

Комплексное исследование процессов объемного экранирования в монокристаллах семейства ниобата лития и танталата лития

© В.Я. Шур, А.Р. Ахматханов, И.С. Батулин, М.С. Небогатиков, М.А. Долбилов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
Екатеринбург, Россия

E-mail: vladimir.shur@usu.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2010 г.)

Проведено комплексное исследование кинетики объемного экранирования деполяризующего поля в монокристаллах ниобата лития и танталата лития с различной степенью отклонения от стехиометрического состава. Используются три взаимодополняющих экспериментальных метода, основанных на измерении: 1) зависимости коэрцитивного поля от времени задержки; 2) уменьшения контраста следа доменной стенки; 3) релаксации сигнала дифракции света на доменных стенках. Получены значения следующих параметров объемного экранирования: характерного времени релаксации, типа релаксационной зависимости, максимального значения поля смещения и „истинного“ значения коэрцитивного поля. Проанализированы достоинства и недостатки использованных экспериментальных методов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-12173, 08-02-99082-р-офи, 10-02-96042-р_урал_а, 10-02-00627-а), РФФИ–НЦНИ (грант № 05-02-19648), CRDR BRNE и ФАО (2.2.2.3.10015/Y4-P-05-03), ФАО (грант РНП, госконтракты П870 и П2127); ФАНИ (госконтракты № 02.74011.0171 и 02.552.11.7069).

1. Введение

В последние годы большое внимание уделяется развитию доменной инженерии в сегнетоэлектриках, целью которой является управление нелинейно-оптическими, электрооптическими, акустическими и другими свойствами материалов путем создания стабильных периодических доменных структур. Популярными материалами для развития методов доменной инженерии являются одноосные монокристаллы сегнетоэлектриков ниобата лития LiNbO_3 (LN) и танталата лития LiTaO_3 (LT), обладающие большими значениями нелинейно-оптических и электрооптических коэффициентов и сравнительно просто визуализируемой доменной структурой [1]. Наибольшие успехи достигнуты в создании элементов для преобразования длины волны лазерного излучения с использованием эффекта квазифазового синхронизма на основе LN и LT с периодической доменной структурой [2–4]. Наиболее популярным способом создания таких структур является приложение к монодоменной пластине пространственно неоднородного электрического поля, создаваемого системой периодических полосовых электродов [4,5]. Однако созданная в результате переключения поляризации доменная структура после выключения внешнего поля может частично или полностью разрушиться с восстановлением исходной доменной структуры (самопроизвольное обратное переключение). Созданная доменная структура может быть стабилизирована за счет объемного экранирования остаточного деполяризующего поля связанных зарядов вблизи поверхности кристалла [6,7].

Следует отметить, что эффективность экранирования определяет эволюцию доменной структуры в электрическом поле, которая является атрибутивным свойством

сегнетоэлектриков [8,9]. Ранее было показано, что в LN и LT при переходе от эффективного объемного экранирования к полностью неэффективному качественно изменяется форма растущих доменов [8]. Кроме того, вместо традиционной кинетики доменной структуры наблюдается аномальное „одномерное переключение“, сопровождаемое формированием цепей изолированных нанодоменов [8,10]. Поэтому исследование кинетики объемного экранирования в сегнетоэлектриках семейства LN и LT имеет важное практическое и фундаментальное значение.

Известно, что в сегнетоэлектрической пластине с электродами (сегнетоэлектрическом конденсаторе) существует собственный поверхностный слой, не обладающий сегнетоэлектрическими свойствами (диэлектрический зазор), что приводит к невозможности полностью компенсировать деполяризующее поле быстрым внешним экранированием (перераспределением зарядов на электродах) [9,11]. Остаточное деполяризующее поле может быть скомпенсировано только сравнительно медленными механизмами объемного экранирования: 1) ориентацией дипольных дефектов в объеме [12]; 2) инъекцией носителей заряда через диэлектрический зазор между сегнетоэлектриком и электродом [13]; 3) током носителей заряда, обусловленным объемной проводимостью [11]. Несмотря на принципиальную важность, медленное объемное экранирование к настоящему времени исследовано сравнительно мало.

