

Процессы поляризации кристаллов ниобата бария—стронция в импульсных полях

© Т.Р. Волк, Д.В. Исаков, Л.И. Ивлева*

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,
119333 Москва, Россия

* Институт общей физики Российской академии наук,
117942 Москва, Россия

E-mail: volk@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 11 ноября 2002 г.
В окончательной редакции 29 декабря 2002 г.)

Процессы поляризации (переполяризации) кристаллов SBN в импульсных полях отличаются от тех же процессов в модельных сегнетоэлектриках. В большинстве кристаллов SBN процесс характеризуется медленной кинетикой, аппроксимируемой степенной зависимостью, с временами релаксации порядка секунд (в полях $\gg E_c$). Плавность процесса приводит к отсутствию на кривой тока переключения характерного максимума. В ограниченном числе кристаллов наблюдаются быстрые (скачкообразные) процессы поляризации, характеристики которых (кинетика и полевая зависимость переключенного заряда) также отличаются от модельных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-16624) и фонда INTAS (проект N 01-0173).

Сегнетоэлектрические кристаллы $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN— x) находят широкое применение в оптике, в частности, в качестве голографической среды для оптической памяти или обработки оптической информации в режиме динамической записи и для преобразования частот оптического излучения на доменной структуре в режиме фазового квазисинхронизма. В этой связи особый интерес представляет процесс сегнетоэлектрического переключения. Этот процесс лежит в основе эффекта полевой фиксации голограмм, обеспечивающей их неразрушающее считывание в сегнетоэлектриках [1–4]; переключение под действием внутреннего (фоторефрактивного) поля [5–7] или при комбинированном воздействии фоторефрактивного и внешнего полей [8,9] представляется одним из возможных способов создания регулярных доменных структур (РДС). Переполяризация в принципе может обеспечить возможность управления интенсивностью и спектральным составом излучения, преобразованного на доменной структуре [10–12].

Исследованию этих оптических эффектов в SBN посвящена обширная литература, из анализа которой можно заключить, что процессы переключения в этих кристаллах отличны от классического сценария, изложенного в известных монографиях. Об этом же свидетельствуют исследования кинетики поляризации SBN в квазистатических полях [13,14] и наблюдения динамики его доменной структуры [15]. Попытки некоторых авторов разработать какие-то общие режимы полевого управления оптическими процессами в SBN (например, единый способ фиксации голограмм [3], создания РДС [8,9] или полевого управления интенсивностью преобразованного излучения [12]) оказались неудачными, поскольку при решении этих задач не было информации о специфике

переключения этих кристаллов и за основу брался модельный механизм. Необходимые для разработки таких методов данные прямого исследования импульсного переключения кристаллов SBN в литературе отсутствуют за исключением публикации [16] авторов настоящей статьи, где для некоторых SBN были измерены токи переключения в импульсных полях и обнаружены некоторые особенности принципиального характера.

Настоящая работа посвящена подробному исследованию импульсного переключения в большом числе кристаллов SBN, чистых и легированных различными примесями.

1. Исследуемые кристаллы и методика эксперимента

Кристаллы выращены модифицированным методом Степанова в ИЦЛМИТ ИОФРАН [17] и методом Чохральского на физическом факультете Университета г. Оснабрюка (ФРГ). Детально были исследованы следующие составы: SBN—0.75, SBN—0.61, SBN—0.61 легированный 1 wt.% La_2O_3 (ниже обозначаемый как SBN—0.61:La), SBN—0.61 с 0.4 wt.% CeO_2 (SBN—0.61:Ce), SBN—0.61 с двойной лигатурой 1 wt.% La и 0.1 wt.% CeO_2 (SBN—0.61:La:Ce) и SBN—0.61 с 0.5 wt.% Nd (SBN—0.61:Nd).

