

# Влияние малоугловых границ на диэлектрические свойства эпитаксиальных пленок $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$

© Б.М. Гольцман, Ю.А. Бойков, В.А. Данилов

Физико-технический институт Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 3 октября 2000 г.)

Исследовано влияние малоугловых границ на диэлектрические свойства эпитаксиальных пленок  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  путем сравнения пленок, отличающихся по величине кристаллических блоков. Установлено, что при уменьшении размеров блоков значительно снижается диэлектрическая проницаемость, максимум ее температурной зависимости смещается в сторону низких температур и ослабляется чувствительность диэлектрической проницаемости к электрическому полю смещения. Кроме того, установлено, что максимум температурной зависимости диэлектрической проницаемости смещается в сторону низких температур при увеличении измерительного напряжения до значений, превышающих коэрцитивное напряжение. Отмечено значительное сужение петли гистерезиса при уменьшении частоты управляющего поля. Проведен анализ причин наблюдаемых закономерностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-18022) и программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект № 97-2017).

Эпитаксиальные пленки твердых растворов  $(Ba,Sr)TiO_3$  перспективны для применения в ячейках памяти, управляемых линиях задержки, пироприемниках и т.д. Монокристаллические блоки, из которых состоит эпитаксиальная пленка, как правило, четко ориентированы как азимутально, так и относительно нормали к плоскости подложки и разделены малоугловыми границами. Азимутальная разориентация блоков в значительной степени определяется рассогласованием в параметрах решеток пленки и подложки. Как известно [1], в диэлектриках со структурой перовскита, в частности в  $SrTiO_3$ , в областях, прилегающих к большеугловым границам, происходит нарушение стехиометрии по кислороду, что должно существенно сказываться на диэлектрических параметрах. В отличие от поликристаллических тонких слоев эпитаксиальные пленки свободны от межкристаллитных большеугловых границ, а влияние малоугловых границ на диэлектрические свойства эпитаксиальных пленок практически не исследовано. Между тем, несмотря на относительно малую плотность дислокаций в малоугловых границах, связанную с незначительной разориентацией блоков, это влияние может быть существенным, так как в области границ могут концентрироваться дефекты и примеси, оттесняемые при росте пленки в результате разрастания кристаллических зародышей и скопления примесей в углублениях на поверхности пленки, разделяющих блоки (см. далее). В настоящей работе исследовано влияние малоугловых границ в эпитаксиальных пленках твердого раствора  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  (BSTO) на их диэлектрические свойства путем сравнения свойств пленок с различной величиной кристаллических блоков. Исследованный состав перспективен для использования в чувствительных элементах неохлаждаемых пироприемников ИК излучения, поскольку температура сегнетоэлектри-

ческого фазового перехода, при которой пироэффект максимален, лежит в данном случае при температуре, близкой к комнатной.

## 1. Эксперимент

Были приготовлены гетероструктуры, содержащие подложку из  $(100)LaAlO_3$  (LAO), пленочные верхний и нижний электроды из проводящего оксида  $SrRuO_3$  (SRO) и пленку BSTO. Гетероструктуры были получены методом лазерного испарения с использованием эксимерного лазера (рабочая смесь — KrF) с длиной волны излучения 248 nm и длительностью импульсов 30 ns. Распыление исходных керамических мишеней SRO и BSTO проводилось в атмосфере кислорода при давлении  $P_0 = 0.4$  mbar. Температура подложки  $T_s$  при формировании электродов из SRO равнялась  $750^\circ C$ . Пленки BSTO были выращены при двух различных  $T_s$ :  $750$  и  $800^\circ C$ . Сформированные гетероструктуры SRO/BSTO/SRO охлаждались со скоростью  $5^\circ$  в минуту при давлении кислорода  $P_0 = 1$  atm. Чтобы снизить влияние приэлектродных эффектов на измеряемые параметры плоскопараллельных конденсаторных структур SRO/BSTO/SRO, пленки сегнетоэлектрика имели относительно большую толщину (700 nm).

Структура выращенных трехслойных систем исследовалась с использованием рентгеновских методов (излучение  $CuK_\alpha$ ,  $\omega/2\theta$ - и  $\phi$ -сканы, кривые качания). Для получения изображений свободной поверхности пленок BSTO использовался микроскоп атомных сил.

Электроды площадью  $200 \times 200 \mu m$  в верхнем слое SRO были сформированы с использованием фотолитографии и ионного травления.

