемещения ПДС и предотвращали ее исчезновение. Для создания центров пиннинга (типа неоднородность поля) один из электродов имел специальную форму, что приводило к немонотонному движению ПДС, сопровождаемому шумами Баркгаузена [6,7].

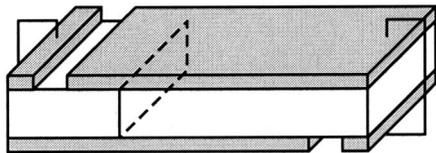
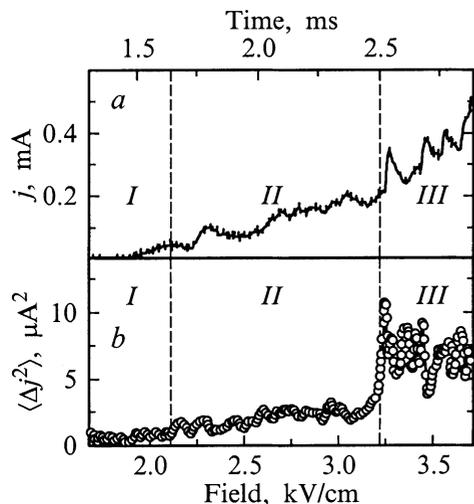


Рис. 1. Схема электродов.

Рис. 2. Полевые зависимости: *a* — тока переключения j_s , *b* — его дисперсии $\langle \Delta j^2 \rangle$.

Регистрировались токи переключения при циклическом движении ПДС, вызванном воздействием знакопеременных треугольных импульсов напряжения амплитудой до 300 В с частотой от 30 до 100 Hz. Частота измерений составляла 300 kHz. Шумовая компонента тока выделялась при последующей математической обработке.

2. Шумы Баркгаузена

Зависимости от поля (времени) типичного тока $j(E(t))$ и дисперсии $\langle \Delta j^2(E(t)) \rangle$, полученной статистической обработкой токов, измеренных при 50 последовательных циклах движения ПДС, приведены на рис. 2.

Исходя из величины дисперсии (рис. 2, *b*), импульс тока был разделен на три участка (рис. 2, *a*). На первом участке ($E < 2.15$ kV/cm) дисперсия мала, что свидетельствует о хорошей воспроизводимости движения ПДС. На втором участке ($2.15 < E < 3.2$ kV/cm) дисперсия существенно превышает начальный уровень, а на третьем участке ($E \geq 3.2$ kV/cm) дисперсия резко возрастает (рис. 2, *b*).

Нами было показано, что скачки тока на втором и третьем участках могут быть рассмотрены как результат кратковременных отклонений от равноускоренного движения ПДС, вызванных взаимодействием с искусственными центрами пиннинга [6,7] (рис. 2, *a*). Было

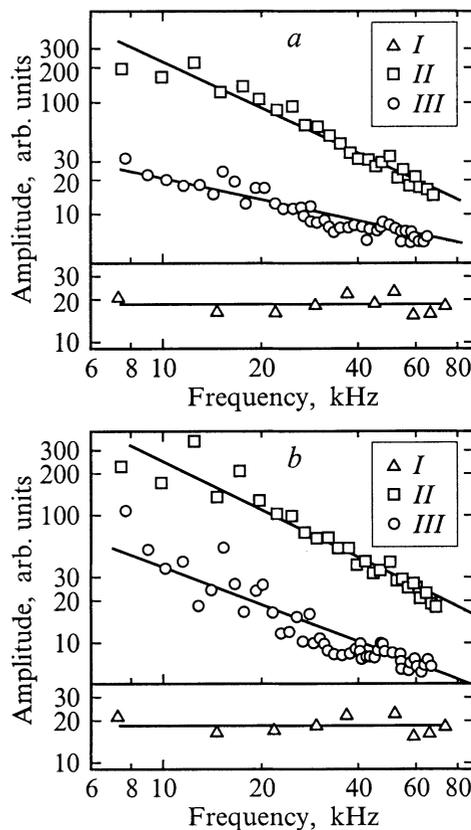
отмечено, что на втором участке наблюдаются только отрицательные скачки Баркгаузена (СБ), а на третьем дополнительно появляются положительные скачки.