Выбор объектов обусловлен следующими соображениями. Кристалл SBN—0.75 является именно тем составом, в котором наиболее подробно исследован эффект полевой фиксации голограмм при переключении [1–4]. Кристаллы SBN—0.61 с примесями редкоземельных (RE) элементов удобны для исследования, поскольку легирование RE приводит к значительному сни-

Таблица 1. Сегнетоэлектрические свойства исследованных кристаллов SBN

Кристалл	$T_c, ^\circ\text{C}$	$E_c, 10^3 \text{ V/cm}$	$\epsilon_{33, \text{max}}$	$\epsilon_{33}, 20^\circ\text{C}$
SBN-0.75	50	~ 1	12000	7000
SBN-0.61	81	2-3	33000	800
SBN-0.61 : 0.4 wt.% Ce	58	1-1.2	16000	2500
SBN-0.61 : 1 wt.% La	~ 45		30000	7200
SBN-0.61 : 1 wt.% La : 0.1 wt.% Ce	~ 45	~ 1	24000	7500
SBN-0.61 : 0.5 wt.% Nd	61	2-2.5	23000	2700

Примечание. $\epsilon_{33}, 20^\circ\text{C}$ и $\epsilon_{33, \text{max}}$ — диэлектрическая проницаемость при нормальных условиях и при T_c соответственно, измеренная на 1 kHz в полидоменных кристаллах.

жению T_c [16,18] и соответствующему уменьшению E_c . В кристаллах SBN-0.61:Ce и SBN-0.61 La:Ce обнаружен и исследован эффект полевого переключения коэффициента усиления световой волны Г при двухволновом взаимодействии, связанный с сегнетоэлектрическим переключением [18,19]. В кристаллах SBN-0.61:Nd получена лазерная генерация с самоудвоением частоты на микродоменах [10,11]. Таким образом, во всех исследуемых объектах наблюдался вклад переключения или доменной структуры в нелинейно-оптические процессы.

Сводка сегнетоэлектрических свойств исследованных кристаллов приведена в табл. 1. Величины E_c получены при измерениях петель $P-E$ гистерезиса в квазистатических полях [13,14]. В кристаллах SBN в силу их релаксорной природы [20] не существует однозначно определенного коэрцитивного поля [13,14]; приведенные величины E_c являются усредненными по объему и достаточно условными.

Исследования импульсной поляризации проводились с помощью методики Мерца (например, [21]). На кристаллы подавались прямоугольные импульсы с фронтом нарастания не более $2.5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ и длительностью t_p в диапазоне $3 \cdot 10^{-6} - 10 \text{ s}$. Сопротивление нагрузочного резистора 1-10 Ω , сопротивление кристаллов составляло $10^{14} \Omega$, что позволяло пренебречь токами утечки. Сигнал с нагрузочного резистора регистрировался с помощью высокочастотной платы АЦП, интегрированной в РС; зависимость тока переключения $i(t)$ воспроизводилась на мониторе в режиме реального времени. Максимальное разрешение сигнала, определяемое частотой дискретизации АЦП, составляло $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Измерения велись в режиме одиночных импульсов. Кристаллы представляли собой пластины полярного z -среза толщиной 1-2 mm с нанесенными электродами (серебряная паста). Предел используемых напряженностей поля составлял $\approx 10 - 12 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$, поскольку при дальнейшем увеличении поля кристаллы часто механически разрушались, по-видимому, в силу характерного для них значительного пьезоэффекта.

Исследовалось несколько образцов каждого состава. Измерения проводились в полидоменных (отожженных в параэлектрической фазе) и монодоменных образцах. Монодоменизация достигалась плавным охлаждением кристаллов из парафазы до комнатной температуры во

внешнем поле $(2-3) \cdot 10^3 \text{ V/cm}$. Степень монодоменизации контролировалась измерениями пироккоэффициента статическим методом.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Напомним элементарные представления о закономерностях импульсного переключения [21], детально исследованных в модельных объектах (ТГС и BaTiO_3) и характерных для всех сегнетоэлектриков в целом. При подаче импульса поля напряженностью выше E_c в схеме Мерца регистрируется ток переключения с разрешенным максимумом, соответствующим ускоренному лавинообразному нарастанию переключаемого заряда Q_s (или, что то же самое, лавинообразному разрастанию доменов). Величина Q_s выходит на насыщенное значение $Q_s \approx P_s$ со скоростью релаксации, зависящей от величины приложенного поля.

В кристаллах SBN наблюдается два типа откликов тока, сопровождающих приложение импульсов полей. В большинстве кристаллов в отличие от модельных сегнетоэлектриков ток переключения выглядит как короткий спадающий сигнал и наблюдается вплоть до полей пробоя (рис. 1). Внешне он напоминает отклик, возникающий в модельных сегнетоэлектриках при $E \ll E_c$, однако, его принципиальным отличием является резко выраженный неэкспоненциальный характер (см. далее); напротив, в непереклюющемся модельном сегнетоэлектрике $i(t)$ спадает экспоненциально, что подтвердилось в наших контрольных измерениях кристаллов ТГС в слабых полях.