Емкость  $C$  и  $tg \delta$  ( $\delta$  — угол потерь) сформированных плоскопараллельных конденсаторных структур SRO/BSTO/SRO определялись с использованием прибора HP 4263A meter и моста E7–8.

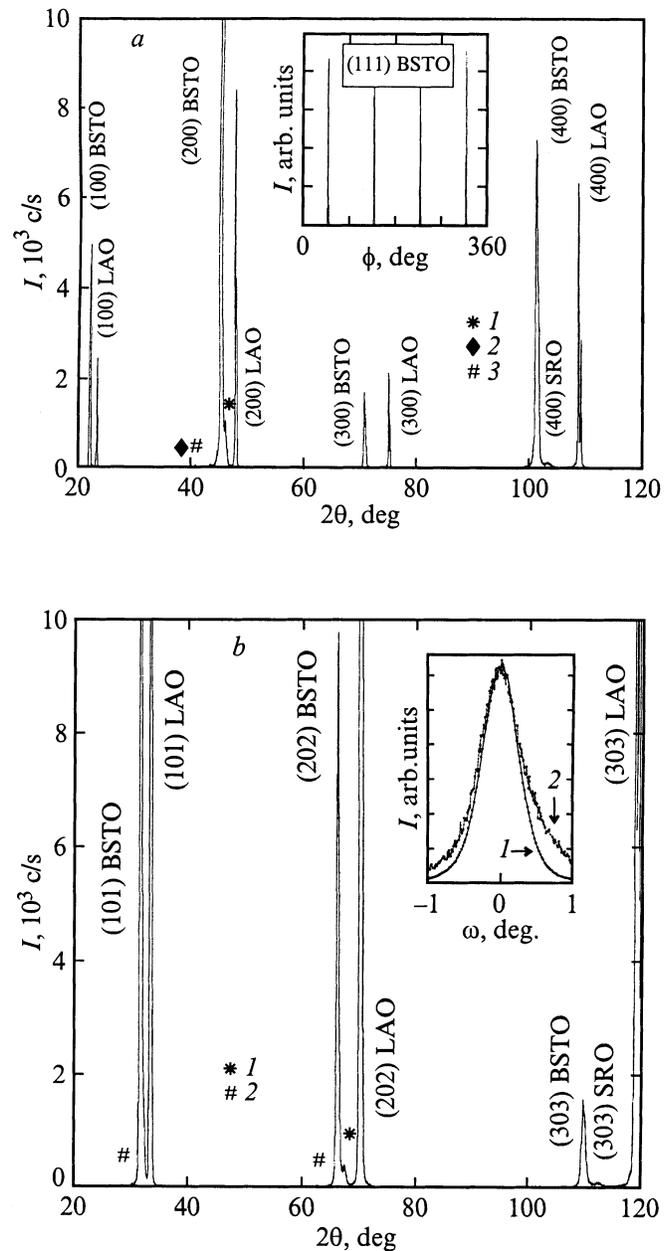
## 2. Экспериментальные результаты

Для выращенных гетероструктур SRO/BSTO/SRO/LAO на рентгеновских  $\omega/2\theta$  дифрактограммах, полученных в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки были перпендикулярны плоскости подложки, присутствовали только  $(n00)$  пики от слоев сегнетоэлектрика, электродов и подложки (рис. 1, *a*). Когда падающий и отраженный рентгеновские пучки были направлены под углом  $45^\circ$  к подложке, на рентгенограммах присутствовали только  $(n0n)$  пики от слоев сегнетоэлектрика, пленки и подложки (рис. 1, *b*). На  $\phi$ -скане для рентгеновского рефлекса  $(111)$ BSTO имеются четыре (через каждые  $90^\circ$ ) пика (вставка на рис. 1, *a*), таким образом, в пленке отсутствуют зерна с  $45^\circ$  азимутальной разориентацией. Следовательно, независимо от температуры  $T_s$  пленки BSTO и SRO были выращены эпитаксиально со следующими ориентационными соотношениями для слоев, составляющих полученные гетероструктуры:  $(100)[101]SRO \parallel (100)[101]BSTO \parallel (100)[101]SRO \parallel (100)[101]LAO$ .