Наиболее популярными параметрами переключения, обусловленными медленными процессами объемного экранирования, являются так называемое „поле смещения“ [14,15], „внутреннее поле“ [16] или „связанное внутреннее поле“ [17], которые характеризуют анизотропию переключения и измеряются по величине сдвига петли гистерезиса по оси поля [17].

Формирование поля смещения и его релаксация при циклическом переключении были детально исследованы в монокристаллах одноосных сегнетоэлектриков германата свинца и молибдата гадолиния [17–22]. Было показано, что существование связанного внутреннего поля приводит к униполярности переключения, сдвигу петли диэлектрического гистерезиса и самопроизвольному обратному переключению [17–19]. Удалось установить, что при циклическом переключении величина возникающего связанного внутреннего поля определяется усредненным по циклу переключения внутренним полем в данном участке образца [20]. На примере движения одиночной плоской доменной стенки в молибдате гадолиния с помощью измерения поля старта стенки с макроскопических дефектов было показано, что локальное внутреннее поле смещения изменяется при циклическом переключении за счет медленного объемного экранирования [21,22].

Таким образом, определяемая из петель гистерезиса величина внутреннего поля смещения существенно зависит от условий измерения и, следовательно, не только не может считаться свойством материала, но и не является однозначной характеристикой процесса экранирования.

Медленная релаксация поля смещения при повышенных температурах исследовалась в монокристаллах конгруэнтного LT (CLT) [16]. Характерные времена релаксации составляли десятки секунд. Вместе с тем известно, что в монокристаллах семейства LN и LT наблюдаются быстрые процессы экранирования, которые приводят к релаксации внутреннего поля с характерными временами порядка десятка миллисекунд [23]. Именно эти быстрые процессы наиболее важны для практического применения. Релаксация внутреннего поля в миллисекундном диапазоне исследовалась в конгруэнтных LT (CLT) и LN (CLN) путем многократного циклического переключения небольшой части образца с изменяющимся временем задержки между прямым и обратным переключением [23]. Полученные экспериментальные результаты были аппроксимированы дробно-экспоненциальной зависимостью с характерными временами релаксации 55–150 ms в CLN и 800–900 ms в CLT. Тем не менее до сих пор не проводилось систематических исследований объемного экранирования различными методами в монокристаллах семейства LT и LN с разной степенью отклонения от стехиометрии.

В настоящей работе приведены результаты комплексного исследования кинетики объемного экранирования деполяризующих полей в различных представителях семейства LT и LN с помощью трех взаимодополняющих методов, что позволило измерить времена релаксации в широком диапазоне времен: от миллисекунд до минут.

2. Эксперимент

Были исследованы монокристаллы: 1) конгруэнтного ниобата лития (CLN), Crystal Technology, США;

2) ниобата лития с составом, близким к стехиометрическому (NSLN), SAES Getters S.p.a, Италия [24,25]; 3) ниобата лития стехиометрического состава, полученного отжигом в шихте (Vapor Transport Equilibration, VTE SLN), Stanford University, США [26]; 4) конгруэнтного танталата лития (CLT), Oxide Co., Япония; 5) танталата лития с составом, близким к стехиометрическому (NSLT), Oxide Co., Япония [27]. Для переключения поляризации использовались „жидкие“ электроды на основе насыщенного водного раствора LiCl диаметром 2–3 mm.

Для экспериментального исследования кинетики объемного экранирования нами проводились измерения: 1) зависимости коэрцитивного поля от времени задержки при воздействии серии знакопеременных импульсов поля с варьируемым временем задержки между прямым и обратным переключением; 2) уменьшения оптического контраста „следа“, остающегося после скачкообразного смещения доменной стенки; 3) релаксации интенсивности лазерного излучения, дифрагировавшего на доменных стенках.

Экспериментальная установка, использованная для реализации методов 1 и 2, позволяла в процессе переключения поляризации одновременно регистрировать ток переключения и визуализировать кинетику доменной структуры с помощью поляризационно-оптического микроскопа [28]. Установка, позволяющая в процессе переключения поляризации регистрировать зависимость от времени интегральной интенсивности света, дифрагировавшего на доменных стенках, использовалась для реализации метода 3 [29].

