

Эпитаксиальная комбинация $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{SrTiO}_3$: особенности роста, структура и параметры

© Ю.А. Бойков, В.А. Данилов, Т. Клаесон*, Д. Эртс**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Чалмерский технический университет,
S-41296 Гетеборг, Швеция

** Институт химической физики, Университет Латвии,
1586 Рига, Латвия

(Поступила в Редакцию 6 июля 1998 г.)

Исследованы особенности роста, структура и параметры эпитаксиальных гетероструктур $(001)\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/(100)\text{SrTiO}_3/(001)\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, выращенных методом лазерного испарения на подложке $(100)\text{LaAlO}_3$ с тонкой (~ 2 nm) прослойкой $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Использование прослойки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ способствует послойному росту пленки $(200$ nm) $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, шероховатость свободной поверхности которой составляет 4–5 nm. Резкое падение сопротивления пленок $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ начиналось при $T = 92$ K, а при $T \approx 87$ K оно обращалось в нуль. Плотность критического тока в пленках $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T = 76$ K превышала 10^6 A/cm². Диэлектрическая проницаемость слоя $(400$ nm) SrTiO_3 , введенного между эпитаксиальными пленками $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, возрастала примерно в 3 раза при понижении температуры в интервале 300–4.2 K. При подаче на электроды $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ напряжения смещения ± 2.5 V относительная диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя $(400$ nm) SrTiO_3 снижалась от 1150 до 400 ($T = 32$ K, $f = 100$ kHz). Проводимость промежуточного слоя SrTiO_3 в направлении, перпендикулярном плоскости подложки, возрастала с температурой и напряженностью электрического поля.

Эпитаксиальные пленки $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (R — редкоземельный элемент), выращенные на монокристаллических подложках из материалов с низкой диэлектрической проницаемостью ϵ и низкими диэлектрическими потерями $\text{tg } \delta$, были успешно использованы при формировании пассивных элементов для диапазона СВЧ, в частности узкополосных фильтров с рабочей частотой в десятки GHz [1,2]. В настоящее время активно проводятся исследования и разработки с целью создания на основе эпитаксиальной комбинации сверхпроводник/сегнетоэлектрик перенастраиваемых элементов СВЧ-техники: фазовращателей, фильтров, варакторных структур и т.д. [3,4].

Варьирование параметров СВЧ-элемента, сформированного на основе гетероструктуры сверхпроводник/сегнетоэлектрик, обеспечивается за счет контролируемого изменения диэлектрической проницаемости слоя сегнетоэлектрика под действием электрического поля. Существенная зависимость ϵ от напряженности электрического поля E для объемных монокристаллов сегнетоэлектрических материалов наблюдается, как правило, при температурах, близких к температуре фазового перехода [5]. Основными кандидатами среди сегнетоэлектриков для использования в эпитаксиальной комбинации с пленками $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ являются $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ и KTaO_3 [6,7].

Параметры тонкого сегнетоэлектрического слоя, введенного в многослойную эпитаксиальную гетероструктуру на основе пленок $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, существенно отличаются от данных для соответствующих объемных образцов. Основными причинами деградации ϵ и резкого

возрастания $\text{tg } \delta$ в тонких слоях $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ и KTaO_3 по сравнению с соответствующими монокристаллами являются высокая плотность дефектов структуры в их объеме и нарушение стехиометрии в области межфазных границ.

Пленки $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (NBCO) привлекательны для использования в элементах СВЧ-техники и сверхпроводниковой микроэлектроники, поскольку 1) наивысшая температура сверхпроводящего перехода $T_c \approx 97$ K в сверхпроводниках $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ достигается при $\text{R} \equiv \text{Nd}$ [8]; 2) эпитаксиальные пленки NBCO имеют гладкую свободную поверхность [9]; 3) нейтрализация вакансий Ba в пленке NBCO ионами Nd должна приводить к подавлению диффузионных потоков между слоями, составляющими эпитаксиальную гетероструктуру сверхпроводник/сегнетоэлектрик, так как именно барий способен активно диффундировать из пленки сверхпроводника [10].

В литературе не было найдено данных по диэлектрическим свойствам тонких слоев $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ в комбинации с электродами из NBCO. Согласно [9], для выращивания четко с-ориентированных пленок NBCO температуру подложки T_s при конденсации паровой фазы, образующейся в процессе лазерного испарения исходной шихты, необходимо повышать до 840°C.

В данной работе исследована возможность реализации послойного роста пленки $(001)\text{NBCO}$ при T_s и давлении кислорода, используемых для выращивания эпитаксиальных пленок SrTiO_3 (STO). Сформированы и исследованы трехслойные эпитаксиальные гетероструктуры $(001)\text{NBCO}/(100)\text{STO}/(001)\text{NBCO}$.