„Классический“ ток переключения (с максимумом), качественно напоминающий сигнал в модельных сегнетоэлектриках, возникает в гораздо меньшем числе кристаллов SBN. Важно подчеркнуть, что два альтернативных сигнала тока в SBN не связаны с составом или качеством кристаллов. В разных образцах одного и того же состава, вырезанных из одной кристаллической булы, при одинаковых полевых режимах наблюдались сигналы различных типов, хотя сегнетоэлектрические свойства (температура и размытие фазового перехода, величина ϵ и т.д.) таких образцов идентичны.

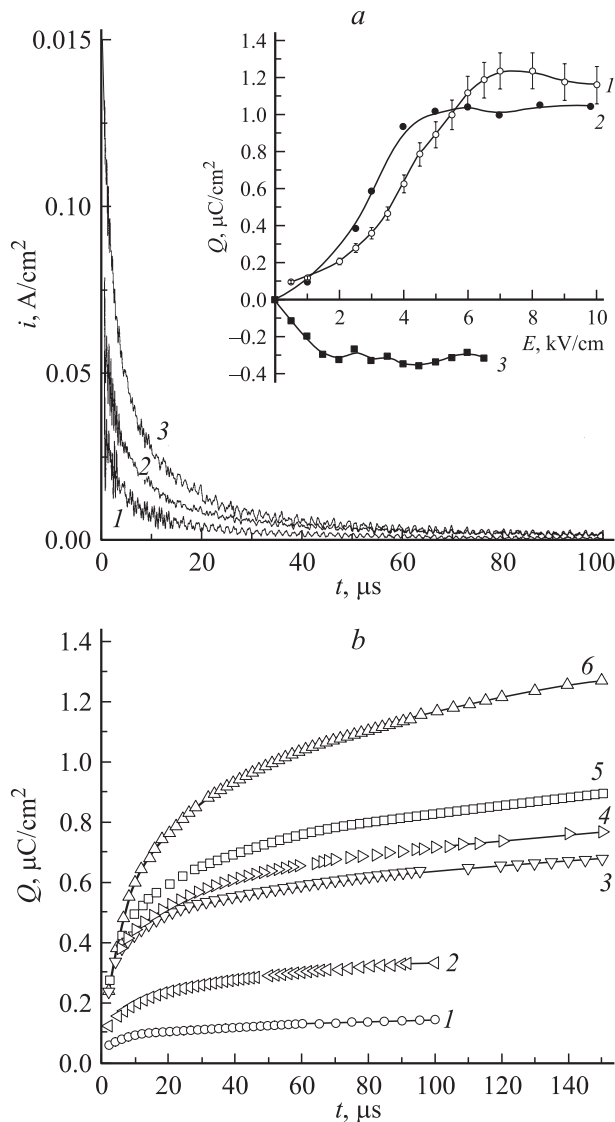


Рис. 1. Кинетика переключения кристалла SBN–0.61:La:Ce. *a* — токи переключения в полях 3.5 (1), 5 (2), 9 (3) kV/cm. На вставке: зависимость заряда от поля в поли- (1) и монодоменном (2) состояниях, (3 — зависимость заряда от поля в монодоменном кристалле в полях, совпадающих по знаку с полем монодоменизации). *b* — кинетика заряда в полях 1 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5), 9 (6) kV/cm.

В ряде случаев в результате длительного отжига в параэлектрической фазе или процесса монодоменизации „классический“ сигнал переключения (с максимумом) в данном кристалле необратимо преобразовывался в сигнал первого типа. Характеристики сигналов двух типов не зависят от длительности импульса в используемом интервале t_p . Сигналы обоих типов обнаруживают осцилляции с частотой примерно 200 kHz (рис. 1, *a*, 3, *a*, 4, *a*), имеющие, по-видимому, пьезоэлектрическую природу и подавляемые с помощью RC-фильтра.

