

# Эффект Баркгаузена при скачкообразном движении плоской доменной стенки в молибдате гадолиния

© В.Я. Шур, Е.Л. Румянцев, В.П. Куминов, А.Л. Субботин, В.Л. Кожевников

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

E-mail: Vladimir.Shur@usu.ru

(Поступила в Редакцию 4 июня 1998 г.)

Экспериментально исследовались импульсы Баркгаузена при скачкообразном движении одиночной плоской доменной стенки (ПДС) в монокристаллических пластинах несобственного сегнетоэлектрика-сегнетоэластика молибдата гадолиния с искусственными центрами пиннинга типа "неоднородность поля" у краев образца. Анализ формы импульсов в растущем поле позволил предложить два варианта эволюции ПДС при взаимодействии с "дефектами": небольшие изменения формы в слабом поле и генерацию клиновидных доменов — в сильном. Предложенный механизм движения ПДС за счет генерации ступеней у края образца и их продольного движения позволил объяснить наблюдаемую экспериментально линейную полевую зависимость скорости ПДС и определить скорость движения ступеней.

Кинетика доменной структуры при переключении поляризации представляет собой сложный процесс зарождения, роста и слияния множества отдельных доменов. Экспериментально кинетика доменов обычно изучается непрямими методами, из которых наиболее популярен метод измерения токов переключения. Результаты этих измерений содержат статистическую информацию об эволюции доменной структуры, которую можно извлечь, если установить связь между конкретными стадиями кинетики доменов и соответствующими откликами (токами переключения). Особую роль играют отклонения от монотонной зависимости тока переключения (скачки Баркгаузена), которые обычно связывают с зародышеобразованием, сквозным прорастанием изолированных доменов и пиннингом (взаимодействием стенок с дефектами) [1–3]. Представляет значительный интерес установление детальной связи между формой скачка тока и конкретными особенностями эволюции доменов, в частности при взаимодействии ПДС (как элементарного процесса кинетики доменной структуры) с контролируруемыми дефектами (центрами пиннинга).

В сегнетоэлектриках-сегнетоэластиках ПДС устойчиво существуют в широком диапазоне воздействий, что позволяет использовать их как лучшие модельные материалы для изучения движения ПДС. Нами выбран несобственный сегнетоэлектрик-сегнетоэластик молибдат гадолиния  $Gd_2(MoO_4)_3$  (GMO), поскольку его физические свойства и доменная структура интенсивно исследовались в [4–6]. В GMO наблюдались импульсы Баркгаузена, сопровождавшие немонотонное движение доменных стенок [7].

Работа посвящена детальному анализу в GMO формы импульсов Баркгаузена, возникающих при скачкообразном движении одиночной ПДС при взаимодействии с контролируруемыми центрами пиннинга типа "неоднородность поля".

## 1. Эксперимент

Исследуемые образцы представляли собой вырезанные перпендикулярно полярной оси монокристаллические прямоугольные пластины GMO (типичные размеры  $0.39 \times 2 \times 7 \text{ mm}^3$ ) с боковыми гранями, параллельными когерентным ориентациям ПДС. Все грани пластин шлифовали и полировали алмазными пастами. На полярные грани методом реактивного распыления наносили прозрачные электроды  $In_2O_3:Sn$ . Перед измерениями механическим воздействием создавали одиночную ПДС, параллельную меньшей грани пластины, и образец консольно закрепляли на подложке. Полосовые зазоры в электродах (рис. 1, *a*) ограничивали диапазон перемещения ПДС и предотвращали ее исчезновение. Для создания центров пиннинга (типа "неоднородность поля") один из электродов имел специальную форму (рис. 1, *b*), что приводило к немонотонному движению ПДС, сопровождаемому скачками Баркгаузена. Для циклического перемещения ПДС прикладывали знакопеременное напряжение амплитудой до 300 В с частотой 30–100 Hz, изменяющееся по синусоидальному или линейному закону. Перед началом измерений образец в течение часа переключали в переменном поле максимальной амплитуды. Токи переключения в линейно растущем поле регистрировали и анализировали с помощью IBM PC. Для уменьшения влияния шумов регистрирующей системы частоты, большие 33 kHz, исключали цифровой фильтрацией.