1. Эксперимент

Для выращивания пленок NBCO, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) и STO был использован метод лазерного испарения (KrF, $\lambda = 248 \text{ nm}$, $\tau = 30 \text{ ns}$). Пленки NBCO и трехслойные гетероструктуры NBCO/STO/NBCO выращивались на подложках $(100)\text{LaAlO}_3$ ($5 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}$). Промежуточный слой STO в гетероструктурах имел толщину $d = 400 \text{ nm}$, а толщина пленок сверхпроводника равнялась 200 nm . В качестве исходных мишеней использовались поликристаллические шайбы NBCO, YBCO и STO стехиометрического состава, приготовленные по стандартной керамической технологии. Испарение мишеней проводилось в атмосфере кислорода $P_{\text{O}} = 0.3 \text{ mbar}$. T_s в процессе выращивания пленок сверхпроводника и тонких слоев титаната стронция равнялась 780°C . Плотность лазерного излучения на поверхности мишени при выращивании пленок NBCO, YBCO и STO равнялась 1.5 J/cm^2 .

Чтобы сформировать на подложке ступени высотой $\sim 1.2 \text{ nm}$, на поверхности $(100)\text{LaAlO}_3$ непосредственно перед началом формирования пленки NBCO выращивалась прослойка $(001)\text{YBCO}$ толщиной 2 nm .

Контроль за структурой и составом сформированных пленок NBCO и гетероструктур NBCO/STO/NBCO осуществлялся с использованием рентгеновских дифрактометров Philips PW 1710 ($\theta/2\theta$ -сканирование) и Siemens D 5000 (ϕ -сканирование).

Морфология поверхности сформированных пленок NBCO толщиной $2\text{--}200 \text{ nm}$, слоя STO, выращенного на поверхности $(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(2 \text{ nm})\text{YBCO}/\text{LaAlO}_3$, и верхней пленки NBCO в трехслойной гетероструктуре $(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(400 \text{ nm})\text{STO}/(200 \text{ nm})\text{NBCO}$ исследовалась с использованием микроскопа атомных сил NanoScope-IIIa.

T_c для пленок NBCO определялась из температурных зависимостей сопротивления R и магнитной восприимчивости χ . Плотность критического тока J_c измерялась на микромостиках шириной $4 \mu\text{m}$ и длиной $25 \mu\text{m}$, сформированных в пленках NBCO с использованием фотолитографии и ионного травления (Ag, 500 V , 0.2 mA).

Для измерения ϵ , проводимости G и $\text{tg } \delta$ для слоя STO, введенного между двумя эпитаксиальными пленками NBCO, были сформированы плоскопараллельные конденсаторные структуры, в качестве общего электрода в которых использовалась нижняя пленка NBCO.