Рассмотрим два типа токов, наблюдаемых в SBN при подаче импульсных напряжений. Прежде обсу-

дим более часто встречающийся (быстроспадающий) сигнал $i(t)$; он иллюстрирован примером произвольно выбранного образца кристалла SBN–0.61:Ce:La (рис. 1). На рис. 1, *a* приведены кривые $i(t)$ для различных E в исходно полидоменном кристалле, практически совпадающие (за исключением знака) для полей обеих полярностей. Форма кривых $i(t)$ сохраняется вплоть до $E = 12 \cdot 10^3$ V/cm $\gg E_c \approx 1 \cdot 10^3$ V/cm. В монодоменном кристалле характеристики $i(t)$ в поле, обратном полю монодоменизации, практически идентичны характеристикам $i(t)$ в полидоменном кристалле. На вставке рис. 1, *a* показаны зависимости заряда $Q_s(E)$ для поли- и монодоменного состояний (кривые 1 и 2 соответственно), полученные интегрированием кривых $i(t)$ (для сравнения кривая 3 иллюстрирует $Q_s(E)$, полученную в монодоменном кристалле в полях, совпадающих по знаку с полем монодоменизации, т. е. в отсутствие переключения). В насыщении величина $Q_e \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$ и $1.1 \cdot 10^{-6}$ C/cm² в поли- и монодоменном кристаллах соответственно, что существенно ниже $P_s \approx (8-9) \cdot 10^{-6}$ C/cm² (сравнительно низкое значение P_s в кристалле этого состава объясняется низкой T_c и значительным размытием фазового перехода [13,14]).

На первый взгляд малость Q_e указывает на отсутствие переключения подобно картине, наблюдаемой в модельных сегнетоэлектриках в слабых полях. Однако измерения зависимости пьезоэлектрических коэффициентов от импульсов поля в SBN свидетельствует о том, что на самом деле при приложении импульса происходит весьма существенное изменение поляризации. Поясним это применительно к кристаллу, токи переключения в котором приведены на рис. 1, *a*. Измерялось влияние одиночных импульсов $E = 5 \cdot 10^3$ V/cm (постоянной полярности) с различной длительностью на пьезокоэффициент γ . Величина γ изменялась до и после приложения импульса. Перед приложением каждого импульса кристалл возвращался к исходному состоянию (поли- или монодоменизировался).

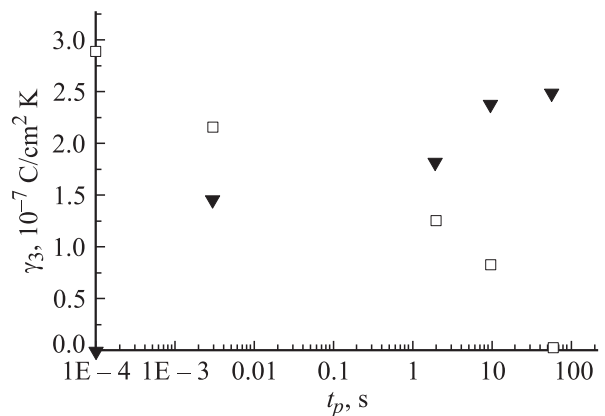


Рис. 2. Зависимость пьезоэлектрического коэффициента от длительности одиночного импульса 5 kV/cm в поли- (треугольники) и монодоменном (квадраты) кристалле SBN–0.61:La:Ce.

Зависимости γ от t_p показаны на рис. 2 для полидоменного (треугольники) и монодоменного (квадраты) исходных состояний. В полидоменном кристалле $\gamma = 0$; в результате приложения импульса поля в кристалле возникает значительный пирозэффект, увеличивающийся с ростом t_p . После приложения импульса с $t_p \geq 10$ s величина γ выходит на насыщение и составляет примерно 0.8γ для монодоменированного кристалла. Таким образом, в результате приложения одиночного импульса $5 \cdot 10^3$ V/cm с $t_p \geq 10$ s кристалл существенно поляризован; грубая оценка дает $Q_s \approx 0.8P_s \approx (5-6) \cdot 10^{-6}$ C/cm². Приложение таких же полевых импульсов $5 \cdot 10^3$ V/cm к монодоменному кристаллу приводит к значительному уменьшению γ , т.е. к деполяризации (рис. 2). При $t_p \approx 10$ s $\gamma \approx 0$, т.е. кристалл оказывается полидоменным, а при t_p , равном нескольким десяткам секунд, изменяется знак пиротока, т.е. происходит изменение знака (переключение) общей поляризации кристалла. Ток переключения, наблюдаемый в полидоменном кристалле при приложении того же импульса $E = 5 \cdot 10^3$ V/cm в этом интервале t_p , имеет вид кривой 2 на рис. 1, а; ее интегрирование дает весьма низкую величину $Q_s \approx 0.9 \cdot 10^{-6}$ C/cm² $\ll P_s$. Таким образом, хотя из измерений пиротока очевидно существенное изменение поляризации при подаче одиночных импульсов, измерение токов переключения этого изменения не регистрирует.