3. Спектральный анализ шумов Баркгаузена

Были использованы два варианта выделения шумов Баркгаузена $\Delta j(t)$. Из отдельных экспериментально измеренных токов переключения $j_i(t)$ вычитали: а) средний ток $\langle j(t) \rangle$ или б) его линейную аппроксимацию. Независимо анализировались частотные зависимости (от 7 до 80 kHz) амплитуды шумов Баркгаузена на различных участках токового импульса. Усредненные по 50 реализациям Фурье-спектры аппроксимировались зависимостью, характерной для Фликкер-шума (рис. 3) [2–4],

$$\Delta j(f) \sim f^{-b}. \quad (1)$$

Важно отметить, что характер зависимостей качественно не изменяется при различных способах определения шумов (ср. рис. 3, *a* и *b*). На первом участке амплитуда не зависит от частоты, т. е. наблюдается белый шум $b = 0$. На втором участке $b = 0.63–0.94$, а на

Рис. 3. Частотные зависимости амплитуды скачков для различных участков токового импульса. Из $j_i(t)$ вычитали: *a* — средний ток $\langle j(t) \rangle$, *b* — его линейную аппроксимацию. Экспериментальные данные аппроксимированы зависимостями (1).

Критические индексы и показатели Фурье для различных участков токового импульса: b_1 — вычитание среднего тока, b_2 — вычитание линейной аппроксимации

Участок импульса	Критические индексы для СБ			Показатели Фурье	
	α_T	α_S	α_E	b_1	b_2
I	1.96	0.26	0.46	~ 0	~ 0
II	0	0.41	0.16	0.63	0.94
III	1.46	0.44	0.37	1.27	1.34

третьем $b = 1.27-1.34$ (см. таблицу). Следует отметить, что при наблюдении шумов Баркгаузена в ферромагнетиках типичны значения b от 0.8 до 1.0 [13,14].

Визуализация ПДС в процессе переключения с использованием поляризационного микроскопа со стробоскопическим освещением [6–8] позволила показать, что центры пиннинга отсутствуют только на первом участке. Следовательно, Фликкер-шум возникает только при взаимодействии ПДС с центрами пиннинга. Увеличение показателя b при переходе от второго участка к третьему (при превышении определенной скорости движения ПДС) можно связать с изменением механизма взаимодействия, предложенным в [6,7]. В работе предполагалось, что ПДС движется только за счет генерации ступеней на краю образца и их последующего роста. В слабом поле (второй участок) замедление ПДС при прохождении через "дефект" (область с уменьшенной величиной поля), приводящее к уменьшению тока (отрицательному СБ), вызвано прекращением генерации ступеней в области дефекта. В результате количество ступеней уменьшается, поскольку аннигиляция продолжается с той же скоростью. При дальнейшем движении ПДС ступени растут в направлении дефекта и обходят его. Появление положительных СБ в сильном поле (на третьем участке) было отнесено за счет потери устойчивости ПДС. Когда отклонение движущейся ПДС от когерентного направления достигает критического значения, возникает клиновидный домен [15] и скорость движения части ступеней значительно возрастает [16].

При этом следует отметить, что экспериментальные значения показателя Фурье b на втором участке близки к результатам компьютерного моделирования эволюции классической "песчаной кучи" с закрытыми границами ($b = 0.79$) [3].

Для выявления особенностей эволюции ПДС была использована величина показателя Херста $H = b/2$ [17]. Показано, что при медленном движении ПДС $H < 1/2$ ($b < 1$) наблюдается антиперсистентность (смена тенденции), а при быстром движении $H > 1/2$ ($b > 1$) — персистентность (сохранение тенденции). Это, по-видимому, свидетельствует о быстром восстановлении исходной скорости движения ПДС после преодоления дефекта при медленном движении и о более медленном восстановлении исходной формы ПДС после потери устойчивости (генерации клина) при быстром движении [17].

4. Статистический анализ индивидуальных скачков Баркгаузена

Существование Фликкер-шума позволяет предположить, что движение сегнетоэлектрической доменной стенки в образце с центрами пиннинга может быть связано с явлением самоорганизованной критичности [2–4].

Проводился анализ индивидуальных СБ, полученных при статистической обработке модуля шумов тока. Для определения СБ использовалось значение дискриминационного уровня, определяемого амплитудным разрешением системы регистрации токов. Импульсы тока, превышающие дискриминационный уровень, рассматривались как индивидуальные СБ и обрабатывались с использованием методов, предложенных в [2–4]. Для каждого из участков токового импульса были построены функции распределения длительности, площади и энергии СБ. При этом площади СБ определялись интегрированием тока, а энергии СБ — интегрированием квадрата токов.

