

06,08

## Полярные свойства сферолитовых тонких пленок цирконата-титаната свинца, полученных высокотемпературным отжигом из аморфной фазы

© А.Р. Валеева<sup>1</sup>, И.П. Пронин<sup>1</sup>, Е.Ю. Каптелов<sup>1</sup>, С.В. Сенкевич<sup>1</sup>, М.В. Старицын<sup>1,2</sup>,  
Д.А. Киселев<sup>3</sup>, С.А. Немов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> НИЦ „Курчатовский институт“ — ЦНИИ Конструкционных материалов „Прометей“ им. И.В. Горынина,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“,  
Москва, Россия

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Petrovich@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 13 ноября 2024 г.

Принята к публикации 14 ноября 2024 г.

Исследовано влияние микроструктуры (размера блоков и новых внутриблочных границ) сферолитовых тонких пленок цирконата-титаната свинца на величину внутреннего поля и самополяризации. Пленки, состав которых соответствовал области морфотропной фазовой границы, сформированы двухстадийным методом высокочастотного магнетронного распыления. Показано, что с ростом размера блоков изменяется величина радиально-латеральных растягивающих механических напряжений, приводящая к перераспределению отрицательного объемного заряда (электронов) в объеме тонкой пленки. Рассматривается возможный вклад в образование самополяризации объемного заряда кислородных вакансий, вызванного их направленной диффузией.

**Ключевые слова:** тонкие пленки цирконата-титаната свинца, сферолитовая микроструктура, латеральные механические напряжения, внутреннее поле, самополяризация, направленная диффузия кислородных вакансий.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59333.304

### 1. Введение

В последнее время возрастает интерес исследователей к кристаллическим структурам, синтез которых происходит в процессе высокотемпературного отжига ранее осажденных на холодную подложку тонких аморфных пленок. Это связано с расширяющимся использованием тонкопленочных материалов в разнообразных приложениях с целью миниатюризации, энергосбережения и быстрого действия приборов и устройств. В абсолютном своем большинстве кристаллизация аморфных пленок происходит путем зарождения островков, их последующего разрастания и слияния с образованием поликристаллической структуры.

Кристаллизация из аморфной фазы сопровождается изменением (как правило, увеличением) плотности пленок, что приводит к тому, что под действием радиальных механических напряжений разрастающийся островок принимает форму, близкую к плоскому цилиндру. Подобное образование сферолитового типа широко распространено при кристаллизации тонких пленок вне зависимости от их состава и симметрии кристаллической решетки [1–5]. Особенности таких сферолитовых

пленок является образование радиально-лучистой микроструктуры путем малоуглового некристаллического ветвления, сопровождающегося радиальным разворотом кристаллической решетки [1–9]. Как правило, угол разворота линейно увеличивается с увеличением радиуса сферолитового островка. Такие структуры часто относят к типу так называемых ротационных кристаллов [2,8].

Сферолитовая микроструктура часто наблюдается в тонких сегнетоэлектрических пленках, в том числе, в пленках цирконата-титаната свинца  $Pb(Zr,Ti)O_3$  (ЦТС), сформированных как физическими, так и химическими методами [5,8–13]. Интерес к этим составам обусловлен, в первую очередь, их нарастающим использованием в микроэлектромеханике [14–16]. Для эффективного использования в устройствах микроэлектромеханики важно, чтобы сформированные пленки обладали макроскопической поляризацией — униполярностью (или самополяризацией), сравнимой по величине со спонтанной (или остаточной) поляризацией. Отметим, что наличие самополяризации приводит к большей устойчивости полярного состояния [17–19]. Образование макроскопического полярного состояния в тонкой сегнетоэлектриче-

ской пленке в процессе ее приготовления обычно связывают с поляризующим действием объемного заряда, формирующегося вблизи границы раздела тонкой пленки и нижнего электрода, предварительно нанесенного на подложку. Обычно в тонких пленках ЦТС объемный заряд на нижнем интерфейсе формируется в результате конденсации электронов на глубоких ловушках. При этом важно, чтобы положительный заряд в виде положительно заряженных кислородных вакансий был локализован в верхней части пленки, что способствовало бы формированию макроскопической поляризации во всем объеме пленки.

Другим возможным механизмом образования самополяризации является изгибная деформация кристаллической решетки, приводящая к образованию внутреннего поля. До последнего времени остается популярной версия, согласно которой образование самополяризации обусловлено действием флексоэлектрического эффекта, связанного с взаимным смещением атомов разного типа в пределах элементарной ячейки при изгибном воздействии на тонкую пленку за счет различия в величинах температурного коэффициента линейного расширения тонкой пленки и подложки [20,21]. Однако расчеты свидетельствуют о том, что в реальных условиях его действие слишком слабое [22]. Это определяет необходимость поиска иных механизмов, способствующих переориентации сегнетоэлектрических диполей в направлении градиента механических напряжений.