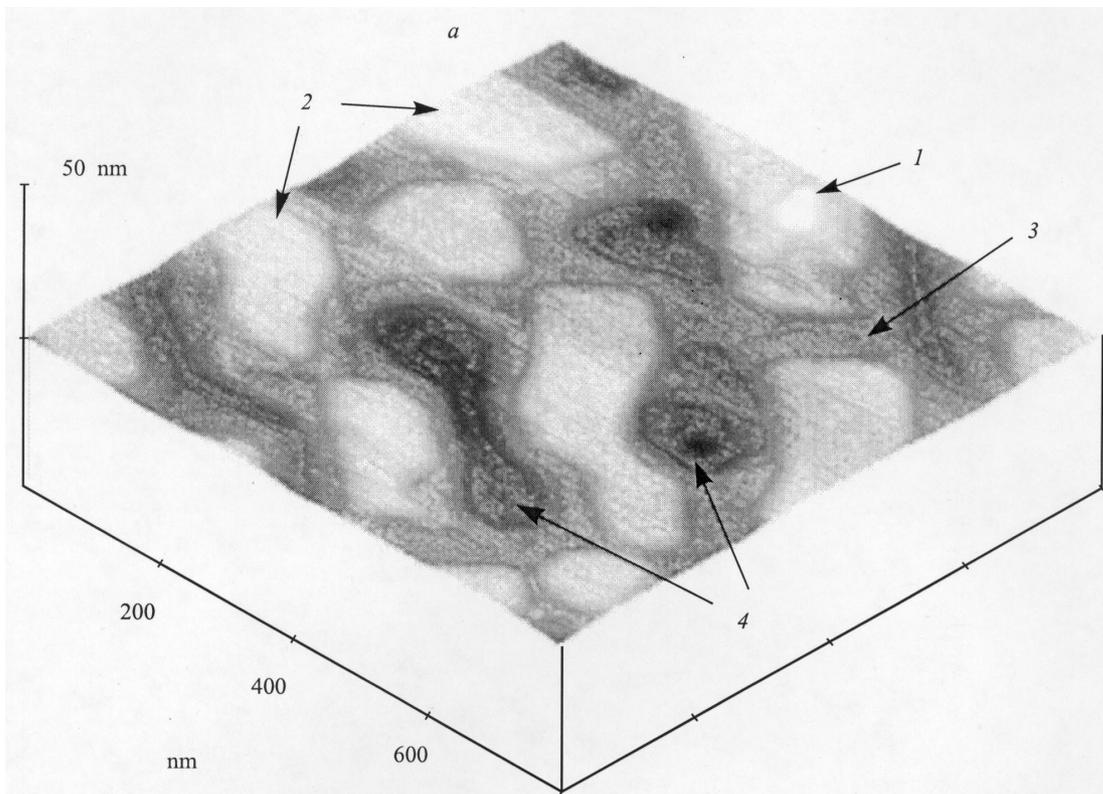


Рис. 1. *a*) Морфология поверхности пленки $(001)\text{NBCO}$ толщиной 200 nm , выращенной на $(2 \text{ nm})\text{YBCO}/(100)\text{LaAlO}_3$. На изображении четко видны кристаллиты из четырех верхних слоев сверхпроводника толщиной $\sim 1.2 \text{ nm}$: 1 — сформировавшийся кристаллит из верхнего слоя сверхпроводника, 2 — изолированные кристаллиты из нижележащего слоя сверхпроводника, 3 — кристаллиты, образующие сплошную сетку в третьем слое сверхпроводника, 4 — изолированные незаросшие "окна" в четвертом слое сверхпроводника. *b*) Морфология поверхности слоя $(100)\text{STO}$ толщиной 400 nm , выращенного на $(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(2 \text{ nm})\text{YBCO}/(100)\text{LaAlO}_3$. *c*) Морфология поверхности пленки NBCO толщиной 200 nm , выращенной на $(400 \text{ nm})\text{STO}/(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(2 \text{ nm})\text{YBCO}/(100)\text{LaAlO}_3$: 1 — микроотверстия в слое сверхпроводника, 2 — а-ориентированные частицы.