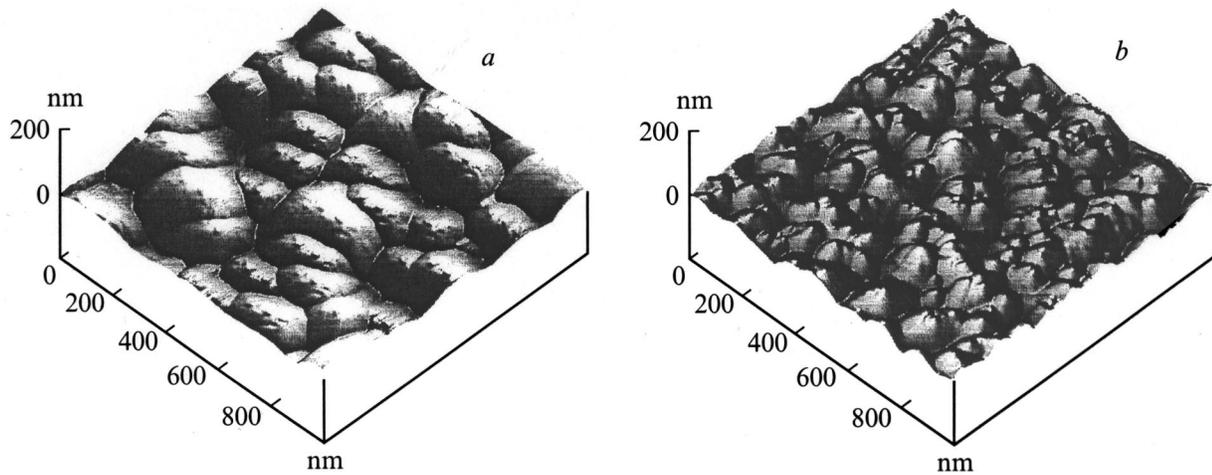
Полуширина пика (FWHM) на рентгеновском  $\phi$ -скане для  $(111)$  рефлекса от пленок BSTO находилась в пределах  $0.6\text{--}0.8^\circ$  независимо от величины  $T_s$ . FWHM пика на рентгеновском  $\phi$ -скане для  $(111)$  рефлекса от подложки LAO равнялась  $0.23^\circ$ . Одной из основных причин уширения в 2–3 раза пиков на рентгеновском  $\phi$ -скане для эпитаксиальной пленки BSTO по сравнению с данными для монокристаллической подложки является азимутальная разориентация монокристаллических блоков, из которых она состоит. Таким образом, с учетом инструментальной ошибки азимутальная относительная разориентация монокристаллических блоков в пленках  $(100)$ BSTO, выращенных на  $(100)SRO \parallel (100)LAO$ , могла достигать  $0.4\text{--}0.6^\circ$ .

Полуширина кривой качания для рентгеновского рефлекса  $(200)$ BSTO пленок, выращенных при  $T_s$ , равных  $800$  и  $750^\circ\text{C}$ , составляла соответственно  $0.29$  и  $0.35^\circ$ . Величина FWHM кривой качания для рентгеновского пика  $(200)$  от подложки равнялась  $0.11^\circ$ . Таким образом, с учетом инструментальной ошибки FWHM кривых качания для пленок, полученных при  $800$  и  $750^\circ\text{C}$ , составляли  $0.18$  и  $0.24^\circ$ . Эти значения свидетельствуют о высоком совершенстве структуры пленок (для сравнения соответствующее значение для эпитаксиальных пленок BSTO в работе [2] равно  $1.1^\circ$ ).