К таким механизмам может быть отнесен эффект направленной (восходящей) диффузии кислородных вакансий, который принято называть эффектом Горского [23–25]. Так как в сферолитовых пленках ЦТС наблюдается достаточно сильный разворот кристаллической решетки и, соответственно, деформация кристаллической решетки, можно было ожидать, что эффект оказывает существенное влияние на диффузию кислородных вакансий в пленках ЦТС.

Целью настоящей работы являлась сравнительная оценка образования внутреннего поля и самополяризации за счет образования отрицательного объемного заряда на нижнем интерфейсе пленки, и за счет направленной диффузии кислородных вакансий в сферолитовых тонких пленках ЦТС, в которых деформация кристаллической решетки зависела от среднего размера сферолитовых блоков [5].

## 2. Объекты и методы исследования

Для изучения эффекта были выбраны тонкие пленки ЦТС состава  $PbZr_{0.54}Ti_{0.46}O_3$ , полученные двухстадийным методом ВЧ магнетронного распыления. На первом этапе аморфные пленки осаждались на подложки при низкой температуре, а на втором, для кристаллизации перовскитовой фазы, они подвергались высокотемпературному отжигу при  $580^\circ\text{C}$  в течение 1 часа с последующим медленным остыванием в печи.

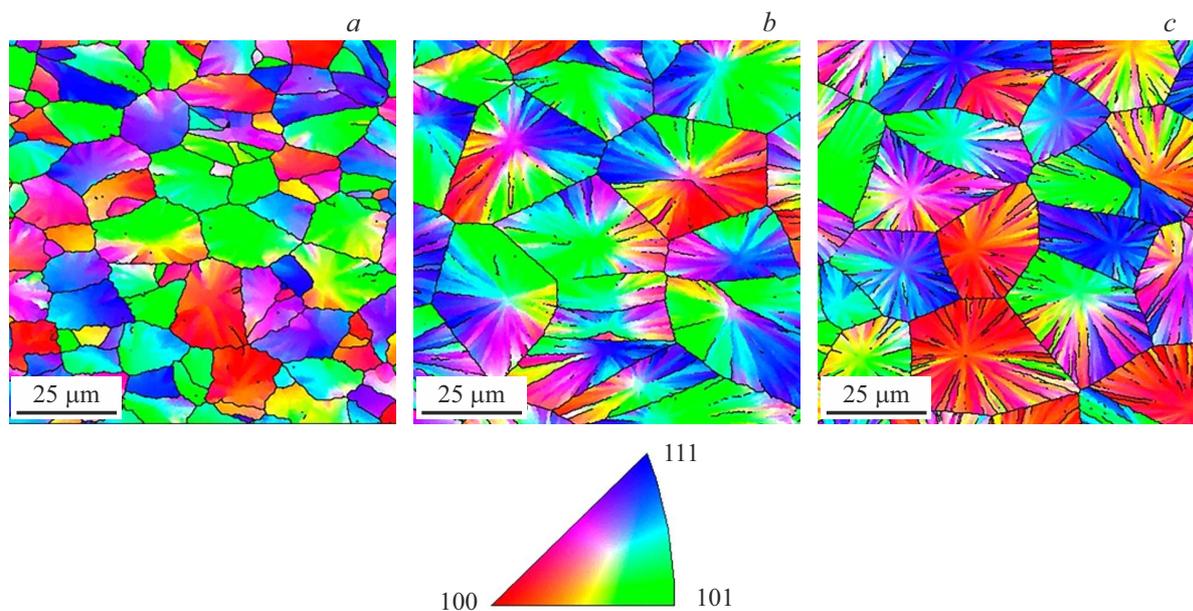
Увеличение размера сферолитовых блоков достигалось уменьшением расстояния от мишени до подложки ( $D$ ) в интервале 70–30 мм. При  $D = 30$  мм размер блоков достигал максимальных значений  $\sim 40\text{--}50\ \mu\text{m}$  [5]. Толщина пленок составляла 500 нм. Подложкой служила платинированная кремниевая пластина. Состав распыляемой керамической мишени ЦТС соответствовал области морфотропной фазовой границы, где диэлектрические и электромеханические параметры достигали максимальных значений [26].