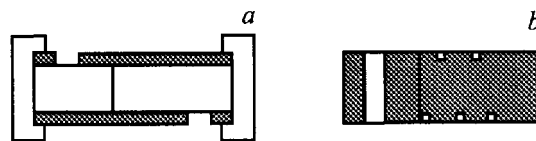
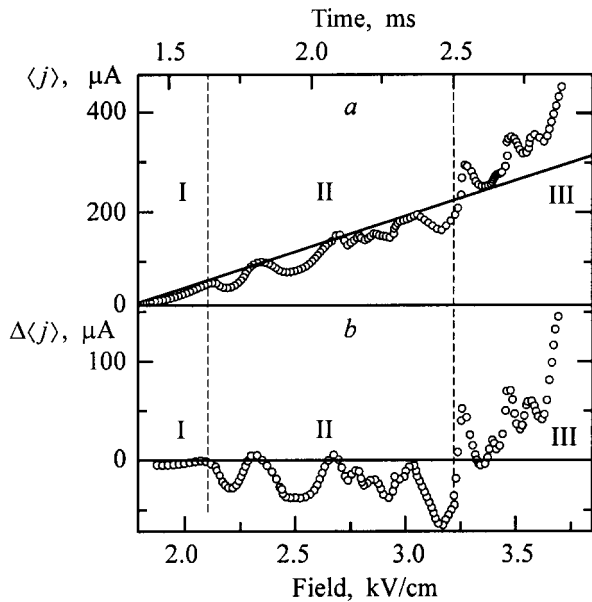


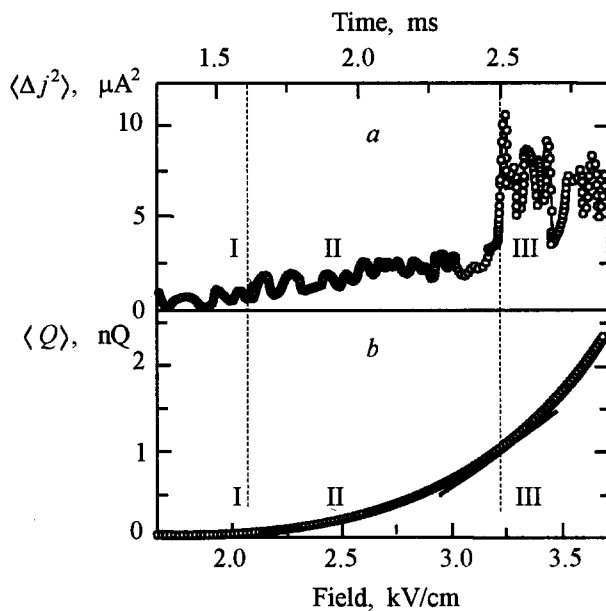
Рис. 1. Форма электродов.

## 2. Скачки Баркгаузена

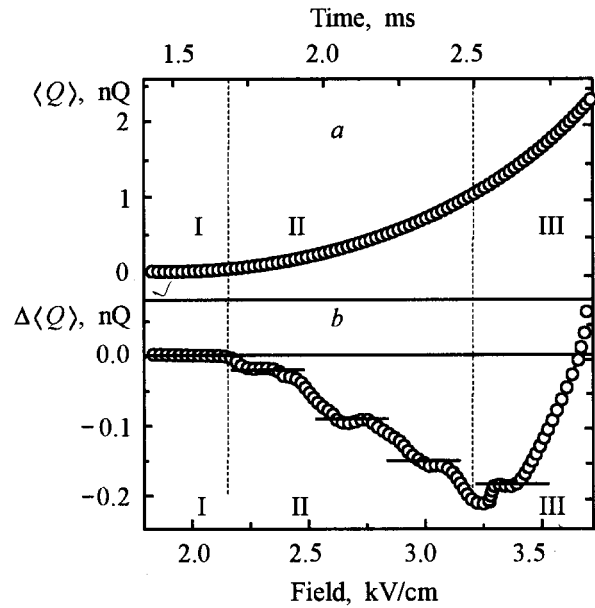
В отличие от измерений при плавном движении стенки в однородном поле [8], токи переключения при последовательных циклах измерений не воспроизводились. Зависимость от поля (времени) усредненного тока  $\langle j \rangle$  и его дисперсии  $\langle \Delta j^2 \rangle$ , полученные статистической обработкой результатов пятидесяти последовательных



**Рис. 2.** Полевые зависимости усредненного тока переключения  $\langle j \rangle$  (прямая линия — интерполяция линейной полевой зависимостью, определенной на первом участке) (a) и отклонения тока от интерполяции (b).