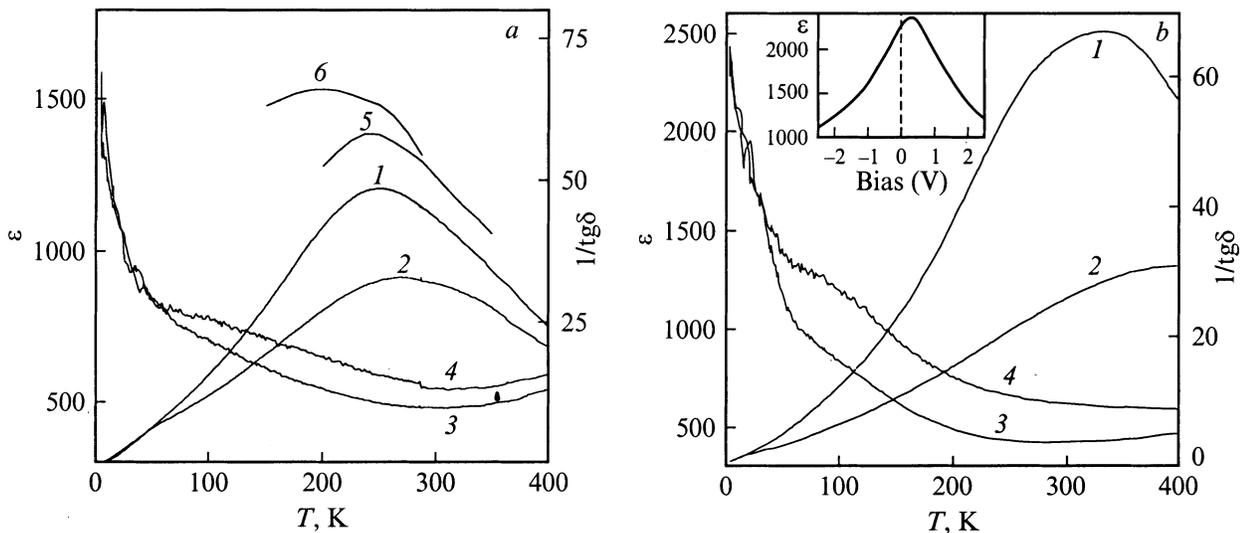
Из полученных рентгеновских данных были определены параметры кристаллической решетки для выращенных пленок BSTO. Параметры кристаллической решетки для пленки BSTO в гетероструктуре  $(100)SRO \parallel (100)BSTO \parallel (100)SRO$  ( $T_s = 800^\circ\text{C}$ ), измеренные в плоскости подложки и вдоль нормали к ее поверхности, равнялись  $3.994$  и  $3.981 \text{ \AA}$  соответственно, те же параметры пленки, выращенной при  $T_s = 750^\circ\text{C}$ , равнялись соответственно  $3.993$  и  $3.983 \text{ \AA}$ . Из этих данных следует, что выращенные пленки BSTO были пре-



**Рис. 1.** *a* — рентгеновская дифрактограмма  $\omega/2\theta$ , снятая с использованием излучения  $CuK_{\alpha}$ , для гетероструктуры  $(150 \text{ nm})SRO/(700 \text{ nm})BSTO/(150 \text{ nm})SRO/LAO$  ( $T_s = 750^\circ\text{C}$ ), полученная в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, ортогональной плоскости  $(100)LAO$ . 1 —  $(200)SRO$  рефлекс, 2, 3 —  $CuK_{\beta}$  рефлексы от сегнетоэлектрической пленки и подложки. На вставке показан рентгеновский  $\phi$ -скан для  $(111)BSTO$  рефлекса от той же гетероструктуры. *b* — рентгеновская дифрактограмма ( $CuK_{\alpha}$ ,  $\omega/2\theta$ ) для той же гетероструктуры, полученная в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, ортогональной  $(101)LAO$ . 1 —  $(202)SRO$  рефлекс, 2 —  $CuK_{\beta}$  рефлексы от подложки. На вставке показаны кривые качания для рентгеновского рефлекса  $(200)BSTO$  от гетероструктур  $(150 \text{ nm})SRO/(700 \text{ nm})BSTO/(150 \text{ nm})SRO/LAO$ , выращенных при  $T_s = 800$  (1) и  $759^\circ\text{C}$  (2).



**Рис. 2.** Изображения свободной поверхности пленок (700 nm)BSTO, выращенных на (100)SRO || (100)LAO при  $T_s = 800$  (a) и  $750^\circ\text{C}$  (b). Снимки получены с использованием микроскопа атомных сил. Границы монокристаллических блоков в сегнетоэлектрической пленке декорированы углублениями.