Электронные изображения тонких пленок были получены с использованием растрового электронного микроскопа Lyra 3 (Tescan). Энергия зондирующего электронного пучка составляла 12 keV. Для изучения пьезоотклика использовался метод силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика MFP-3D SA (Asylum Research). Измерения проводились при приложении на кантилевер переменного напряжения величиной 5 В на частоте 50 kHz. Площадь сканируемой поверхности составляла  $40 \times 40\ \mu\text{m}$ . Для проведения электрофизических измерений на свободную поверхность пленок наносились контактные площадки размером  $\sim 100 \times 100\ \mu\text{m}$ . Для изучения диэлектрических свойств использовался автоматизированный комплекс на базе измерителя иммитанса E7-20. Петли диэлектрического гистерезиса изучались с помощью модифицированной схемы Сойера-Тауэра.

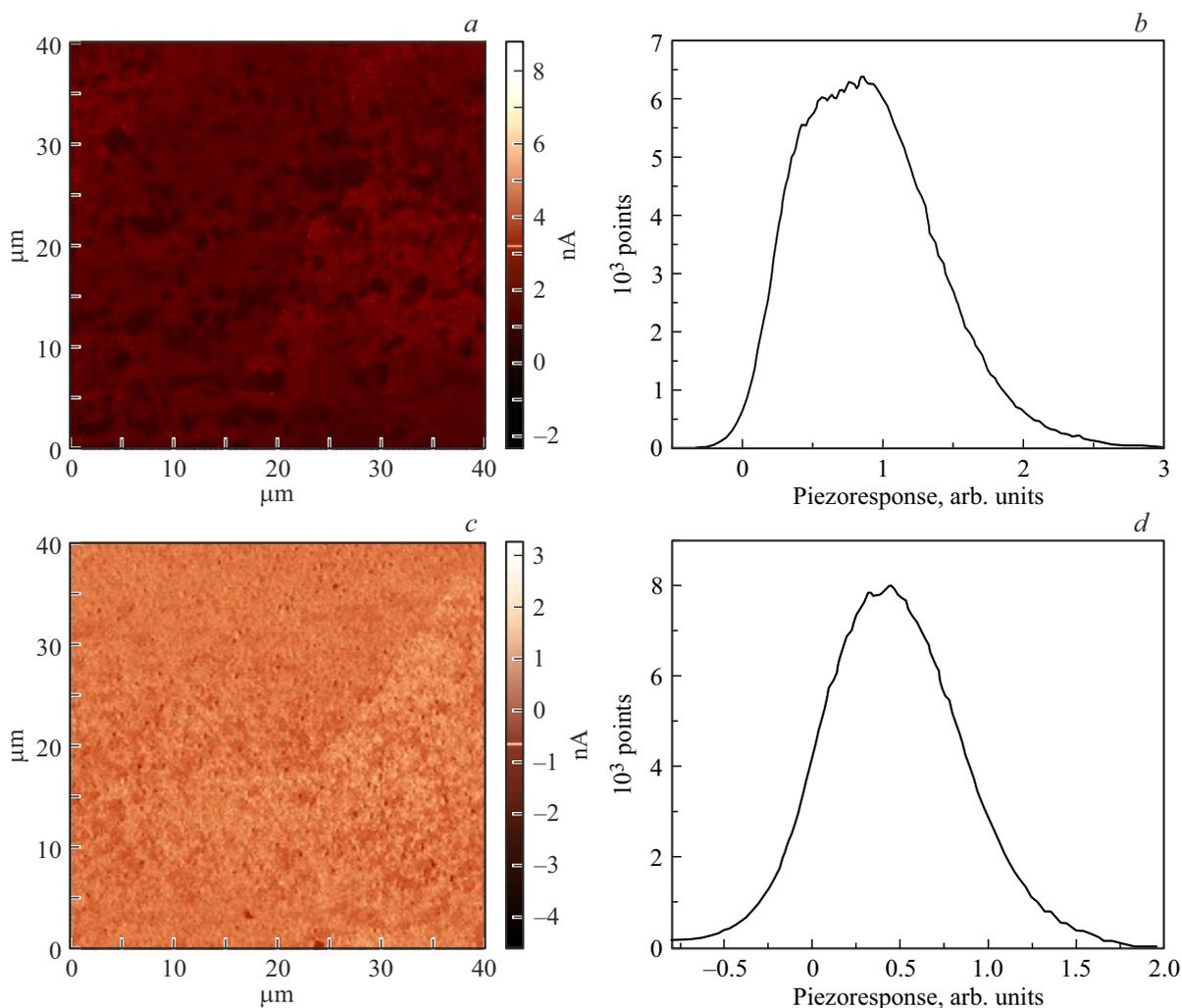
## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены карты дифракции отраженных электронов, полученные на пленках, осажденных при  $D = 60, 40$  и  $30$  мм ( $a\text{--}c$ , соответственно). Карты свидетельствуют об увеличении размера сферолитовых блоков при уменьшении расстояния мишень-подложка. Увеличение размера блоков, в свою очередь, приводит к увеличению скорости разворота кристаллической решетки — от  $0.4\text{--}0.5\ \text{deg}/\mu\text{m}$  при  $D = 70$  мм до  $\sim 1.4\text{--}1.5\ \text{deg}/\mu\text{m}$  при  $D = 40$  мм. Согласно данным работ [2,3] деформация кристаллической решетки возрастает пропорционально скорости разворота достигаемая величины  $\sim 1.5\%$  [5]. В свою очередь, максимальные механические напряжения оцениваются величиной  $\sim 580$  МПа, близкой к величине предела упругости в пленках ЦТС [27]. По-видимому, реально, величина этих напряжений несколько ниже, однако для более точного количественного определения требуется проведение довольно сложных и дорогостоящих исследований.