3. Метод 1. Зависимость коэрцитивного поля от времени задержки

Первый метод основан на измерении зависимости коэрцитивного поля от интервала времени между прямым и обратным переключением (времени задержки t_d)

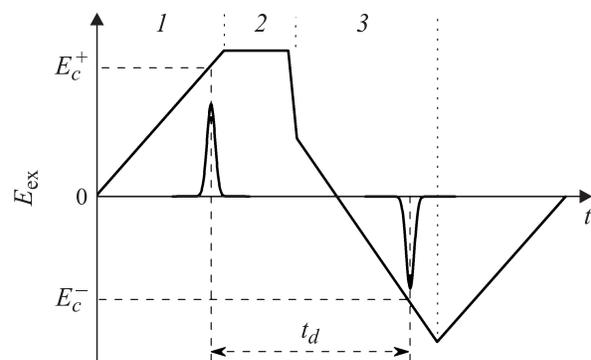


Рис. 1. Форма импульса электрического поля при измерении тока переключения. 1 — прямое переключение, 2 — пауза, 3 — обратное переключение. Форма тока переключения представлена схематически.

путем измерения импульсов тока переключения при циклическом переключении поляризации серией импульсов поля специальной формы (рис. 1). Время задержки можно было увеличивать за счет удлинения „паузы“ — второй части импульса поля (рис. 1). При этом величина коэрцитивного поля определялась как величина поля, соответствующая максимуму тока переключения, что связано с большей точностью данного метода по сравнению с методом определения коэрцитивного поля по петле диэлектрического гистерезиса. Для использованных экспериментальных условий значения коэрцитивных полей, определенных по положению максимумов тока переключения, были близки к значениям, определенным по петле гистерезиса, поэтому выбор такого метода не оказывает существенного влияния на полученные результаты.

Макроскопическое локальное электрическое поле в объеме сегнетоэлектрика E_{loc} определяется как сумма внешнего приложенного поля E_{ex} , поля объемного экранирования E_b и остаточного деполаризующего поля E_{rd} :

$$E_{loc} = E_{ex} + E_b + E_{rd}. \quad (1)$$

Остаточное деполаризующее поле E_{rd} формируется в результате неполной компенсации деполаризующего поля полем внешнего экранирования, которое образуется за счет перераспределения зарядов на электродах. Постоянная времени внешнего экранирования определяется параметрами внешней цепи. В используемых в настоящей работе экспериментальных условиях перераспределение зарядов происходит значительно быстрее, чем исследуемые процессы объемного экранирования, что позволяет не учитывать кинетику внешнего экранирования.

В результате обработки экспериментальных данных определялись величины коэрцитивных полей для прямого (E_c^+) и обратного (E_c^-) переключения, что позволяло определить зависимость поля объемного экранирования E_b от времени задержки t_d . В величине коэрцитивного поля E_c^+ можно выделить вклад поля объемного экранирования:

$$E_c^+ = E_c^0 - E_b(0) = E_c^0 + E_{b\max}, \quad (2)$$

где $E_b(0) = -E_{b\max}$ соответствует максимальной величине поля объемного экранирования (после длительной выдержки образца в монодомном исходном состоянии), а E_c^0 — величина коэрцитивного поля при отсутствии моля объемного экранирования $E_b(0) = 0$. E_c^0 соответствует „истинному“ значению коэрцитивного поля, которое характеризует процессы переключения поляризации.

В результате прямого переключения деполаризующее поле E_{rd} изменяет знак и начинается обусловленный объемным экранированием процесс релаксации внутреннего поля, в ходе которого новое значение E_{rd} компенсируется изменением E_b . По аналогии с (2) можно записать выражение для коэрцитивного поля при обратном