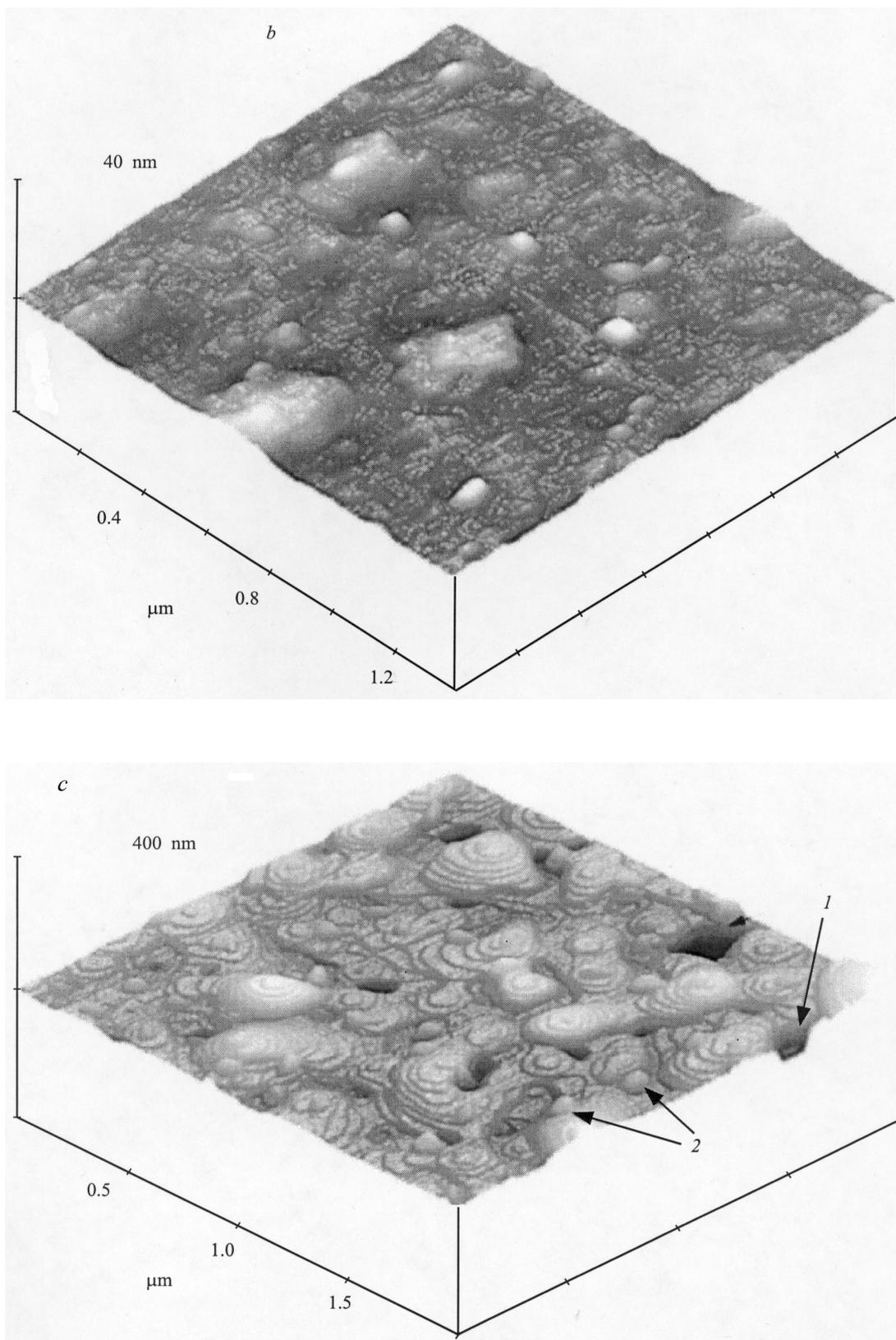


Рис. 1 (продолжение).

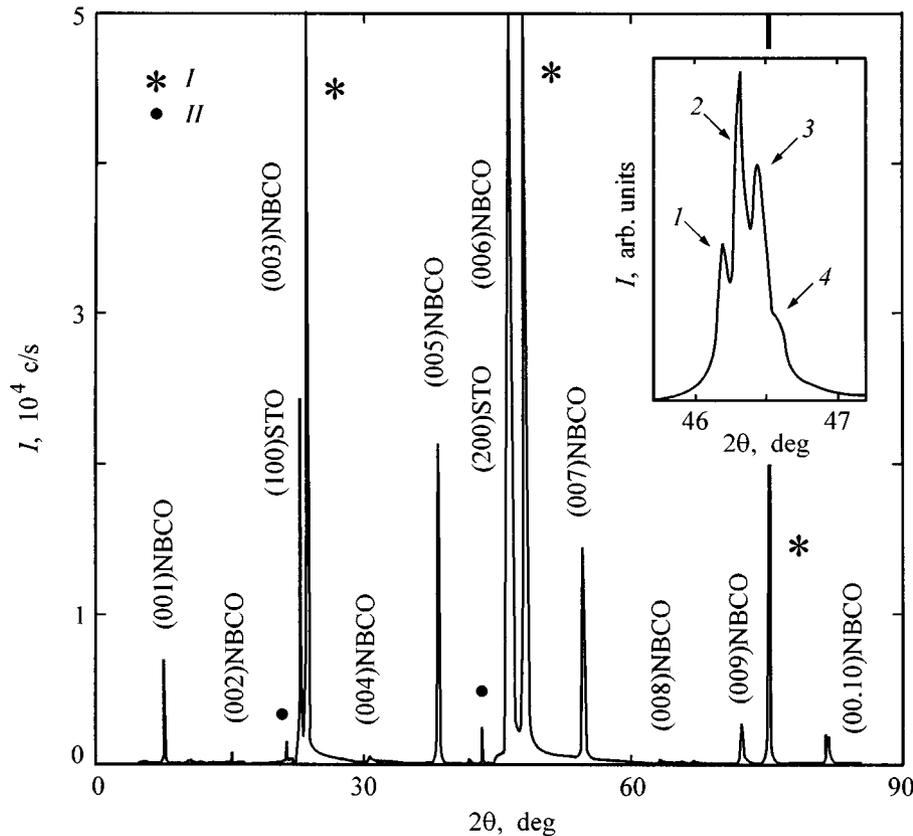


Рис. 2. Дифрактограмма ($\theta/2\theta$, $\text{Cu } K_\alpha$) для трехслойной гетероструктуры $(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(400 \text{ nm})\text{STO}/(200 \text{ nm})\text{NBCO}$, выращенной на подложке $(100)\text{LaAlO}_3$ с прослойкой $(2 \text{ nm})\text{YBCO}$. I — рефлексы $\text{Cu } K_\alpha$ от подложки, II — рефлексы $\text{Cu } K_\beta$ от подложки. На вставке — тонкая структура рентгеновского пика при $2\theta \approx 46.5^\circ$: I — $(006)\text{NBCO}$ -рефлекс от нижней пленки сверхпроводника, 2 — $(200)\text{STO}$ -рефлекс, 3 — $(006)\text{NBCO}$ -рефлекс от верхней пленки сверхпроводника, 4 — $(200)\text{NBCO}$ -рефлекс от *a*-ориентированных зерен в верхней пленке сверхпроводника.

Для формирования верхних электродов с площадью $S = 35 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$ в пленке NBCO, выращенной на поверхности слоя STO, были использованы фотолитография и ионное травление. Измерение емкости C , G и $\text{tg } \delta$ проводилось для слоев STO в интервале температур 4.2–300 К с использованием HP 4263A LCR meter ($f = 0.1\text{--}100 \text{ kHz}$). Диэлектрические параметры STO измерялись как при подаче на электроды NBCO напряжения смещения $V_b = \pm 2.5 \text{ V}$, так и без него. Положительным напряжением смещения считалось в том случае, когда на верхний электрод подавался +. Эффективная диэлектрическая проницаемость слоя сегнетоэлектрика рассчитывалась с использованием соотношения $\epsilon = Cd/S$.