Объяснение такого поведения тока переключения следует из анализа кинетики переключенного заряда $Q_s(t)$, принципиально отличающейся от кинетики заряда в модельных кристаллах. Кривые $Q_s(t)$ (рис. 1, б), рассчитанные для различных полей из $i(t)$, хорошо аппроксимируются степенной зависимостью

$$Q(t) = Q_e \left[1 - \frac{1}{(1 + t/a)^n} \right], \quad (1)$$

где Q_e (насыщенное значение Q_s), a и n — произвольные параметры (табл. 2). Эта зависимость идентична выражению, описывающему кинетику поляризации SBN, в частности, того же состава SBN–0.61:Ce:La, в квазистатических полях [13,14]. Проведем некоторые оценки. Результаты аппроксимации экспериментальных кривых $Q_s(t)$, выполненной методом наименьших квадратов по стандартной программе, для некоторых значений поля приведены в табл. 2. Например, аппроксимация для $E = 5 \cdot 10^3$ V/cm в полидоменном кристалле (кривая 5 на рис. 1, б) дает $Q_e \approx 3.6 \cdot 10^{-6}$ C/cm². Эта величина находится в удовлетворительном согласии со сделанной выше из пирозэлектрических измерений грубой оценкой $Q_s \approx (5-6) \cdot 10^{-6}$ C/cm², достигаемой в этом кристалле при приложении импульса $E = 5 \cdot 10^3$ V/cm с $t_p \geq 10$ s.

Таким образом, для большинства кристаллов SBN (назовем их первой группой) характерны плавные медленные процессы поляризации, описываемые законом (1). Они требуют весьма длительных времен (нескольких секунд) даже в полях, на порядок превышающих E_c , в ре-

Таблица 2. Параметры релаксации кристалла SBN:Ce:La

$E, \text{kV/cm}$	$Q_e, 10^{-6} \text{ C/cm}^2$	$a, 10^{-6} \text{ s}$	n
4	3.0	0.52	0.05
5	3.6	0.65	0.05
9	4.2	1.7	0.07

зультате чего основным фактором, определяющим величину поляризованного (переполаризованного) объема, является длительность импульса (рис. 2), а не величина поля (табл. 2). Вывод о таком характере процессов поляризации SBN, полученный в настоящей работе для интервала времен 10^{-4} – 10 s, находится в качественном согласии с результатами исследования кинетики их поляризации в интервале ≈ 10 – 10^4 s [13,14]. „Неклассическая“ форма тока переключения объясняется отсутствием быстрой („лавинообразной“) стадии поляризации, характерной для модельных сегнетоэлектриков в больших полях.

Обсудим другой тип токов переключения, реже наблюдающийся в SBN и качественно напоминающий ток переключения в модельных сегнетоэлектриках. Примеры, выбранные произвольно, приведены на рис. 3 (образец SBN–0.61:Nd) и рис. 4 (образец SBN–0.75). На рис. 3, а и 4 приведены кривые $i(t)$ в полидоменных кристаллах. В SBN–0.61:Nd характерный пик на кривой $i(t)$ наблюдается при $E \geq E_c$ (табл. 1), в SBN–0.75 — при $E = 6 \cdot 10^3$ V/cm $\gg E_c \approx 10^3$ V/cm (в меньших полях форма сигнала имеет вид обсужденного выше быстрого спада).

На вставке приведены $Q_s(E)$, полученные интегрированием кривых $i(t)$, в исходно поли- и монодоменном состоянии (кривые 1 и 2 соответственно на вставках к обоим рисункам). Резкое нарастание кривой $Q_s(E)$ для кристалла SBN–0.75 при $E > 6 \cdot 10^3$ V/cm (вставка на рис. 4) соответствует изменению формы отклика тока. Величина переключаемого заряда в полидоменных кристаллах плавно увеличивается с ростом поля вплоть до $E \gg E_c$, в ограниченном числе случаев выходя на насыщение (вставка на рис. 4). Интересно отметить, что в SBN–0.75 тенденция к насыщению наблюдается при $Q_s \sim 30 \cdot 10^{-6}$ C/cm², что близко к оценке спонтанной поляризации для этого состава $P_s \sim 33 \cdot 10^{-6}$ C/cm², сделанной на основании структурного критерия Абрахамса [22].