В пленках с максимальными размерами блоков (осажденных при  $D = 30$  мм) скорость разворота снижалась (таблица). Это связывается нами с появлением дополнительных незамкнутых большеугловых границ (рис. 1), по всей видимости, вызванных достижением предельных упругих механических напряжений. Эти границы представляют собой области нарушения кристаллической решетки с повышенной концентрацией дислокаций и



**Рис. 1.** Карты распределения кристаллографических осей, нормально ориентированных к плоскости пленки для тонких пленок, осажденных при расстоянии мишень–подложка 60 (a), 40 (b) и 30 mm (c).



**Рис. 2.** Карта нормальной составляющей пьезоэлектрического отклика (a, c) и ее распределение по площади сканирования (b, d) тонких пленок ЦТС осажденных при расстоянии мишень–подложка 40 (a, b) и 60 mm (c, d).

Изменение размера сферолитовых блоков, скорости разворота кристаллической решетки и латеральной поляризации в пленках ЦТС в зависимости от расстояния мишень–подложка

Расстояние мишень–подложка, mm	Средняя площадь сферолитовых блоков, $\mu\text{m}^2$	Скорость разворота решетки, $\text{deg}/\mu\text{m}$	Латеральная составляющая поляризации, arb. units
30	770	0.80	16
40	590	1.40	23
50	430	1.05	22
60	215	0.50	6.1
70	220	0.50	5.3

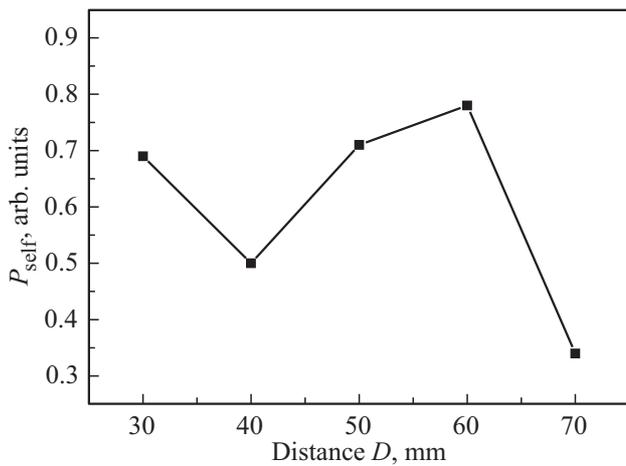


Рис. 3. Самополяризация ( $P_{\text{self}}$ ) тонких пленок ЦТС осажденных при различном расстоянии мишень–подложка.