2. Результаты

Несмотря на то что все купратные сверхпроводники группы $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ изоморфны по структуре, морфология поверхности пленок NBCO толщиной 2–10 нм существенно отличалась от морфологии поверхности тонких пленок YBCO. На поверхности пленок YBCO толщиной 2–10 нм, выращенных на $(100)\text{LaAlO}_3$, имелись

ступени высотой $\sim 1.2 \text{ nm}$, между которыми располагались плоские участки, присутствия *a*-ориентированных зерен (зерна, для которых ось *c* параллельна плоскости подложки) и микровключений вторичных фаз обнаружено не было. Вследствие присутствия *a*-ориентированных зерен, плотность которых достигала 10^9 cm^2 , а высота — 5 нм, поверхность пленок NBCO толщиной $d = 2\text{--}10 \text{ nm}$ была неровной. Исключить появление *a*-ориентированных зерен в пленке NBCO как на начальной стадии ее формирования, так и в процессе последующего роста ($d \leq 200 \text{ nm}$) удалось при использовании в качестве подложки пластин $(100)\text{LaAlO}_3$ с выращенным на их поверхности слоем YBCO толщиной 2 нм. На полученных изображениях поверхности пленок NBCO ($d = 200 \text{ nm}$), выращенных на $(2 \text{ nm})\text{YBCO}/\text{LaAlO}_3$, видны кристаллиты лишь из 3–4 верхних слоев пленки, толщина которых равна параметру *c* в NBCO (рис. 1, *a*). Спирали роста и *a*-ориентированные зерна при исследовании поверхности пленок $(200 \text{ nm})\text{NBCO}/(2 \text{ nm})\text{YBCO}/\text{LaAlO}_3$ обнаружены не были. Шероховатость свободной поверхности пленок $(200 \text{ nm})\text{NBCO}$, выращенных на $(2 \text{ nm})\text{YBCO}/\text{LaAlO}_3$, составляла 4–5 нм.