**Рис. 3.** Полевые зависимости дисперсии тока переключения  $\langle \Delta j^2 \rangle$  (a) и переключенного заряда  $\langle Q \rangle$  (b).



**Рис. 4.** Интерполяция полевой зависимости переключенного заряда формулой (2) с параметрами, определенными на первом участке (a) и отклонения от интерполяции (b) (отрезками прямых показаны отдельные стадии, соответствующие равноускоренному плавному движению ПДС).

циклов измерений в линейно растущем поле, приведены на рис. 2, a и 3, a, соответственно.

Исходя из величины дисперсии (рис. 3, a), импульс тока был разделен на три участка. На первом участке ( $E < 2.15 \text{ kV/cm}$ ) дисперсия мала (определяется только шумами регистрирующей системы), что свидетельствует о воспроизводимости движения ПДС. На втором участке ( $2.15 < E < 3.2 \text{ kV/cm}$ ) дисперсия существенно превышает начальный уровень. Начиная с  $E = 3.2 \text{ kV/cm}$  дисперсия резко увеличивается и одновременно качественно изменяется полевая зависимость усредненного переключенного заряда  $\langle Q \rangle$ , полученная численным интегрированием  $\langle j \rangle$  (рис. 3, b).

Первый участок естественно связать с плавным движением ПДС в однородном поле без центров пиннинга. В дальнейшем будет показано, что различия между токами на втором и третьем участках обусловлены изменением взаимодействия ПДС с центрами пиннинга (неоднородностями поля).

Для описания полевой зависимости величины переключенного заряда учтем, что при движении ПДС в прямоугольном образце ток переключения пропорционален скорости бокового движения  $v$  и в GMO в широком диапазоне полей наблюдается линейная полевая зависимость скорости [4]

$$v(E) = \mu(E - E_{st}), \quad (1)$$

где  $E_{st}$  — поле старта,  $\mu$  — подвижность ПДС.

Тогда  $Q(E)$  при движении ПДС в линейно растущем поле имеет вид

$$Q(E) = P_s b \mu (E - E_{st})^2, \quad (2)$$

где  $P_s$  — спонтанная поляризация,  $b$  — ширина образца.

Равноускоренное плавное движение ПДС наблюдается только на первом участке

$$j(t) \sim (t - t_0). \quad (3)$$

Особенности немонотонного движения на втором и третьем участках рассмотрим как отклонения от равноускоренного движения. На рис. 4, *b* приведены отклонения экспериментальных значений  $\langle Q(E) \rangle$  от интерполяции первого участка (рис. 4, *a*). При этом на втором участке (рис. 4, *b*) можно выделить отдельные стадии (показанные отрезками прямых), соответствующие равноускоренному плавному движению ПДС. Видно, что взаимодействие с центрами пиннинга приводит только к замедлению ПДС и отклонения тока можно характеризовать последовательностью отрицательных скачков Баркгаузена различной амплитуды (рис. 2, *b*). Положительные скачки Баркгаузена появляются только на третьем участке.

### 3. Движение плоской доменной стенки в постоянном поле

Для анализа наблюдающихся особенностей рассмотрим движение ПДС в постоянном электрическом поле. Известно, что любая сегнетоэлектрическая доменная стенка смещается за счет пристеночного образования одномерных 1D и двумерных 2D зародышей [9,10]. Специфика ПДС проявляется в том, что она перемещается за счет послынного роста: движения ступеней вдоль доменной стенки [11,12].

Пусть ступени образуются в результате генерации 2D зародышей в месте пересечения доменной стенки с краем образца (центре генерации ступеней) и движутся за счет образования 1D зародышей (рис. 5, *b*). Скорость генерации ступеней  $dn/dt$  определяется локальным полем  $E_{loc}$  в центре генерации, а скорость движения ступеней  $v_{st}$  — локальным полем впереди движущейся ступени.