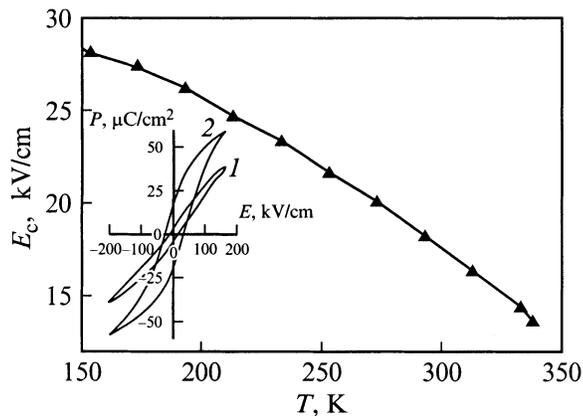
**Рис. 3.** a — температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  (1, 2, 5, 6) и  $1/\text{tg}\delta$  (3, 4) для мелкоблочной пленки BSTO. 1, 3, 5, 6 — измерены при напряжении смещения  $U_b = 0$ , 2, 4 —  $2.5\text{ V}$ , 1–4 — измерены при амплитуде измерительного сигнала  $U_m = 0.05\text{ V}$  и частоте  $f = 100\text{ kHz}$ , 5 —  $U_m = 0.7\text{ V}$  и  $f = 1\text{ kHz}$ , 6 —  $U_m = 4.3\text{ V}$  и  $f = 1\text{ kHz}$ . b — температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  (1, 2) и  $1/\text{tg}\delta$  (3, 4) для крупноблочной пленки BSTO. 1, 3 — измерены при напряжении смещения  $U_b = 0$ , 2, 4 —  $2.5\text{ V}$ ,  $f = 100\text{ kHz}$ . На вставке показана зависимость  $\varepsilon(U_b)$  при  $T = 300\text{ K}$ .

имущественно  $a$  ориентированными (ось  $c$  параллельна плоскости подложки).

В плоскости подложки монокристаллические блоки в пленке BSTO, выращенной при  $T_s = 800^\circ\text{C}$  (в дальнейшем — крупноблочные пленки), имели размеры  $150\text{--}200\text{ nm}$  и уменьшались в 3–5 раз при  $T_s = 750^\circ\text{C}$  (мелкоблочные пленки) (рис. 2, a, b). Границы блоков обладают избыточной свободной энергией, что обуславливает появление на свободной поверхности пленки BSTO характерных углублений. Согласно полученным ранее данным [3], для пленок BSTO, выращенных в ана-

логичных условиях, исследуемые пленки имеют столбчатую структуру.

Температурные зависимости  $\varepsilon(T)$  и  $\text{tg}\delta(T)$  ( $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость) были получены при измерительном напряжении  $U_m$  с частотой  $100\text{ kHz}$  и амплитудой  $0.05\text{ V}$ , значительно меньшем, чем амплитуда коэрцитивного напряжения, и при напряжениях смещения  $U_b$ , равных нулю и  $+2.5\text{ V}$  (полярность на верхнем электроде). Были также определены температурные зависимости  $\varepsilon$  при измерительных напряжениях  $0.7$  и  $4.3\text{ V}$  при частоте  $1\text{ kHz}$ .



**Рис. 4.** Температурная зависимость коэрцитивного поля для мелкоблочной пленки BSTO. На вставке показана зависимость поляризации от электрического поля для мелкоблочной пленки. Петли гистерезиса измерены при температуре 345 (1) и 150 К (2).

Зависимости  $\varepsilon(T)$  и  $\text{tg } \delta(T)$  представлены на рис. 3, *a, b*. На кривых  $\varepsilon(T)$  и  $\text{tg } \delta(T)$  наблюдаются размытые максимумы, соответствующие переходу пара- сегнетофаза. Для всех зависимостей  $\varepsilon(T)$  при нулевом напряжении смещения температуры максимумов ( $T_{\text{max}}$ ) расположены ниже температуры Кюри для объемного твердого раствора  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ , равной  $\approx 340$  К [4]. При этом температура  $T_{\text{max}}$  мелкоблочных пленок существенно ниже, чем температура крупноблочных (соответственно 260 и 325 К). Температуры  $T_{\text{max}}$  мелкоблочных пленок, определенные при малосигнальных измерениях на частотах 1 и 100 kHz, приблизительно одинаковые, в то время как при повышении  $U_m$  до значения 4.3 В, превышающего коэрцитивное напряжение, наблюдается значительное понижение  $T_{\text{max}}$  до величины 200 К. Во всем исследованном интервале температур наблюдается понижение величины  $\varepsilon$  при уменьшении размеров блоков. При уменьшении частоты и увеличении амплитуды измерительного напряжения до величины, превышающей амплитуду коэрцитивного напряжения, величина  $\varepsilon$  растет.

Исследование петель гистерезиса при разных температурах показало, что при варьировании температуры от значений ниже температуры  $T_{\text{max}}$  до значений, значительно превышающих  $T_{\text{max}}$ , петли монотонно сужаются, но сохраняются и при перегреве на 100 К относительно  $T_{\text{max}}$  (вставка на рис. 4). Соответствующая температурная зависимость коэрцитивной напряженности поля  $E_c$  приведена на рис. 4. Наблюдалось значительное (в 2 раза) сужение петли гистерезиса при понижении частоты управляющего поля от 1 kHz до 120 Hz.