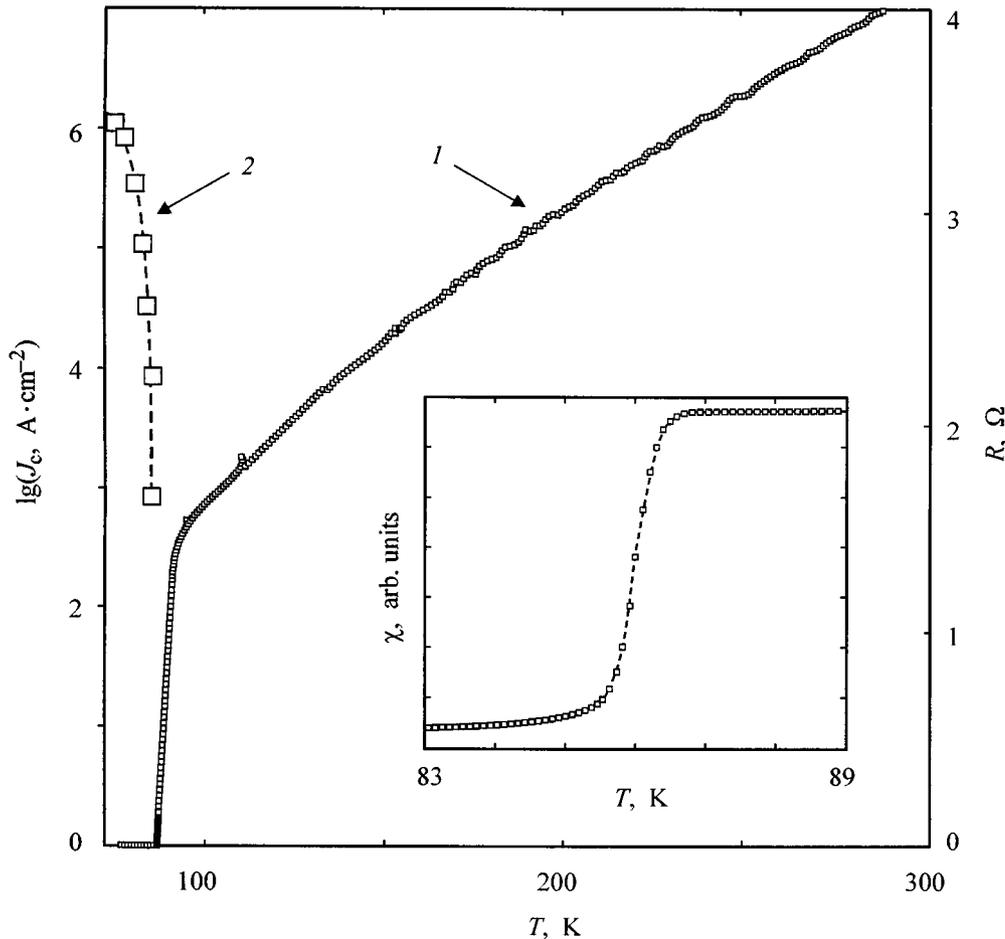


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления $R(T)$ и плотности критического тока $J_c(T)$ для пленки (200 nm)NBCO, выращенной на подложке (2 nm)YBCO/(100)LaAlO₃. На вставке — изменение с температурой магнитной восприимчивости χ для трехслойной гетероструктуры (200 nm)NBCO/(400 nm)STO/(200 nm)NBCO.

При исследовании поверхности пленок (400 nm)STO, выращенных на (200 nm)NBCO/(2 nm)YBCO/LaAlO₃, не было обнаружено отверстий, пронизывающих насквозь слой сегнетоэлектрика (рис. 1, b).

На поверхности верхней пленки NBCO в трехслойной системе NBCO/STO/NBCO имелись пирамидальные образования с характерными ступенями роста высотой 1.2 nm. На вершине указанных образований имелся плоский участок, что существенно отличало их от спиралей роста, в ядре которых располагается винтовая дислокация. С помощью микроскопа атомных сил на поверхности верхнего слоя NBCO были обнаружены отдельные слабо развитые а-ориентированные зерна (см. рис. 1, b и вставку к рис. 2). В пленке сверхпроводника имелись также отверстия, плотность которых достигала 10^8 cm^{-2} (рис. 1, c).

Рентгеновское исследование трехслойных гетероструктур NBCO/STO/NBCO, выращенных на (2 nm)YBCO/LaAlO₃, показало, что пленки сверхпроводника и промежуточный слой сегнетоэлектрика были выращены эпитаксиально, причем

(001)[010]NBCO || (100)[010]STO (рис. 2). Введение между подложкой LaAlO₃ и пленкой NBCO тонкой прослойки (2 nm)YBCO приводило к резкому сужению рентгеновских пиков и увеличению параметра c (см. вставку a на рис. 4). Параметр c для нижней и верхней пленок NBCO в гетероструктуре NBCO/STO/NBCO имел значения 11.79 и 11.75 Å соответственно, а параметр $a = 3.905 \text{ Å}$ кубической элементарной ячейки промежуточного слоя STO практически совпадал с данными для объемных монокристаллов титаната стронция при $T = 300 \text{ K}$ [11]. Данные по азимутальной ориентации слоев в гетероструктуре на основе пленок NBCO и слоя (Ba,Sr)TiO₃ приведены в [12].

Температурные зависимости сопротивления R и плотности критического тока J_c для пленки (001)NBCO толщиной $d = 200 \text{ nm}$ приведены на рис. 3. Изменение эффективной магнитной восприимчивости χ с температурой для трехслойной гетероструктуры NBCO/STO/NBCO показано на вставке к рис. 3.

Отношение $\varepsilon/\varepsilon_0$ (ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума) для слоя STO, помещенного между