Учет запаздывания экранирования деполяризующих полей [13], возникающих при образовании зародышей, приводит к неоднородному пространственному распределению локальных полей. При конечном времени экранирования  $\tau_{scr}$  образуется шлейф "нескомпенсированного" связанного заряда, движущийся за ступенью [13,14]. Незаэкранированная часть диполяризующего поля  $\Delta E_{dep}(x, t)$  уменьшает локальное поле в окрестности ступени

$$E_{loc}(x, t) = E_{ex} - \Delta E_{dep}(x, t). \quad (4)$$

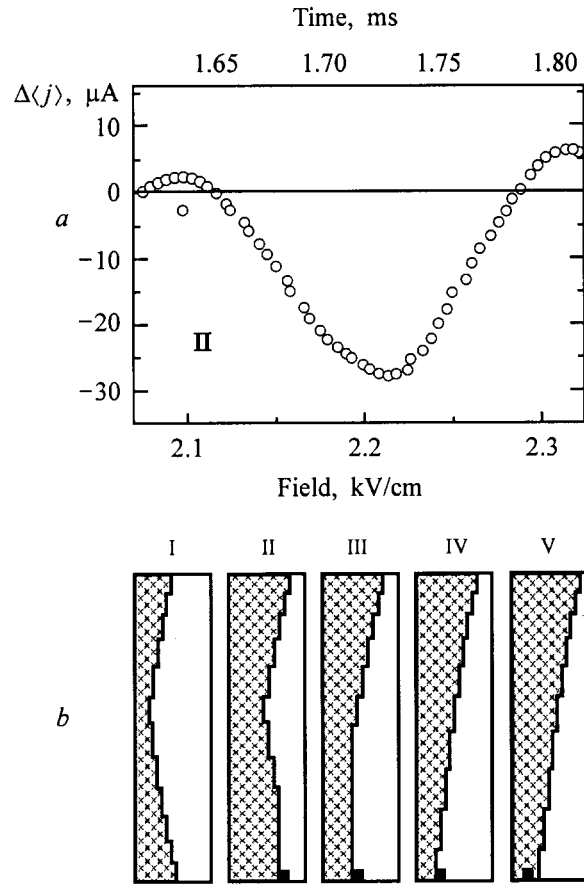


Рис. 5. Отрицательный скачок Баркгаузена (*a*) и соответствующая схема эволюции формы ПДС (*b*).

Предположим, что вероятность генерации ступеней имеет пороговую полевую зависимость

$$p_s = \begin{cases} 1, & \text{for } E_{loc} > E_{th} \\ 0, & \text{for } E_{loc} < E_{th} \end{cases}. \quad (5)$$

При появлении 2D зародыша (генерации ступени) поле в центре генерации уменьшается ниже порогового за счет роста вклада  $\Delta E_{dep}$  и генерация ступеней прекращается. При последующем движении ступени (за счет 1D зародышеобразования) деполяризующее поле растет и лишь благодаря экранированию влияние  $\Delta E_{dep}$  постепенно уменьшается. Величина локального поля в центре генерации ступеней достигает порогового значения при смещении ступени от края образца на расстояние  $\Delta l$ , которое может быть найдено из следующего соотношения:

$$E_{ex} - \Delta E_{dep}(\Delta l) = E_{th}. \quad (6)$$

В рамках сделанных предположений движение ступеней всегда начинается при локальном поле равном пороговому значению. В результате скорость движения ступеней не зависит от величины внешнего поля.

С ростом поля увеличивается количество ступеней на стенке (уменьшается  $\Delta l$ ). При длине ступени много большей длины шлейфа ( $l_{tr} = v_{st} \cdot \tau_{scr}$ ) можно получить из (6) следующую приближенную полевою зависимость  $\Delta l(E)$  [15]:

$$\Delta l \sim (E_{ex} - E_{st})^{-1}. \quad (7)$$

При учете постоянства скорости движения ступеней такой механизм позволяет объяснить линейную полевою зависимость скорости движения ПДС (1), наблюдающуюся экспериментально [4].