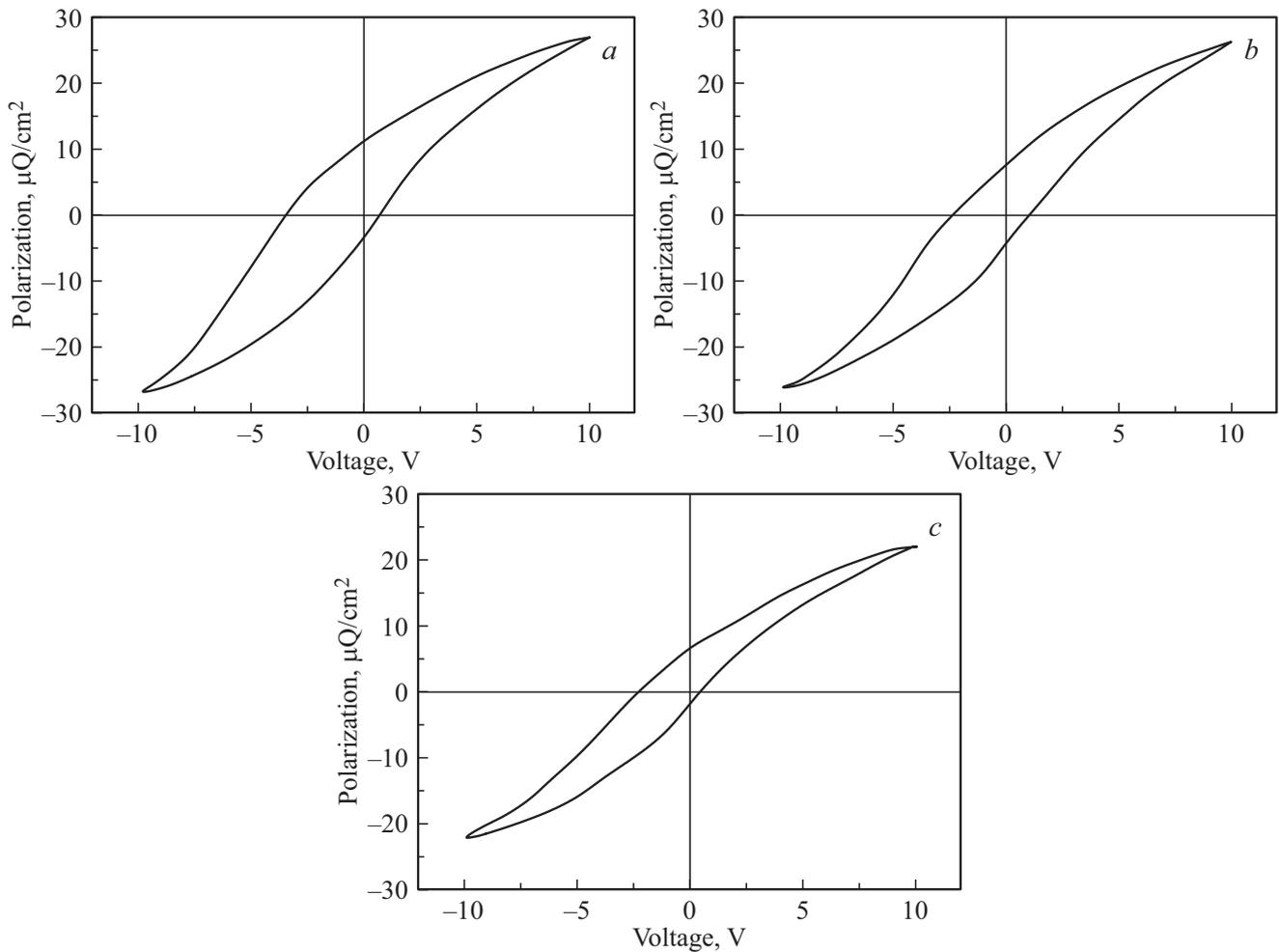
пор, что приводит к частичной релаксации латеральных механических напряжений. Кратное увеличение латеральной составляющей сегнетоэлектрической поляризации (таблица) [5,9] также свидетельствует в пользу роста растягивающих механических напряжений с увеличением размеров блоков, что способствует переориентации поляризации в направлениях, максимально близких к плоскости пленки (подложки).

На рис. 2 представлены изображения нормальной составляющей пьезоотклика, изменение цветовой гаммы которых отражают изменение величины самополяризации ( $P_{\text{self}}$ ) пленок, и гистограммы распределения  $P_{\text{self}}$  по площади сканирования исследуемых образцов. Величина сдвига гистограммы по оси абсцисс относительно начала координат пропорциональна величине  $P_{\text{self}}$ . Рис. 3 отражает изменение величины  $P_{\text{self}}$  с ростом  $D$ . Видно, что зависимость  $P_{\text{self}}(D)$  проходит через минимум при  $D = 40$  mm, который соответствует максимальной величине латеральной поляризации и максимальным значениям растягивающих механических напряжений.

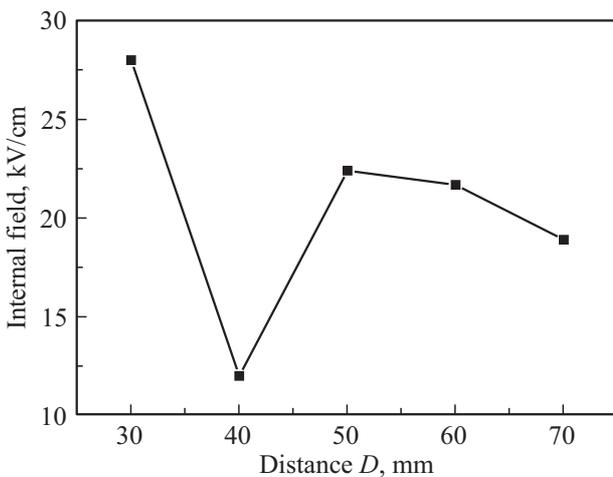
Результаты исследования диэлектрических свойств пленок представлены на рис. 4 и 5. Рис. 4 отражает форму петель диэлектрического гистерезиса ( $P-V$ ), измеренных в электрическом поле амплитудой 200 kV/cm на частоте 1 kHz. На их основе построена зависимость