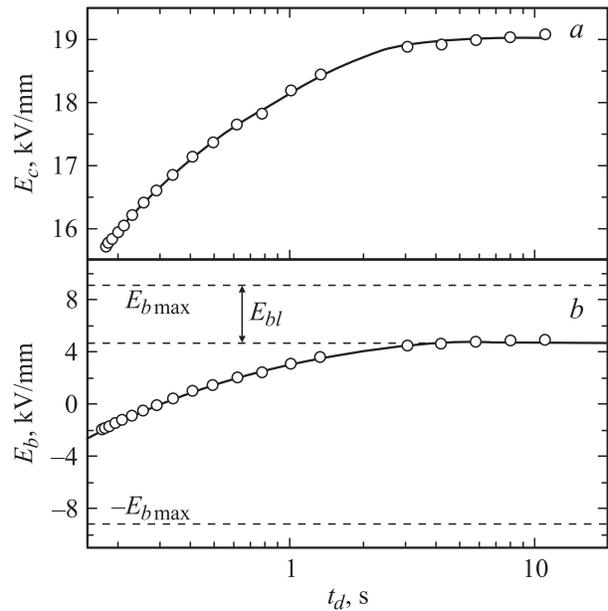


Рис. 2. Зависимости от времени задержки t_d , ширины петли гистерезиса (аппроксимация (4) с $E_b(t_d)$ биэкспоненциального типа) (а) и величины поля объемного экранирования (аппроксимация (4)) (б) для CLN.

переключению E_c^- :

$$E_c^- = -E_c^0 - E_b(t_d), \quad (3)$$

где $E_b(t_d)$ — поле объемного экранирования по прошествии времени t_d после прямого переключения (времени задержки).

Из (2) и (3) можно получить зависимость среднего коэрцитивного поля E_c (полуширины петли гистерезиса) от времени задержки t_d :

$$E_c(t_d) = (E_c^+ - E_c^-)/2 = E_c^0 + (E_b(t_d) + E_{b\max})/2. \quad (4)$$

Для экспериментального определения E_c^0 следует измерить значение E_c при условии, что время задержки много меньше характерного времени объемного экранирования, при этом $E_b(t_d) \rightarrow E_b(0) = -E_{b\max}$.

Из (2) и (3) можно, кроме того, получить зависимость величины сдвига петли гистерезиса E_{bias} от времени задержки t_d :

$$E_{bias}(t_d) = (E_c^+ + E_c^-)/2 = (E_{b\max} - E_b(t_d))/2. \quad (5)$$

Максимальное значение E_{bias} , равное $E_{b\max}$, может быть получено при времени задержки, много меньшем характерного времени объемного экранирования.

Для определения основных параметров объемного экранирования экспериментально измеренная зависимость $E_c(t_d)$ аппроксимировалась с помощью (4) (рис. 2, а). При этом выбирался один из трех возможных видов релаксационной зависимости $E_b(t_d)$:

1) экспоненциальная

$$E_b(t_d) = E_{b\max} - 2E_{b\max} \exp(t_d/\tau), \quad (6)$$

2) двойная экспоненциальная

$$E_b(t_d) = E_{b \max} - 2E_{b \max} [\alpha \exp(t_d/\tau_1) + (1 - \alpha) \exp(t_d/\tau_2)], \quad (7)$$

3) дробно-экспоненциальная

$$E_b(t_d) = E_{b \max} - 2E_{b \max} \exp[(t_d/\tau)^\beta], \quad (8)$$

где τ , τ_1 , τ_2 — характерные времена объемного экранирования; α — относительный вклад релаксационного процесса с характерным временем τ_1 ; β — степень дробно-экспоненциальной зависимости.

При этом поле объемного экранирования изменяется в диапазоне от $-E_{b \max}$ до $+E_{b \max}$. Однако даже при максимальном времени задержки t_d в проводимом эксперименте (100 s) не удается получить полную релаксацию внутреннего поля. Эта особенность учитывалась введением долгорелаксирующей составляющей поля объемного экранирования E_{bl} . В таком случае измеренный процесс релаксации внутреннего поля рассматривался как результат изменения поля объемного экранирования от $-E_{b \max}$ до $(E_{b \max} - E_{bl})$. Величина E_{bl} определялась из аппроксимации зависимости ширины петли гистерезиса от времени задержки t_d . В случае медленного переключения, которое использовалось в большинстве публикаций, содержащих результаты измерения петель гистерезиса в монокристаллах ниобата лития и танталата лития (время задержки более минуты) [16], $E_{bias} = E_{bl}/2$.

Удалось показать, что отжиг образца в промежутке между прямым и обратным переключением в течение 10 min при температуре 150–200°C приводит к полной релаксации внутреннего поля ($E_b = E_{b \max}$), что согласуется с результатами [16]. Такая обработка позволяет получить новое состояние, параметры которого полностью эквивалентны исходному.