В монодоменных кристаллах зависимость $Q_s(E)$ в сравнительно низких полях выходит на насыщение (кривые 2 на вставках), однако насыщенное значение существенно (иногда на порядок) ниже величины, полученной в том же кристалле в полидоменном состоянии. Такие зависимости — плавный рост $Q_s(E)$ в полидоменных кристаллах и низкое насыщенное значение Q_e в монодоменных кристаллах — характерны для всех образцов SBN, в которых наблюдается „классический“ ток переключения. На рис. 3, б показана кинетика $Q_s(t)$,

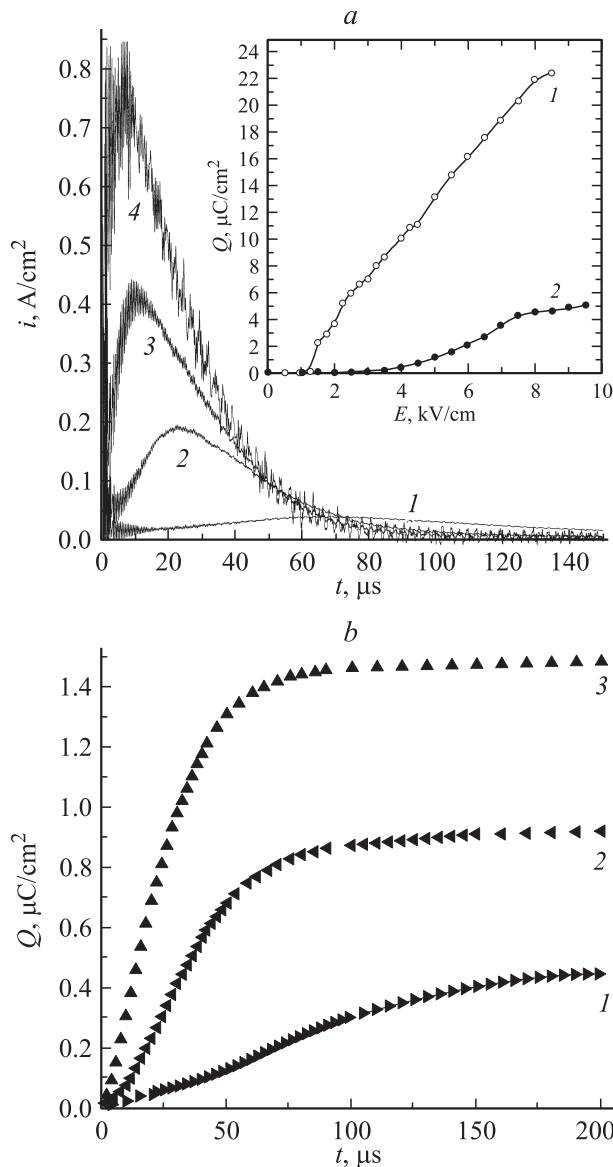


Рис. 3. Кинетика переключения кристалла SBN–0.61:Nd. *a* — токи переключения в полях 2.5 (1), 3.75 (2), 5.6 (3), 8.5 (4) kV/cm. На вставке: зависимость заряда от поля в поли- (1) и монодоменном (2) состояниях. *b* — кинетика заряда в полях 1 (1), 2 (2), 3 (3).

рассчитанная из $i(t)$. Как следует из рис. 3 и 4, несмотря на „классическую“ форму токов переключения зависимости $Q_s(E)$ и $Q_s(t)$ в этих кристаллах SBN принципиально отличаются от тех же зависимостей в модельных кристаллах, где обе величины в моно- и полидоменном состояниях в пределе приближаются к P_s . В SBN величины Q_e в поли- и монодоменном состояниях резко отличаются, причем в полидоменном кристалле каждому полю $E > E_c$ соответствует некоторая предельная величина $Q_e < P_s$, увеличивающаяся с ростом E .