величины внутреннего поля ( $E_{\text{int}}$ ), определяемой смещением петли вдоль оси абсцисс, от расстояния мишень–подложка (рис. 5). Из рис. 5 видно, что  $E_{\text{int}}$  резко уменьшается в пленке, осажденной при  $D = 40$  mm: на графике эта величина  $E_{\text{int}} = 10$  kV/cm почти в два раза меньше, чем в соседних точках. При этом максимальное значение  $E_{\text{int}} \sim 30$  kV/cm наблюдалось в пленках, отличающихся высокой концентрацией незамкнутых большеугловых границ (при  $D = 30$  mm). Согласно данным работ [18,19] величина внутреннего поля в тонких пленках ЦТС определяется величиной отрицательного объемного заряда (электронов), локализованного на нижнем интерфейсе сегнетоэлектрической пленки при отсутствии верхнего электрода, а сам заряд определяется концентрацией заряженных кислородных вакансий. Величина же самополяризации  $P_{\text{self}}$  является результатом переориентации сегнетоэлектрических диполей под действием поля объемного заряда и зависит от распределения поля по толщине пленки, и, значит, от распределения заряженных кислородных вакансий.

Как показано в работах [5,9], увеличение растягивающих латеральных (двухосных) механических напряжений приводит к резкому увеличению сигнала второй оптической гармоники и, значит, латеральной проекции поляризации с максимальными значениями в пленках, осажденных при  $D = 40$  mm (см. таблицу). Другим следствием является возникновение латерально-радиальной самополяризации, вектор которой направлен от центра сферолитового островка (или блока) к периферии. Направление ее вектора определяется отрицательным зарядом, создаваемым электронами, локализованными на глубоких ловушках границы перовскитового островка, и радиальной ориентацией сегнетоэлектрических диполей с привязанными к ним кислородными вакансиями, равномерно распределенными в объеме пленки (рис. 6, a). Появление объемного заряда на периферии островков (или блоков) означает перераспределение отрицательного заряда, что приводит к уменьшению объемного заряда на нижнем интерфейсе пленки, и, как следствие, к уменьшению величины внутреннего поля  $E_{\text{int}}$  (рис. 5) и нормально ориентированной поляризации ( $P_{\text{self}}$ ) (рис. 3). Образование многочисленных большеугловых границ в пленках, осажденных при  $D = 30$  mm, означает не



**Рис. 4.** Петли диэлектрического гистерезиса, тонких пленок ЦТС, осажденных при расстоянии мишень–подложка 30 (a), 40 (b) и 70 мм (c). Частота — 1 kHz.



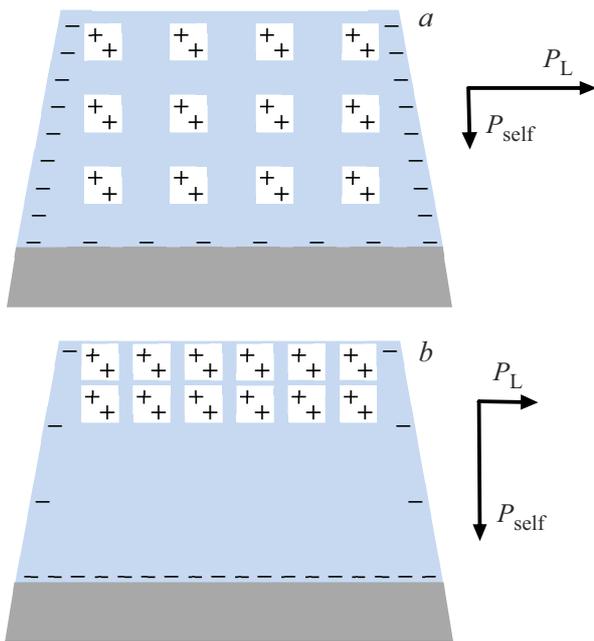
**Рис. 5.** Изменение величины внутреннего поля ( $E_{\text{int}}$ ), определенной по петлям диэлектрического гистерезиса, для тонких пленок ЦТС осажденных при разном расстоянии мишень–подложка.

только частичную релаксацию (т.е. уменьшение) латеральных механических напряжений, но и образование проводящих каналов, облегчающих дополнительную зарядку нижнего интерфейса, и приводящих к увеличению как  $E_{\text{int}}$ , так и  $P_{\text{self}}$  (рис. 6, b).