Можно отметить следующие достоинства метода, основанного на измерении зависимости коэрцитивного поля от времени задержки: 1) возможность непосредственного определения значений $E_{b \max}$, E_c^0 и E_{bl} ; 2) возможность изучения кинетики экранирования на временных интервалах длительностью до десятков минут, что существенно превосходит возможность других методов. К недостаткам метода можно отнести: 1) сравнительно невысокое разрешение по времени (около 20 ms), ограниченное временем переключения образца; 2) отсутствие возможности проводить локальные измерения (определяются только усредненные по всей переключаемой области значения параметров); 3) возможность уменьшения переключаемого заряда при многократном циклическом переключении (эффект усталости) [30–32].

4. Метод 2. Уменьшение оптического контраста следа доменной стенки

Известно, что в монокристаллах LN и LT удается наблюдать 180° доменные стенки в поляризационно-оптическом микроскопе в скрещенных поляризаторах

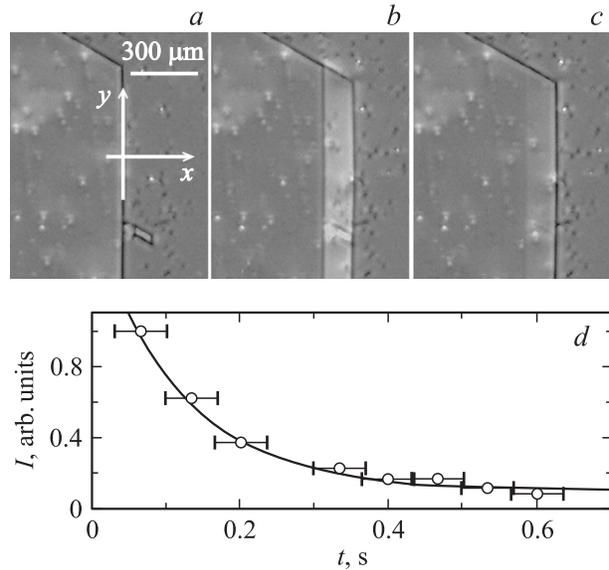


Рис. 3. Релаксация относительного изменения интенсивности света в области прыжка доменной стенки (интервал между кадрами 70 ms) (a–c) и зависимость от времени средней интенсивности проходящего света в области прыжка (d) для CLN. Аппроксимация экспериментальных точек представлена экспоненциальной зависимостью.

в проходящем и отраженном свете как в статике, так и непосредственно в процессе переключения [33,34]. Визуализация кинетики доменов позволяет установить, что для CLN типично скачкообразное перемещение ориентированных доменных стенок [35,36]. При этом типичное время перемещения (скачка) стенки, составляющее порядка миллисекунды всегда много меньше времени покоя. При регистрации последовательности мгновенных доменных конфигураций в процессе переключения наблюдалось измеримое увеличение интенсивности прошедшего света в области „скачка“ — образование контрастного „следа“. Во время покоя доменной стенки контраст „следа“ постепенно уменьшается (рис. 3) [28,34].

Наблюдаемый эффект может быть отнесен за счет двулучепреломления, создаваемого поперечной составляющей внутреннего поля. Во время покоя доменной стенки объемное экранирование приводит к уменьшению внутреннего поля и, как следствие, к уменьшению интенсивности проходящего света. Таким образом, регистрация зависимости от времени интенсивности прошедшего света в области скачка позволяет извлечь информацию о релаксации внутреннего поля в определенной области исследуемого образца. Анализ полученных для CLN результатов показал, что относительное изменение интенсивности проходящего света после скачка стенки уменьшается по экспоненциальному закону с характерным временем 120 ms.

Преимуществом данного метода является возможность получения информации о пространственном распределении релаксации внутреннего поля смещения.

Таблица 1. Параметры объемного экранирования

Материал	E_c^0	$E_{b\max}$	E_{bl}	τ , ms	Метод	β	Тип релаксации	
	kV/mm							
CLN	12	9.1	4.4	$\tau_1 = 140$	1	–	Бизэкспоненциальный	
				$\tau_2 = 920$	1			
				120	2			Экспоненциальный
				50	3			» »
NSLN	2.5	1.9	0.9	$\tau_1 = 40$	1	–	Бизэкспоненциальный	
				$\tau_2 = 470$	1			
				90	3			Экспоненциальный
VTE SLN	2.6	1.0	0.4	350	1	–	» »	
CLT	3.4	20.7	9.6	1100	1	0.32	Дробно-экспоненциальный	
NSLT	0.9	2.9	0.6	4600	1	0.31	» »	

К недостаткам метода можно отнести узкий диапазон исследуемых времен релаксации: невысокое разрешение по времени, которое определяется частотой кадров камеры, не позволяет исследовать быстрые процессы, а узкий динамический диапазон измерения интенсивности света не позволяет исследовать медленные процессы с характерными временами более секунды.