Величины полей, при которых наблюдается тенденция $Q_s(E)$ к насыщению (рис. 4), существенно превыша-

ют величины E_c , измеренные из квазистатических петель гистерезиса. Сценарий переключения в кристаллах этой группы отличается от описанного выше медленного процесса в кристаллах первой группы. Здесь в силу каких-то причин часть объема, вовлеченная в переключение, поляризуется (переполяризуется) скачкообразно, причем определяющим фактором является величина поля, а не длительность импульса (как это было в кристаллах первой группы). В результате монодоменизации (длительного воздействия внешнего поля) величина объема, поляризующегося скачкообразно, резко уменьшается. Напротив, в кристаллах первой группы такие эффекты „замораживания“ не наблюдаются, поскольку величина изменения поляризации под действием данного полевого импульса очень близка в поли- и монодоменизированном состояниях (вставка на рис. 1, *a* и 2). Отметим, что несмотря на „классическую“ форму токов переключения во второй группе кристаллов SBN зависимость Q_e от величины E в полидоменном состоянии и малость $Q_e \ll P_s$ в монодоменном состоянии не позволяют обсуждать процесс переключения на языке скорости переключения $v_s = 1/t_s$ (где по определению [21] время переключения t_s соответствует спаду тока переключения до 10% величины при постоянстве переключенного заряда $Q_s \rightarrow P_s$).

Особенности кинетики поляризации кристаллов SBN в импульсных полях, в частности, очень большие времена качественно могут быть объяснены существованием в объеме релаксорного сегнетоэлектрика [20] неоднородно распределенного внутреннего поля [13,14] (или, что то же самое, центров пиннинга [23]). На языке классической модели переключения это означает существование широкого спектра полей активации процесса переключения, которые, как известно, характеризуют

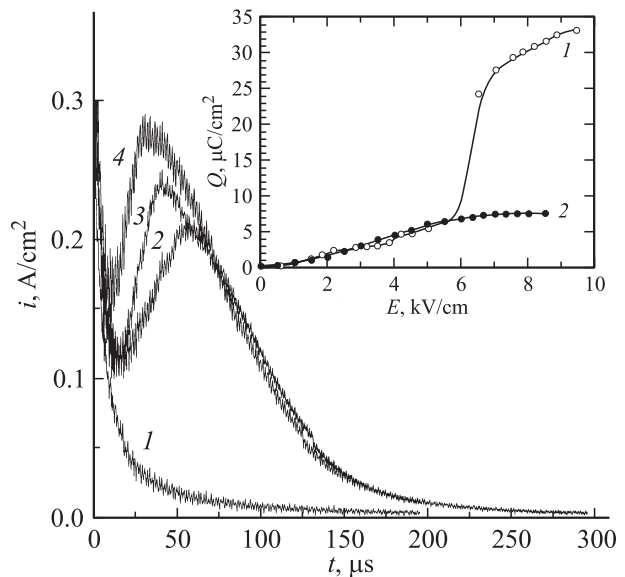


Рис. 4. Токи переключения в кристалле SBN–0.75 в полях 6 (1), 6.5 (2), 7.4 (3) и 8.5 kV/cm (4). На вставке: зависимость заряда от поля в поли- (1) и монодоменном (2) состояниях.

его скорость и время t_s [21]. Как результат, процесс поляризации (ток переключения), описываемый целым набором времен релаксации, имеет плавный характер.

Более быстрая кинетика переключения, наблюдаемая в ограниченном числе кристаллов SBN, объясняется тем, что в силу случайных причин спектр распределения по энергии центров пиннинга (т.е. времен релаксации) оказывается достаточно узким и данная часть объема поляризуется скачкообразно. Однако, как уже упоминалось, в результате внешних воздействий, например, используемой методики монодоменизации, тип кинетики поляризации часто изменяется: она становится медленной, по-видимому, в структуре изменения распределения внутреннего поля. Полученные выводы о медленности процессов поляризации кристаллов SBN подтверждаются наблюдением динамики доменов [15], согласно которому характерный для модельных сегнетоэлектриков процесс бокового движения доменных стенок в SBN затруднен, преобладает лобовое прорастание, а монодоменизация протекает крайне медленно.

На основании полученных результатов можно сделать некоторые практические выводы. Например, можно заключить, что методика создания РДС, используемая для LiNbO_3 (сверхкороткие полевые импульсы с высокой напряженностью [24]), вряд ли пригодна для достижения тех же целей в большинстве кристаллов SBN. Можно предложить причины невоспроизводимости эффекта полевой фиксации голограмм в SBN: она реализуется в импульсных полях [1,2] изредка, т.е., по-видимому, лишь в кристаллах, относящихся ко второй группе, где происходит необходимая для фиксации скачкообразная переполаризация части объема.