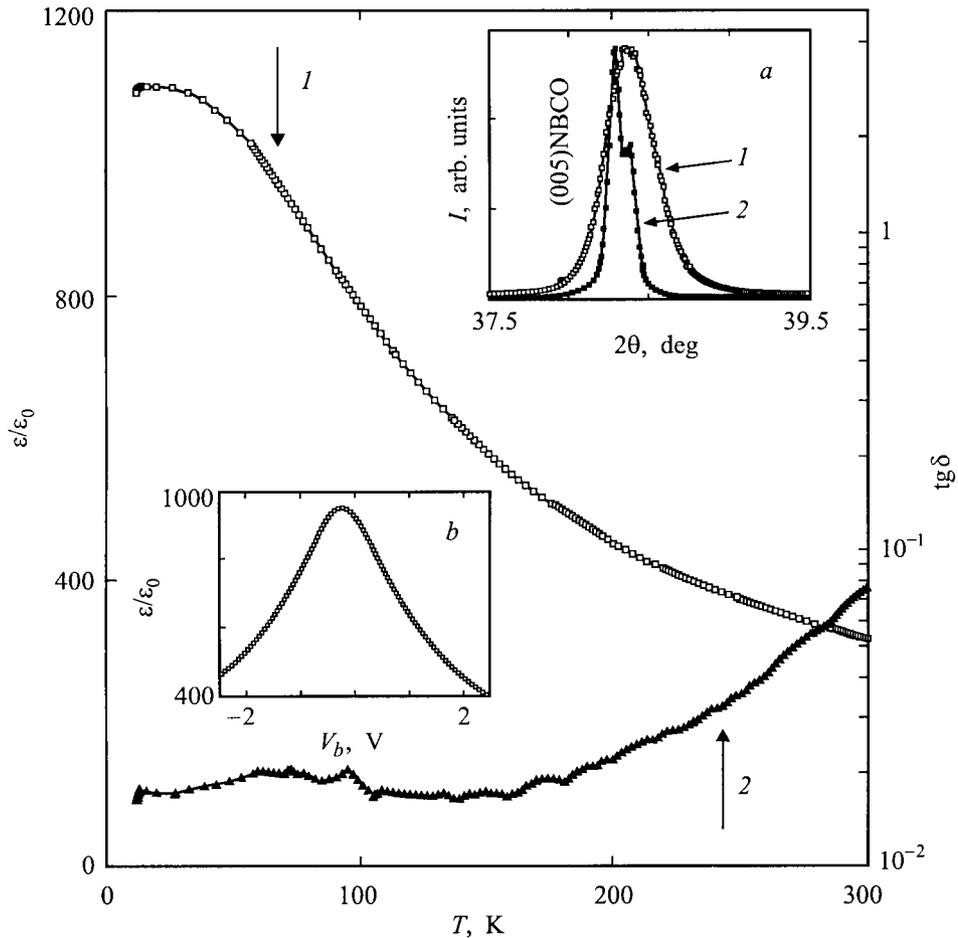


Рис. 4. Температурные зависимости ϵ/ϵ_0 (1) и $\text{tg } \delta$ (2) для слоя STO толщиной 400 nm в трехслойной гетероструктуре (001)NBCO || (100)STO || (001)NBCO ($f = 100$ kHz). На вставке *a* приведены рентгеновские пики (005) ($\theta/2\theta$, $\text{Cu } K_\alpha$) для пленок (200 nm)NBCO, выращенных на (100)LaAlO₃ (1) и на (2 nm)YBCO/(100)LaAlO₃ (2). На вставке *b* показан максимум на зависимости $\epsilon/\epsilon_0(V_b)$ для пленки (400 nm)STO в гетероструктуре (001)NBCO || (100)STO || (001)NBCO, сдвинутый относительно точки $V_b = 0$ в сторону отрицательных значений напряжения смещения.

электродами из NBCO, возросло от 320 до 1150 при понижении температуры в интервале 300–4.2 K (рис. 4). $\text{tg } \delta$ для слоя сегнетоэлектрика при $4.2 < T < 150$ K слабо зависел от температуры и имел значения ~ 0.02 ($f = 100$ kHz), а при $T > 200$ K резко возрастал с увеличением T . Значение ϵ для слоя STO понижалось примерно втрое при подаче на сверхпроводниковые электроды напряжения смещения $V_b = \pm 2.5$ V ($T = 32$ K) (рис. 5). С увеличением напряженности внешнего электрического поля E проводимость слоя сегнетоэлектрика в направлении, перпендикулярном плоскости подложки, возрастала пропорционально $E^{1/2}$.

3. Обсуждение полученных результатов

Результаты исследования морфологии поверхности тонких пленок YBCO и NBCO и имеющиеся в литературе данные [13] по формированию кристаллической фазы

на начальной стадии роста пленок указанных материалов, полученные с использованием дифракции быстрых электронов, позволяют говорить о том, что замена в купратном сверхпроводнике $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ионов Y^{+3} на ионы Nd^{+3} , имеющие примерно на 11% больший ионный радиус [14], существенным образом сказывается на процессе зародышеобразования.

Низкие значения свободной энергии поверхности для плоскостей (001) являются движущей силой формирования стабильных зародышей YBCO, преимущественно ориентированных осью c перпендикулярно плоскости подложки [15], даже при использовании в качестве подложки материалов с большой разницей в параметрах кристаллических решеток. Именно анизотропия в свободной энергии поверхности и в скорости роста позволяет реализовать послойный рост пленок YBCO на подложках с малой разницей в параметрах кристаллических решеток при условии высокой подвижности адсорбированных частиц. Изменение свободной энергии Гиббса G_N для