В рамках изложенного подхода можно записать следующее выражение для полевою зависимости тока переключения:

$$j(E) = 2P_s a N(E) v_{st} = 2P_s a b d n / dt(E), \quad (8)$$

где  $a$  — толщина ступени, примерно равная ширине доменной стенки (в ГМО — семь постоянных решеток [16]),  $N$  — количество ступеней на стенке.

При движении ПДС в однородном поле ступени генерируются у краев образца, движутся навстречу друг другу и аннигилируют в середине (рис. 5, *b*). При наличии неоднородностей поля у края образца изменяется скорость генерации ступеней и соответственно количество ступеней на стенке.

#### 4. Обсуждение результатов

В линейно растущем поле скорость движения ступеней зависит от времени. Начальная скорость постоянна и определяется только величиной порогового поля (как и в постоянном поле), а при движении скорость растет за счет увеличения внешнего поля и, следовательно, конечная скорость определяется временем жизни ступени (от момента генерации до аннигиляции или касания противоположного края образца).

Полученные нами экспериментальные результаты можно объяснить, если предположить, что существует два различных механизма влияния центров пиннинга (неоднородностей поля) на движение ПДС.

В слабом поле (второй участок тока) при прохождении ПДС через "дефект" (область с уменьшенной величиной поля) ток уменьшается, а затем увеличивается до значения, соответствующего равноускоренному движению (3), но не превосходит его. В рамках предложенной модели уменьшение тока вызвано тем, что в области "дефекта" на одном из концов доменной стенки величина внешнего поля становится меньше пороговой и генерация ступеней на этом краю прекращается. В результате количество ступеней уменьшается, поскольку скорость генерации ступеней уменьшается вдвое, а аннигиляция продолжается с той же скоростью (рис. 5, *b*, II).

Типичный отрицательный скачок Баркгаузена приведен на рис. 5, *a*. В рамках рассмотренного подхода минимум тока соответствует моменту прекращения аннигиляции ступеней (рис. 5, *b*, III). При дальнейшем

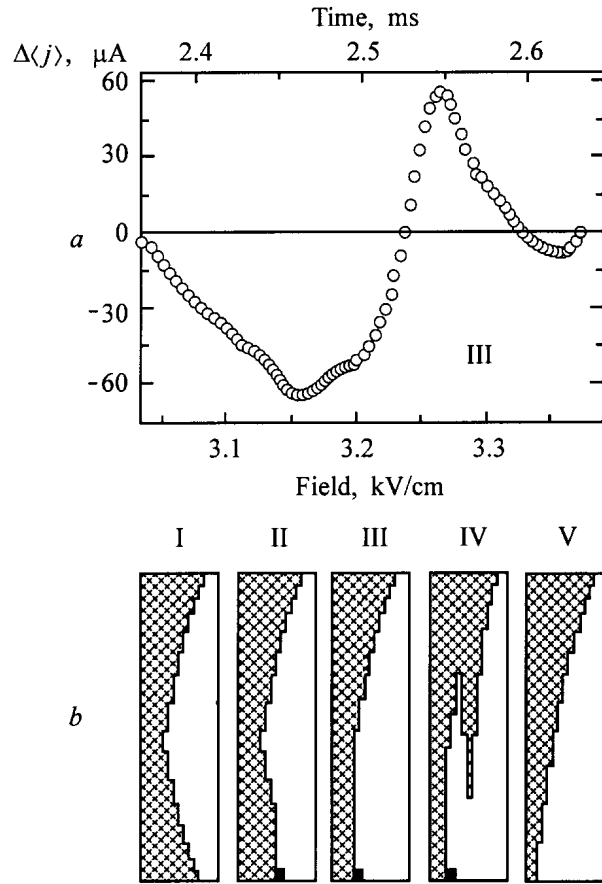


Рис. 6. Положительный скачок Баркгаузена (*a*) и соответствующая схема эволюции формы ПДС (*b*).