Было установлено, что при  $T_{\text{max}}$  и более высоких температурах кривые  $\varepsilon(U_b)$  симметричны, максимумы кривых смещены на +0.3– +0.5 В относительно значения  $U_b = 0$  (вставка на рис. 3, *b*), а гистерезисные эффекты при увеличении и уменьшении напряжения смещения

незначительные. Поэтому для сравнения чувствительности к напряжению смещения крупно- и мелкоблочных пленок определялись полученные из кривых рис. 3, *a, b* значения отношений  $\Delta\varepsilon/\varepsilon(0)$ , где  $\Delta\varepsilon$  — снижение величины  $\varepsilon$  при увеличении  $U_b$  от 0 до 2.5 В (напряженность смещающего поля 36 kV/cm),  $\varepsilon(0)$  — величина при  $U_b = 0$ . Сопоставлялись значения  $\Delta\varepsilon/\varepsilon(0)$  при температурах  $T_{\text{max}}$  и температурах, превышающих  $T_{\text{max}}$  на 75 К. Для крупноблочных пленок при температуре  $T_{\text{max}}$  эта величина составляла  $\Delta\varepsilon/\varepsilon(0) = 0.52$ , при  $T = T_{\text{max}} + 75$  К —  $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0.32$ . Для мелкоблочных пленок были получены значения  $\Delta\varepsilon/\varepsilon(0)$ , равные соответственно 0.26 и 0.17. Таким образом, как при температуре  $T_{\text{max}}$ , так и при более высокой температуре чувствительность к напряжению смещения значительно выше у крупноблочных пленок. Чувствительность  $\text{tg } \delta$  к полю смещения также существенно больше у крупноблочных пленок.

### 3. Обсуждение полученных результатов

Сохранение сегнетоэлектрических свойств при температурах, значительно превышающих  $T_{\text{max}}$  и размытые максимумы зависимостей  $\varepsilon(T)$  и  $\text{tg } \delta(T)$  свидетельствуют о существенной неоднородности пленок. Неоднородность может быть вызвана флуктуациями состава [5], а также локальными электрическими полями и механическими напряжениями, создаваемыми в значительной степени в области межкристаллитных границ дислокациями, заряженными вакансиями и примесными ионами.

Сужение петли гистерезиса при понижении частоты управляющего напряжения можно объяснить в соответствии с [6] скоплением подвижных заряженных кислородных вакансий в приэлектродных областях в случае относительно медленно изменяющегося управляющего поля. В результате напряженность поля в приэлектродных областях возрастает, что облегчает образование зародышей сегнетоэлектрических доменов при переключении поляризации и снижает коэрцитивное поле.

Смещение максимумов на зависимостях  $\varepsilon(U_b)$  и  $\text{tg } \delta(U_b)$  в сторону положительных значений напряжения на верхнем электроде свидетельствует о присутствии в пленках встроенного поля. Одной из основных причин появления встроенного электрического поля в слое BSTO является различие в микроструктуре верхней и нижней межфазных границ сегнетоэлектрик–оксидный электрод в гетероструктуре SRO/BSTO/SRO. Различие в процессах зародышеобразования пленки BSTO на поверхности слоя SRO и слоя SRO на поверхности BSTO обуславливает различную плотность дефектов в области границ BSTO/SRO, что приводит к разнице в электронных параметрах межфазных границ [7].

В частности, встроенное поле может образовать положительный заряд, создаваемый дислокациями несоответствия на нижней границе структуры SRO/BSTO/SRO.