5. Метод 3. Дифракция света на доменных стенках

Недавно был предложен новый метод для *in situ* изучения кинетики доменной структуры в монокристаллах ниобата лития и танталата лития [29,37]. Метод заключается в регистрации интенсивности когерентного света, дифрагировавшего на 180° доменных стенках. Наблюдаемая дифракция обусловлена возникновением в

соседних доменах сдвига фаз проходящего вдоль полярной оси когерентного света за счет электрооптического и обратного пьезоэлектрического эффектов [29,37]. Использование пространственной диафрагмы позволило выделить компоненту света, дифрагировавшего на доменных стенках, ориентированных вдоль кристаллографических направлений Y [29].

Проведенное для CLN сопоставление мгновенных изображений доменной структуры, тока переключения и зависимости от времени величины сигнала дифрагировавшего света позволяло показать, что в результате скачка стенки, сопровождаемого коротким импульсом тока переключения, величина сигнала дифрагировавшего света скачкообразно возрастает, а затем плавно уменьшается (релаксирует) за счет объемного экранирования деполяризующего поля (рис. 4). Таким образом, измерение зависимости от времени интенсивности дифрагировавшего света позволяет изучать кинетику объемного экранирования.

Основным преимуществом метода является высокое разрешение по времени, которое ограничено только временем отклика фотоприемника ($50 \mu\text{s}$ для детектора, использованного в настоящей работе) и регистрирующей системы. К недостаткам метода можно отнести значительное уменьшение точности при исследовании медленных релаксационных процессов, вызванное невысоким отношением сигнал–шум.

6. Результаты

Параметры объемного экранирования, полученные в результате аппроксимации экспериментальных результатов для всех исследованных монокристаллов семейства LN и LT, приведены в табл. 1.

6.1. Ниобат лития. На примере CLN проведено сравнение результатов, полученных всеми тремя экспериментальными методами.

Первый метод (измерение зависимости коэциативного поля от времени задержки) позволил провести

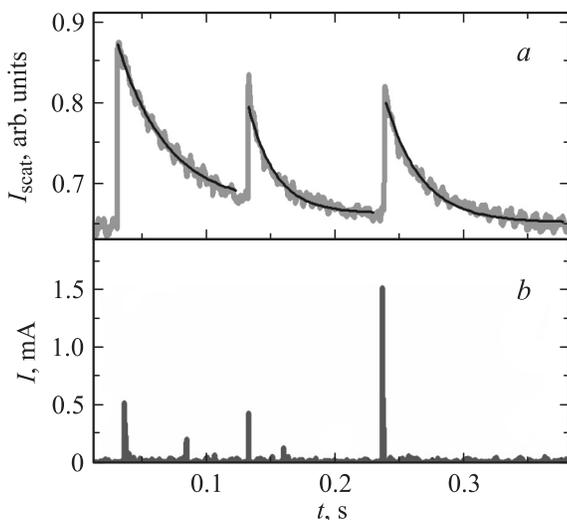


Рис. 4. Зависимость от времени интенсивности дифрагировавшего света при скачкообразном движении доменных стенок (аппроксимация представлена экспоненциальной зависимостью) (а) и импульсы тока переключения (б) для CLN.

Таблица 2. Сравнительные характеристики использованных методов изучения объемного экранирования

Метод	Диапазон измерения и ограничивающий фактор	Величина поля экранирования	Преимущества и недостатки
1	от 20 ms до 10 s, время переключения	Абсолютная	Многokратное переключение, широкий динамический диапазон, медленная релаксация
2	от 60 ms до 600 ms, частота кадров видеокамеры	Относительная	Узкий динамический диапазон, локальные измерения
3	от 0.1 ms до 200 ms, быстродействие детектора, частота АЦП	Относительная	Средний динамический диапазон, быстрая релаксация, интегральные измерения

исследования в диапазоне времен задержки от 20 ms до 10 s и обеспечить выявление релаксационных процессов с временами релаксации до 10 s. Величина времени релаксации, полученная вторым методом (регистрация уменьшения контраста следа доменной стенки), совпадает с величиной τ_1 , полученной первым методом. Обладающий самым высоким разрешением по времени третий метод (регистрация дифракции света) позволил исследовать процессы объемного экранирования с постоянной времени до 50 ms.