движению ПДС ступени перемещаются в направлении "дефекта" и обходят его (рис. 5, *b*, V). Наблюдающееся различие времен спада и нарастания тока легко объяснить ускорением движения ступеней за счет увеличения их времени жизни при отсутствии аннигиляции. Анализ формы скачка позволяет определить среднюю скорость движения ступеней  $v_{st} \approx 300$  м/с.

В сильном поле (на третьем участке при  $E > 3.15$  кВ/см) появляются положительные скачки Баркгаузена (рис. 6, *a*), что может быть объяснено изменением формы ПДС. Очевидно, что увеличение количества ступеней с ростом поля приводит к увеличению отклонения движущейся ПДС от когерентного направления. В области ПДС, в которой отклонение достигает критического значения, возникает клиновидный домен [17,18]. При появлении клина новых ступеней не образуется, но скорость движения части ступеней значительно возрастает и ток увеличивается. Кинетика процесса схематически изображена на рис. 6, *b*. Следует отметить, что потеря устойчивости ПДС и генерация клиновидных доменов при воздействии пространственно неоднородного поля наблюдалась нами в ГМО ранее [18].

Таким образом, исследование движения одиночной ПДС в ГМО в образцах с искусственно созданными центрами пиннинга (неоднородностями поля) позволило определить связь формы скачков Баркгаузена с особенностями процесса зародышеобразования. Предложено два сценария эволюции ПДС, соответствующие различным интервалам внешних полей. Рассмотренный механизм движения ПДС за счет образования ступеней на доменной стенке и их продольного смещения позволил объяснить наблюдающиеся результаты. Скорость движения ступеней определена из анализа формы скачков тока. Предложенный подход позволяет не только детально изучать динамику доменных стенок в ГМО, но и открывает возможности для изучения особенностей скачкообразной кинетики доменов и фазовых границ из анализа формы скачкой Баркгаузена в других ферроиках.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19588).

## Список литературы

- [1] A.G. Chynoweth. *J. Appl. Phys.* **30**, 3, 280 (1959).
- [2] М. Лайнс, А. Гласс. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. Мир. М. (1981). 736 с.
- [3] В.М. Рудяк. *Процессы переключения в нелинейных кристаллах*. Наука, М. (1986). 243 с.
- [4] A. Kamada. *Phys. Lett.* **30A**, 3, 186 (1969).
- [5] H.J. Borchardt, P.E. Bierstedt. *J. Appl. Phys.* **38**, 5, 2057 (1967).
- [6] А.Н. Алексеев, М.В. Злоказов, А.Л. Проклов, Н.А. Тихомирова, Л.А. Шувалов. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **48**, 6, 1123 (1984).
- [7] Н.Н. Большакова, Н.С. Комлякова, Г.М. Некрасова, Т.М. Полховская, В.М. Рудяк. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **45**, 9, 1666 (1981).
- [8] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, V.P. Kuminov, N.A. Tonkachyova. *Ferroelectrics* **111**, 197 (1990).
- [9] E. Fatuzzo, W.J. Merz. *Ferroelectricity*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1967). P. 241.
- [10] M.J. Hayashi. *Phys. Soc. Jap.* **33**, 616 (1972).
- [11] V.Ya. Shur, A.L. Gruverman, E.L. Rumyantsev. *Ferroelectrics* **111**, 123 (1990).
- [12] V.Ya. Shur. In: *Ferroelectrics Thin Films: Synthesis and Basic Properties* / Ed. C.A. Paz de Araujo, J.F. Scott, G.W. Taylor. Gordon & Breach Science Publ. **10**, Ch. 6, 153 (1996).
- [13] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev. *Ferroelectrics* **191**, 319 (1997).
- [14] M.E. Drougard, R. Landauer. *J. Appl. Phys.* **30**, 11, 1663 (1959).
- [15] V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev, V.L. Kozhevnikov, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin. *Appl. Phys.* (in press).
- [16] E.K.H. Salje, A. Buckley, G. van Tendeloo, Y. Ishibashi. *American Mineralogist* (1998). (in press).
- [17] А.Л. Ройтбурд. *Письма в ЖЭТФ.* **47**, 3, 141 (1988).
- [18] В.Я. Шур, В.В. Летучев, Е.Л. Румянцев, Т.Б. Чарикова. *ФТТ* **28**, 9, 2829 (1986).