Сделаем приближенную (по порядку величины) оценку напряжения на пленочной структуре, возникающего из-за этого заряда, используя данные о нарушении стехиометрического соотношения в области 25-градусной границы в бикристалле  $\text{SrTiO}_3$ , приведенные в [1]. Согласно данным работы [1], расстояние между соседними дислокациями в плоскости границы равно  $12 \text{ \AA}$ , а концентрация кислородных вакансий в области границы — 6%. В нашем случае расстояние  $d$  между дислокациями несоответствия, вычисленное по формуле  $d = a_1 a_2 / (a_1 - a_2)$ , где  $a_1$  и  $a_2$  — соответственно постоянные решетки пленки и подложки, равно  $250 \text{ \AA}$ . Учитывая, что дислокации несоответствия образуют прямоугольную сетку, получим, что плотность дислокаций в нашем случае приблизительно в 10 раз меньше, чем в работе [1], и соответственно концентрация вакансий в 10 раз меньше. Принимая, что приведенная в [1] концентрация вакансий относится к одной атомной плоскости, лежащей в плоскости границы (заниженная оценка), получим, что в нашем случае число двухзарядных кислородных вакансий, отнесенное к единице площади границы раздела пленка-подложка, составляет  $1.7 \times 10^{12} (1/\text{cm}^2)$ , а соответствующий удельный заряд  $Q$  равен  $5.5 \times 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ . Напряжение  $U$  на пленочной структуре определим из соотношения  $U = Q/C$ , где  $C$  — удельная емкость структуры. В итоге получаем  $U = 0.22 \text{ V}$ , что по порядку величины сравнимо с наблюдаемым напряжением, создающим встроенное поле.

Рассмотрим причины, вызывающие снижение  $T_{\text{max}}$  в пленках. Смещение  $T_{\text{max}}$  может быть вызвано механическими напряжениями. Однако, исходя из фазовой диаграммы, построенной в [8] для пленок  $\text{BaTiO}_3$  (состав, близкий к  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ ), двумерные напряжения, действующие в плоскости пленки на подложке, должны повышать температуру перехода из пара- в сегнетофазу независимо от их знака, что не соответствует нашим результатам. Таким образом, механические напряжения в данном случае не играют определяющую роль. Это можно объяснить частичной компенсацией растягивающих термических напряжений в пленке (коэффициент теплового расширения у пленки больше, чем у подложки) сжимающими напряжениями несоответствия параметров кристаллической решетки пленки и подложки (параметр решетки пленки больше, чем параметр решетки подложки). Аналогичная компенсация напряжений описана в [9] для  $\text{Ba}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{TiO}_3$  с совершенной структурой на подложке  $\text{MgO}$ .

Снижение  $T_{\text{max}}$ , наблюдавшееся и ранее в пленках  $\text{BSTO}$  [10,11], может быть объяснено размерными эффектами, проявляющимися в тонких пленках и мелкозернистой объемной керамике [12,13]. Размерный эффект вызван снижением поляризации у поверхности пленки и у границ зерен и сегнетоэлектрических доменов. При уменьшении толщины пленки и размеров зерен (и связанным с этим уменьшением ширины доменов [14]) возрастает доля объема с подавленной поляризацией, что приводит к резкому уменьшению  $T_{\text{max}}$ . При размерах

кристаллических блоков, сравнимых с сегнетоэлектрической длиной корреляции, сегнетоэлектрические эффекты могут быть полностью подавлены [8,13]. В нашем случае, если учесть большой размер кристаллических блоков в направлении нормали к плоскости пленки, в основном, очевидно, подавляется поляризация в области ориентированных в направлении этой нормали границ доменов, а также границ блоков, на которых сконцентрированы заряд и механические напряжения, создаваемые дефектами и примесями, оттесненными к этим границам при росте пленки. Поэтому снижение  $T_{\text{max}}$  в большей степени наблюдается в мелкоблочных пленках.

Уменьшение  $T_{\text{max}}$  при повышении амплитуды измерительного напряжения до величины, превышающей коэрцитивное напряжение, можно связать с начинающимся при этом переключением поляризации, повышающем диэлектрическую проницаемость [15] (что и наблюдается в нашем случае (рис. 3, а)). Как отмечалось выше, в пленках в достаточно широкой области температур присутствуют микрообъемы как пара-, так и сегнетофазы. При понижении температуры объем сегнетообластей растет, в результате увеличивается вклад в диэлектрическую проницаемость компоненты, связанной с переключением поляризации, что приводит к понижению  $T_{\text{max}}$ .