Показано, что монокристаллы LN с составом, близким к стехиометрическому (NSLN и VTE SLN), характеризуются существенно меньшими по сравнению с CLN значениями $E_{b \max}$, что можно объяснить меньшей концентрацией точечных дефектов кристаллической решетки.

6.2. Танталат лития. Процесс объемного экранирования исследовался в CLT только методом регистрации тока переключения. Дело в том, что кинетика доменной структуры в CLT качественно отличается от CLN. Она не сопровождается скачками доменных стенок, а представляет собой появление, рост и слияние большого количества треугольных доменов [36]. Эта особенность не позволила использовать методы 2 и 3 для исследования процессов объемного экранирования. Важно отметить, что экранирование в LT значительно медленнее, чем в LN. Полученное значение E_c^0 в CLT, равное 3.4 kV/mm, значительно меньше максимального значения внутреннего поля смещения $E_{b \max}$. Поэтому при сравнительно малых временах выдержки наблюдается полное самопроизвольное обратное переключение. Время стабилизации доменной структуры в CLT, необходимое для того, чтобы после выключения внешнего поля отсутствовало самопроизвольное обратное переключение, составляет около 150 ms. В рамках рассмотренного подхода это время — необходимое для того, чтобы величина $E_b(t_d)$ стала больше, чем E_c^0 .

Максимальное значение поля объемного экранирования в NSLT значительно меньше, чем в CLT, что объясняется уменьшением концентрации точечных дефектов при переходе к стехиометрическому составу. Однако характерное время релаксации в NSLT существенно больше, чем в CLT.

7. Заключение

Проведенное комплексное исследование кинетики объемного экранирования тремя взаимодополняющими экспериментальными методами позволило определить величины поля смещения и постоянные времени релаксации для пяти различных по составу монокристаллов семейства LN и LT (табл. 1).

Показано, что величина внутреннего поля смещения уменьшается при переходе от конгруэнтного состава к стехиометрическому, что сопровождается уменьшением концентрации объемных дефектов.

Проведенные исследования продемонстрировали преимущества комплексного исследования процессов объемного экранирования, а также позволили выявить основные достоинства и недостатки использованных методов (табл. 2).

Метод измерения зависимости коэрцитивного поля от времени задержки при циклическом переключении является универсальным и может быть использован в любых сегнетоэлектриках. Он позволяет получать абсолютные значения поля внутреннего экранирования и исследовать медленные релаксационные процессы. Однако многократное циклическое переключение не всегда допустимо из-за эффекта усталости (уменьшения величины переключаемого заряда) и вероятности пробоя образца.

Использованные оптические методы применимы только к монокристаллам семейства LN и LT, в которых при переключении наблюдается скачкообразное перемещение доменных стенок. Анализ релаксации контраста следа доменной стенки позволит производить локальные измерения и предоставляет информацию о пространственном распределении внутреннего поля смещения. Измерение дифракции света на доменных стенках позволяет изучать быструю релаксацию за счет самого лучшего разрешения по времени.

Список литературы

- [1] E. Soergel. Appl. Phys. B **81**, 729 (2005).
- [2] W.P. Risk, T.R. Gosnell, A.V. Nurmikko. Compact blue and green laser. Cambridge Univ. Press, Cambridge (2003). 552 p.