Таким образом, процессы поляризации и переполаризации кристаллов SBN в импульсных полях отличаются от тех же процессов в модельных сегнетоэлектриках. В большинстве кристаллов SBN эти процессы характеризуются исключительно медленной кинетикой с временами релаксации, достигающими нескольких секунд в полях, существенно (вплоть до порядка) превышающих коэрцитивные поля, оцененные из квазистатистических $P-E$ петель. Из-за отсутствия характерного для модельных сегнетоэлектриков при $E > E_c$ процесса ускоренного (лавинообразного) возрастания поляризации токи переключения не обнаруживают максимумов. Наблюдаемые в ограниченном числе кристаллов SBN скачкообразные процессы поляризации также отличаются от модельного процесса: величина переключенного заряда Q_s возрастает с полем во всем интервале полей $E \gg E_c$ и резко уменьшается в монодоменных кристаллах по сравнению с полидоменными. Наблюдаемые особенности могут быть качественно объяснены существованием неоднородно-распределенного внутреннего поля в объеме релаксорного сегнетоэлектрика.

Авторы признательны В.В. Гладкому за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] F. Micheron, G. Bismuth. *Appl. Phys. Lett.* **23**, 71 (1973).
- [2] Y. Qiao, S. Orlov, D. Psaltis, R.R. Neurgaonkar. *Optics Letters* **18**, 12, 1004 (1993).
- [3] J. Ma, T.Y. Chang, J.H. Hong, R.R. Neurgaonkar. *Phys. Rev. Lett* **78**, 15, 2960 (1997).
- [4] M. Hisaka, H. Ishitobi, S. Kawata. *JOSA B* **17**, 3, 422 (2000).
- [5] F. Kahmann, R. Pankrath, R.A. Rupp. *Optics Communications* **107**, 6 (1994).
- [6] A.S. Kewitsch, M. Segev, A. Yariv, G.J. Salamo, T.W. Towe, E.J. Sharp, R.R. Neurgaonkar. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 23, 3068 (1994).
- [7] A.S. Kewitsch, M. Segev, A. Yariv, G.J. Salamo, T.W. Towe, E.J. Sharp, R.R. Neurgaonkar. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 8, 1174 (1994).
- [8] M. Horowitz, A. Bekker, B. Fischer. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 21, 2919 (1993).
- [9] A. Bekker, B. Fischer. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 14, 1756 (1994).
- [10] А.А. Каминский, X. Гарсия-Золе, С.Н. Багаев, Д. Хаке, X. Капмани. *Квантовая электроника* **25**, 1059 (1998).
- [11] J. Romero, D. Jaque, J. Garcia-Sole, A.A. Kaminskii. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 14, 1961 (2002).
- [12] Y.Y. Zhu, J.S. Fu, R.F. Xiao, G.K.L. Wong. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 14 (1993).
- [13] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 38 (2000).
- [14] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. *ЖЭТФ* **93**, 3 596 (2001).
- [15] Н.Р. Иванов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева, С.П. Чумакова, А.В. Гинзберг. *Кристаллография* **47**, 6, 1065 (2002).
- [16] Т.Р. Волк, В.Ю. Салобутин, Л.И. Ивлева, Н.М. Полозков, Р. Панкрат, М. Вёлеке. *ФТТ* **42**, 2066 (2000).
- [17] L.I. Ivleva, N.V. Bogodaev, N.M. Polozkov, V.V. Osiko. *Optical materials* **4**, 168 (1995).
- [18] T. Volk, Th. Woike, U. Doerfler, R. Pankrath, L. Ivleva, M. Woehlecke. *Ferroelectrics* **203**, 457 (1997).
- [19] T. Volk, L. Ivleva, P. Lykov, D. Isakov, V. Osiko, M. Woehlecke. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 6, 854 (2001).
- [20] L.E. Cross. *Ferroelectrics* **76**, 241 (1987).
- [21] М. Лайнс, А. Гласс. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. Мир, М. (1981). 736 с.
- [22] S.C. Abrahams, S.K. Kurtz, P.B. Jamieson. *Phys. Rev.* **172**, 555 (1968).
- [23] T. Granzov, U. Doerfler, Th. Woike, M. Woehlecke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleemann. *Phys. Rev. B* **63**, 174 101 (2001).
- [24] R.L. Byer. *J. Nonlinear. Optical Physics and Materials* **6**, 549 (1997).