Наблюдаемый рост  $\varepsilon$  при увеличении размеров кристаллических блоков объясняется уменьшением влияния рассмотренного выше размерного эффекта. Помимо этого, причиной увеличения  $\varepsilon$  может быть повышение концентрации кислородных вакансий в крупноблочных пленках, напыленных при более высокой температуре. В результате возрастает вклад в  $\varepsilon$  поляризации, связанной с кислородными вакансиями, отмеченный в [16,17]. В нашем случае такая поляризация может быть также одной из причин указанной выше низкочастотной дисперсии  $\varepsilon$  (другой причиной низкочастотной дисперсии могут быть приэлектродные потенциальные барьеры [18]). Однако мы не наблюдаем в крупноблочных пленках увеличения объема кристаллической ячейки, сопровождающего повышение концентрации кислородных вакансий [17]. Так, согласно приведенным выше данным о параметрах кристаллической решетки в плоскости пленки и в направлении нормали к ней, объемы кристаллических ячеек крупно- и мелкоблочных пленок равны соответственно  $63.296$  и  $63.386 \text{ \AA}^3$ . Используя для приближенной оценки зависимость объема ячейки от концентрации кислородных вакансий, приведенную в [17] для пленок  $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ , получим, что разница в концентрациях не превышает 7%, причем в сторону уменьшения концентрации в крупноблочных пленках. Таким образом, рост концентрации кислородных вакансий не является причиной увеличения  $\varepsilon$  в крупноблочных пленках.

Ослабление чувствительности  $\varepsilon$  и  $\text{tg } \delta$  к полю смещения при уменьшении размеров кристаллических блоков объясняется увеличением вклада приграничного объема пленки, в котором действуют локальные электрические поля. На фоне этих полей влияние на  $\varepsilon$  поля смещения проявляется слабее.

Таким образом, сравнение сегнетоэлектрических свойств пленок с различной величиной кристаллических блоков показало, что малоугловые границы в эпитаксиальных пленках, имеющих столбчатую блочную структуру, существенно влияют на свойства, понижая температуру перехода пара-сегнетофаза, а также уменьшая диэлектрическую проницаемость и ее чувствительность к электрическому полю смещения.

## Список литературы

- [1] N.D. Browning, H.O. Moltaji, J.P. Buban. *Phys. Rev.* **B58**, 13, 8289 (1958).
- [2] S.Y. Hou, I. Kwo, R.K. Wang, I.-Y. Cheng, D.K. Fork. *J. Appl. Phys. Lett.* **67**, 1387 (1995).
- [3] Yu.A. Boikov, Z.G. Ivanov, A.N. Kiselev, E. Olson, T. Claesson. *J. Appl. Phys.* **78**, 4591 (1995).
- [4] В.А. Боков. *ЖТФ* **27**, 1784 (1987).
- [5] Г.А. Смоленский, В.А. Исупов. *ЖТФ* **24**, 1376 (1954).
- [6] Б.М. Гольцман, В.К. Ярмаркин, В.В. Леманов. *ФТТ* **42**, 6, 1083 (2000).
- [7] Yu.A. Boikov, T. Claesson. *J. Appl. Phys.* To be published.
- [8] M.A. Pertsev, A.G. Zembiglotov, A.K. Tagantsev. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 9, 1988 (1998).
- [9] Z. Suroviak, D. Czekai, V.P. Dudkevich. *Ferroelectrics* **192**, 313 (1997).
- [10] T. Harikava, N. Mikami, T. Mikita, I. Tanimura, M. Kataoka. *Japan J. Appl. Phys.* **32**, 4126 (1993).
- [11] Б.М. Гольцман, В.В. Леманов, А.И. Дедык, Л.Т. Тер-Мартirosян, С.Ф. Карманенко. *ФТТ* **38**, 8, 2493 (1996).
- [12] Y.G. Wang, W.L. Zhong, P.L. Zhang. *Phys. Rev.* **B51**, 8, 5311 (1995).
- [13] P. Auyub, V.R. Palkar, S. Chatopadhyay, M. Multani. *Phys. Rev.* **B51**, 9, 6135 (1995).
- [14] G. Arit, D. Hennings, G. deWit. *J. Appl. Phys.* **58**, 4, 1619 (1985).
- [15] Г.Ф. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Е. Пасынков, Ф.И. Соколов, Н.К. Юшин. *Физика сегнетоэлектрических явлений*. Наука, Л. (1985). 396 с.
- [16] Ю.Я. Томашпольский. *Пленочные сегнетоэлектрики*. Радио и связь, М. (1984). 191 с.
- [17] W.J. Kim, W. Chang, S.B. Quadri, J.M. Pond, S.W. Kirchoefer, D.B. Chrisey, J.S. Horowitz. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 9, 1185 (2000).
- [18] M. Sayer, A. Maksingh, A.K. Arara, A. Lo. *Integr. Ferroelectrics* **1**, 1, 129 (1992).