При развороте кристаллической решетки с градиентом механических напряжений, направленным к подложке, рис. 6, снижение радиально-латеральных механических напряжений должно приводить к перераспределению кислородных вакансий в верхнюю часть пленки. Для оценки потока кислородных вакансий ( $I_v$ ) под действием градиента упругих напряжений воспользуемся формулой [28]:

$$I_v = N_v(D_v/kT)(\partial\sigma/\partial x)\omega_v, \quad (1)$$

где  $N_v$  — концентрация кислородных вакансий,  $D_v$  — коэффициент диффузии кислородных вакансий,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $\sigma$  — механические напряжения,  $\omega_v$  — объем, занимаемый кислородной вакансией. Согласно данным работы [29], коэффициент



**Рис. 6.** Схематическое изображение распределения объемного заряда и направления векторов нормально ориентированной самополяризации и латеральной самополяризации.

диффузии в тонких пленках ЦТС при комнатной температуре характеризуется величиной  $D_v \sim 5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ;  $N_v \sim 10^{26} \text{ m}^{-3}$  [30],  $\sigma \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$ ,  $\omega_v \sim 8 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$ . Отсюда следует, что поток кислородных вакансий, возникающий под действием упругих напряжений в пленке толщиной 500 nm при комнатной температуре оценивается как  $I_v \sim 10^{13} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Однако, для более точной оценки скорости диффузии следует учитывать по меньшей мере два фактора. Один из них связан с тем, что сферолитовая структура отличается высокой концентрацией дислокаций (по нашей оценке  $\sim 10^{17} \text{ m}^{-2}$ ), за счет которой поток кислородных вакансий может увеличиваться на  $\sim 4-5$  порядков. Другой фактор относится к экспоненциальному росту коэффициента диффузии с температурой, что может привести к его увеличению при температуре отжига на 3–4 порядка [30]. В этой связи, с учетом этих факторов, величина потока вакансий может оценочно возрасти на 7–9 порядков и составить  $\sim 10^{20}-10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Это означает, что в процессе кристаллизации фазы перовскита (за время  $\sim 10^4 \text{ s}$ ) большая (или значительная) часть заряженных кислородных вакансий может переместиться в верхнюю часть тонкой пленки (рис. 6, b). В этом случае образование внутреннего поля за счет объемного заряда кислородных вакансий может являться альтернативным механизмом формирования самополяризации. Однако для проверки этой версии требуется проведение дополнительных исследований.

## 4. Выводы

Эксперименты показали, что увеличение размера сферолитовых блоков и появление новых внутриблочных границ в тонких сегнетоэлектрических пленках ЦТС приводит к изменению латеральных механических напряжений и, как следствие, к изменению условий формирования объемного заряда и существенному изменению величин внутреннего поля и самополяризации. Объяснение наблюдаемых эффектов основано на сложившихся представлениях о природе образования внутреннего поля и самополяризации, связанной с формированием отрицательного объемного заряда. Тем не менее, наблюдаемые эффекты в тонких пленках ЦТС, вызванные деформацией кристаллической решетки под действием латеральных механических напряжений, свидетельствуют о том, что необходимо учитывать вклад в образование самополяризации направленной диффузии кислородных вакансий на стадии кристаллизации фазы перовскита.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-22-00631.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A.G. Shtukenberg, Yu.O. Punin, E. Gunn, B. Kahr. *Chem. Rev.* **112**, 3, 1805 (2012).
- [2] V.Yu. Kolosov, A.R. Thölén. *Acta Mater.* **48**, 1829 (2000).
- [3] E.J. Musterman, V. Dierolf, H. Jain. *Int. J. Appl. Glass Sci.* **13**, 3, 402 (2022).
- [4] B. Da, L. Cheng, X. Liu, K. Shigeto, K. Tsukagoshi, T. Nabatame, Z. Ding, Y. Sun, J. Hu, J. Liu, D. Tang, H. Zhang, Z. Gao, H. Guo, H. Yoshikawa, S. Tanuma. *Sci. Technol. Adv. Mater. Meth.* **3**, 1, 2230870 (2023).
- [5] М.В. Старицын, В.П. Пронин, И.И. Хинич, С.В. Сенкевич, Е.Ю. Каптелов, И.П. Пронин, А.С. Елшин, Е.Д. Мишина. *ФТТ* **65**, 8, 1368 (2023).  
M.V. Staritsyn, V.P. Pronin, I.I. Khinich, S.V. Senkevich, E.Yu. Kaptelov, I.P. Pronin, A.S. Elshin, E.D. Mishina. *Phys. Solid State* **65**, 8, 1312 (2023).
- [6] N.R. Lutjes, S. Zhou, J. Antoja-Lleonart, B. Noheda, V. Ocelík. *Sci. Rep.* **11**, 14888 (2021).
- [7] B.J. Kooi, J.Th.M. De Hosson. *J. Appl. Phys.* **95**, 4714 (2004).
- [8] О.М. Жигалина, Д.Н. Хмеленин, Ю.А. Валиева, В.Ю. Колосов, А.О. Бокуняева, Г.Б. Кузнецов, К.А. Воротилов, А.С. Сигов. *Кристаллография* **63**, 4, 620 (2018).  
O.M. Zhigalina, D.N. Khmelenin, Y.A. Valieva, V.Yu. Kolosov, K.A. Kuznetsov, A.O. Bokunyaeva, K.A. Vorotilov, A.S. Sigov. *Crystallography Reports* **63**, 4, 646 (2018).
- [9] А.С. Елшин, И.П. Пронин, С.В. Сенкевич, Е.Д. Мишина. *Письма в ЖТФ* **46**, 8, 32 (2020).  
A.S. Elshin, I.P. Pronin, S.V. Senkevich, E.D. Mishina. *Tech. Phys. Lett.* **46**, 4, 385 (2020).