Полученные функции распределения (рис. 4) аппроксимировались однотипными зависимостями вида [2–4]

$$D(x) \sim x^{-\alpha} \exp(-x/\xi), \quad (2)$$

где x — длительность T или площадь S или энергия E , α — критический индекс, ξ — константа.

Полученные значения критических индексов (см. таблицу) могут быть использованы для классификации типа

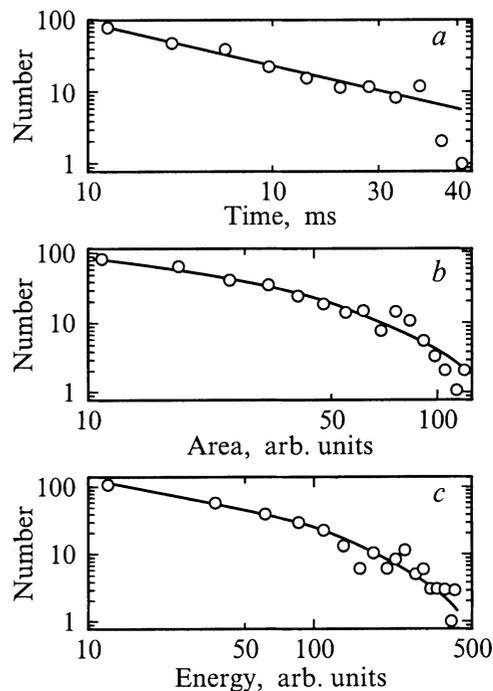


Рис. 4. Функции распределения скачков Баркгаузена: a — по длительности, b — по площади и c — по энергии на первом участке. Экспериментальные данные аппроксимированы зависимостями (2).

шумов. Видно, что для первого и второго участков хорошо выполняется теоретическое соотношение [2–4]

$$\alpha_T = 2 - 2b. \quad (3)$$

Критический индекс для распределения СБ по длительности для первого участка соответствует белому шуму ($\alpha_T = 2$), а шум на втором участке близок к броуновскому ($\alpha_T = 0$), что подтверждает выводы, полученные из спектрального анализа. Для СБ в сильном поле (на третьем участке) соотношение (3) не выполняется, что может быть отнесено за счет существенной коррелированности СБ при движении ПДС с потерей устойчивости.

Список литературы

- [1] H. Barkhausen. *Z. Phys.* **20**, 401 (1919).
- [2] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 4, 381 (1987).
- [3] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld. *Phys. Rev.* **A38**, 1, 364 (1988).
- [4] D. Spasojevic, S. Bukvic, S. Milosevic, H.E. Stanley. *Phys. Rev.* **E54**, 3, 2531 (1996).
- [5] Н.Н. Большакова, Н.С. Комлякова, Г.М. Некрасова, Т.М. Полховская, В.М. Рудяк. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **45**, 9, 1666 (1981).
- [6] V.Ya. Shur, E.V. Nikolaeva, E.L. Rumyantsev, E.L. Shishkin, A.L. Subbotin, V.L. Kozhevnikov. *Ferroelectrics* **222**, 323 (1999).
- [7] В.С. Шур, К.Л. Румянцев, В.П. Куминов, А.Л. Субботин, И.Л. Кожевников. *ФТТ* **41**, 2, 301 (1999).
- [8] В.С. Шур, К.Л. Румянцев, В.П. Куминов, А.Л. Субботин, Е.В. Николаева. *ФТТ* **41**, 1, 126 (1999).
- [9] A. Kumada. *Phys. Lett.* **A30**, 3, 186 (1969).
- [10] H.J. Borchart, P.E. Bierstedt. *J. Appl. Phys.* **38**, 2057 (1967).
- [11] А.Е. Алексеев, М.В. Злоказов, А.Л. Проклов, Н.А. Тихомирова, Л.А. Шувалов. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **48**, 6, 1123 (1984).
- [12] В.Я. Шур, В.В. Летучев, Е.Л. Румянцев, Т.Б. Чарикова. *ФТТ* **28**, 9, 2829 (1986).
- [13] H. Bittel. *IEEE Transactions on Magnetics* **5**, 3, 359 (1969).
- [14] V. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi. *J. Appl. Phys.* **64**, 5355 (1988).
- [15] А.Л. Ройтбурд. *Письма в ЖЭТФ* **47**, 3, 141 (1988).
- [16] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, V.P. Kuminov, N.A. Tonkachyova. *Ferroelectrics* **130**, 341 (1992).
- [17] J. Feder. *Fractals*. Plemun Press (1988). 283 p.