- [3] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. Прикладная нелинейная оптика. Физматлит, М. (2004). 512 с.
- [4] K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita, K. Yamamoto. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L90 (2003).
- [5] R.L. Byer, *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **6**, 549 (1997).
- [6] R.G. Batchko, V.Y. Shur, M.M. Fejer, R.L. Byer. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1673 (1999).
- [7] В.Я. Шур, Е.Л. Румянцев, Р.Г. Бачко, Г.Д. Миллер, М.М. Фейер, Р.Л. Байер. *ФТТ* **41**, 1831 (1999).
- [8] V. Shur. *J. Mater. Sci.* **41**, 199 (2006).
- [9] V.Ya. Shur. In: *Nucleation theory and applications* / Ed. J.W.P. Schmelzer. Wiley-VCH, Weinheim (2005). 178 p.
- [10] A.I. Lobov, V.Ya. Shur, D.K. Kuznetsov, S.A. Negashev, D.V. Pelegov, E.I. Shishkin, P.S. Zelenovskiy. *Ferroelectrics* **373**, 99 (2008).
- [11] В.М. Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. Наука, М. (1976). 408 с.
- [12] P.V. Lambeck, G.H. Jonker. *Ferroelectrics* **22**, 729 (1978).
- [13] A.K. Tagantsev, I. Stolichnov, E.L. Colla, N. Setter. *J. Appl. Phys.* **90**, 1387 (2001).
- [14] R. Lohkamper, H. Neumann, G. Arlt. *J. Appl. Phys.* **68**, 4220 (1990).
- [15] M. Grossmann, O. Lohse, D. Bolten, U. Boettger, R. Waser. *J. Appl. Phys.* **92**, 2688 (2002).
- [16] V. Gopalan, M.C. Gupta. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 888 (1996).
- [17] В.Я. Шур, В.В. Летучев, И.Н. Попов. *ФТТ* **24**, 3444 (1982).
- [18] В.Я. Шур, В.В. Летучев, И.Н. Попов. *ФТТ* **24**, 2854 (1982).
- [19] В.Я. Шур, И.Н. Попов, Н.В. Коровина. *ФТТ* **26**, 781 (1984).
- [20] В.Я. Шур, А.Л. Груверман, Н.В. Коровина, М.З. Орлова, Л.В. Шерстобитова. *ФТТ* **30**, 299 (1988).
- [21] V.Y. Shur. *Phase Trans.* **65**, 49 (1998).
- [22] V.Y. Shur, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, I.S. Baturin, A.G. Shur, T. Utschig, T. Schlegel, D.C. Lupascu. *J. Appl. Phys.* **98**, 074106 (2005).
- [23] J.H. Ro, M. Cha. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2391 (2000).
- [24] M. Paturzo, P. Ferraro, S. Crilli, D. Alfieri, P. De Natale, M. de Angelis, A. Finizio, S. De Nicola, G. Pierattini, F. Caccavale, D. Callejo, A. Morbiato. *Opt. Express* **13**, 5416 (2005).
- [25] F. Caccavale, D. Callejo, C. Dragoni, A. Morbiato, M. Musolino, M. Properzi. *Proc. SPIE* **5621**, 77 (2004).
- [26] P.F. Bordui, R.G. Norwood, D.H. Jundt, M.M. Fejer. *J. Appl. Phys.* **71**, 875 (1992).
- [27] K. Kitamura, Y. Furukawa, K. Niwa, V. Gopalan, T.E. Mitchell. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3073 (1998).
- [28] I.S. Baturin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, M.S. Neboгатиков, М.А. Долбилов, Е.А. Родина. *Ferroelectrics* **374**, 1 (2008).
- [29] V.Ya. Shur, I.S. Baturin, M.S. Neboгатиков, S.A. Negashev, A.I. Lobov, E.A. Rodina. *Ferroelectrics* **374**, 78 (2008).
- [30] А.Ю. Кудзин, Т.В. Панченко, С.П. Юдин. *ФТТ* **16**, 2437 (1974).
- [31] V.Y. Shur, E.L. Romyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3636 (2000).
- [32] X.J. Lou. *J. Appl. Phys.* **105**, 024101 (2009).
- [33] V. Gopalan, T.E. Mitchell. *J. Appl. Phys.* **85**, 2304 (1999).
- [34] V. Gopalan, Q.X. Jia, T.E. Mitchell. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2482 (1999).
- [35] I.S. Baturin, M. Konev, A.R. Akhmatkhanov, A.I. Lobov, V.Ya. Shur. *Ferroelectrics* **374**, 136 (2008).
- [36] V.Y. Shur, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, V.L. Kozhevnikov, A.P. Chernykh, K. Terabe, K. Kitamura. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3146 (2001).
- [37] M.L. Muller, E. Soergel, K. Buse. *Opt. Lett.* **28**, 2515 (2003).