- [10] G.A.C.M. Spierings, V.J.B.A. an Zon, P.K. Larsen, M. Klee. *Integr. Ferroelectr.* **3**, 3, 283 (1993).
- [11] S.-Y. Chen, I.-W. Chen. *J. Am. Ceram. Soc.* **81**, 1, 97 (1998).
- [12] E.M. Alkoy, S. Alkoy, T. Shiosaki. *Ceram. Int.* **33**, 8, 1455 (2007).
- [13] I. Bretos, E. Rodrigez-Castellon, M. Tomczyk, R. Jimenez, P.M. Vilarinho, M.L. Calzada. *Sci. Rep.* **6**, 20143 (2016).
- [14] P. Murali, R.G. Polcawich, S. Trolier-McKinstry. *MRS Bulletin* **34**, 9, 658 (2009).
- [15] Y. Ma, J. Song, X. Wang, Y. Liu, J. Zhou. *Coatings* **11**, 8, 944 (2021).
- [16] L. Song, S. Glinsek, E. Defay. *Appl. Phys. Rev.* **8**, 041315 (2021).
- [17] A.L. Kholkin, K.G. Brooks, D.V. Taylor, S. Hiboux, N. Setter. *Integr. Ferroelectr.* **22**, 525 (1998).
- [18] V.P. Afanasjev, A.A. Petrov, I.P. Pronin, E.A. Tarakanov, A.V. Pankrashkin, E.Yu. Kaptelov, J. Graul. *J. Phys. Condens. Matter* **13**, 8755 (2001).
- [19] N. Balke, I. Bdikin, S.V. Kalinin, A.L. Kholkin. *J. Am. Ceram. Soc.* **92**, 8, 1629 (2009).
- [20] E. Sviridov, I. Sem, V. Alyoshin, S. Biryukov, V. Dudkevich. *MRS Online Proc. Lib.* **361**, 141 (1994).
- [21] Л.А. Делимова, Н.В. Зайцева, В.В. Ратников, В.С. Юферев, Д.С. Серегин, К.А. Воротилов, А.С. Сигов. *ФТТ* **63**, 8, 1076 (2021).  
L.A. Delimova, N.V. Zaitseva, V.V. Ratnikov, V.S. Yuferev, D.S. Seregin, K.A. Vorotilov, A.S. Sigov. *Phys. Solid State* **63**, 8, 1145 (2021).
- [22] A. Gruverman, B.J. Rodriguez, A.I. Kingon, R.J. Nemanich, A.K. Tagantsev, J.S. Cross, M. Tsukada. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 728 (2003).
- [23] W.S. Gorsky. *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 457 (1935).
- [24] А.М. Косевич. *УФН* **114**, 3, 509 (1974).
- [25] I.P. Pronin, S.A. Kukushkin, V.V. Spirin, S.V. Senkevich, E.Yu. Kaptelov, D.M. Dolgintsev, V.P. Pronin, D.A. Kiselev, O.N. Sergeeva. *Mater. Phys. Mech.* **30**, 1, 20 (2017).
- [26] Б. Яффе, У. Кук, Г. Яффе. *Пьезоэлектрическая керамика*. Мир, М. (1974). 288 с.
- [27] D.E. Cox, B. Noheda, G. Shirane. *Phys. Rev. B* **71**, 134110 (2005).
- [28] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. *Письма в ЖТФ* **43**, 13, 81 (2017).
- [29] G. Holzlechner, D. Kastner, C. Slouka, H. Hutter, J. Fleig. *Solid State Ion.* **262**, 625 (2014).
- [30] B. Akkopru-Akgun, D.M. Marincel, K. Tsuji, T.J.M. Bayer, C.A. Randall, M.T. Lanagan, S. Trolier-McKinstry. *J. Am. Ceram. Soc.* **104**, 10, 5270 (2021).

Редактор А.Н. Смирнов