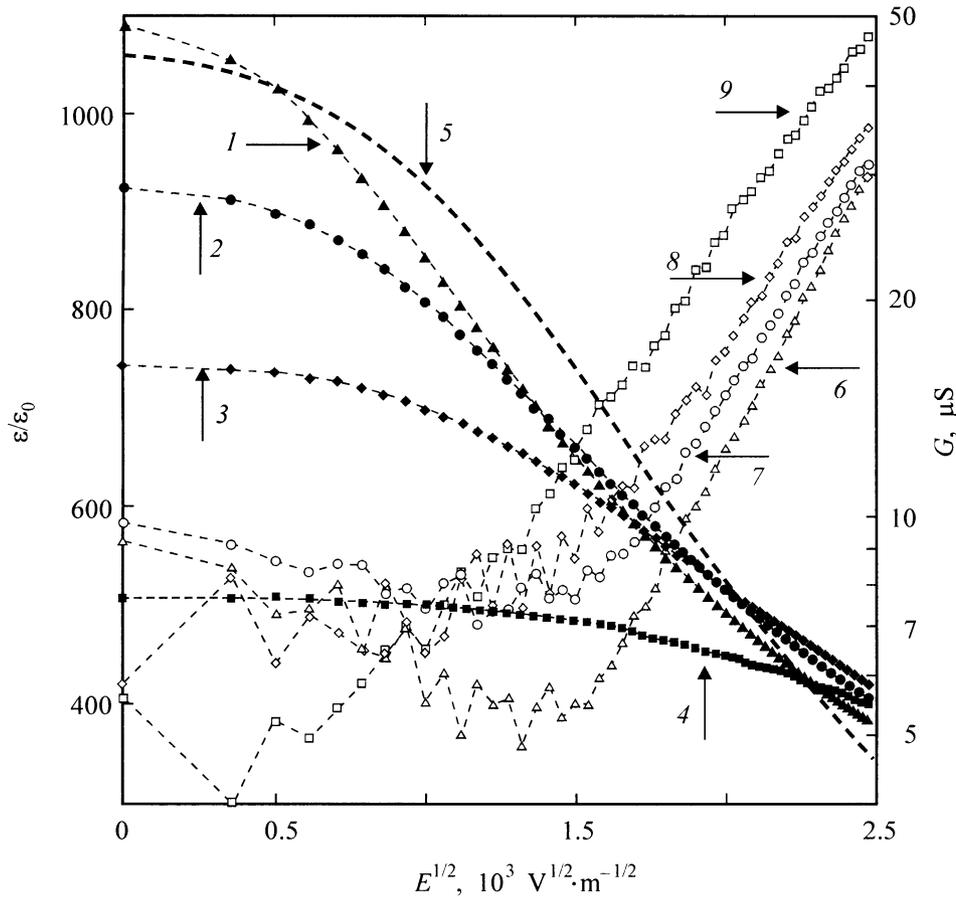


Рис. 5. Зависимости $\varepsilon/\varepsilon_0$ (1–5) и G (6–9) от напряженности внешнего электрического поля для слоя STO толщиной 400 nm в трехслойной гетероструктуре (001)NBCO || (100)STO || (001)NBCO ($f = 100$ kHz) при различных температурах. T (K): 1, 6 — 32, 2, 7 — 75, 3, 8 — 112, 4, 9 — 178; 5 — зависимость $\varepsilon/\varepsilon_0$ от E при $T = 32$ K, рассчитанная с использованием соотношения (2) для $\xi = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ F}^{-3} \cdot \text{m}^5 \cdot \text{V}^{-2}$.

системы паровая фаза–подложка при формировании на поверхности подложки зародыша кристаллической фазы с объемом V и площадью свободной поверхности S_1 может быть представлено в виде [15]

$$\Delta G_N = \Delta G_V V + \gamma_1 S_1 + (\gamma_3 - \gamma_2 + E_d) S_2, \quad (1)$$

где $\Delta G_V = \Omega_i^{-1} [kT_s \ln(1 + \zeta) + \mu_i]$, γ_1 — удельная свободная энергия свободной поверхности зародыша, γ_2 и γ_3 — удельные свободные энергии поверхности подложки и границы раздела подложка–зародыш соответственно, E_d — энергия упругой деформации в системе подложка–зародыш, S_2 — площадь межфазной границы зародыш–подложка, Ω_i — молекулярный объем материала формируемой пленки, μ_i характеризует изменение внутренней энергии системы при формировании молекулы соединения из адсорбированных на поверхности подложки частиц, ζ — эффективное пересыщение паровой фазы над поверхностью подложки.

Оснований предполагать наличие существенных различий в ζ при выращивании пленок NBCO и YBCO нет, поскольку толщина пленок обоих указанных сверх-

проводников возрастала примерно на 4 \AA в результате воздействия десяти лазерных импульсов на соответствующие мишени, размер и форма факела, формировавшегося при испарении мишеней, практически совпадали. Появление значительного числа а-ориентированных частиц на начальной стадии роста пленки NBCO естественно связать с уменьшением разницы в удельной свободной энергии свободной поверхности для плоскостей (001) и (100)NBCO по сравнению с разницей в γ_1 для (001) и (100)YBCO либо с изменением суммы $\gamma_3 + E$ (см. (1)). Согласно [9], Nd может замещать Ba в элементарной ячейке NBCO, что сопровождается изменением концентрации кислорода в Cu–O-цепочках. Замещение иона Ba^{+2} ионом Nd^{+3} может приводить к изменению удельной свободной энергии поверхности для различных кристаллографических плоскостей, и в первую очередь (001)NBCO. Если рост пленки $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ начинается с плоскостей Ba–O [16], то замещение иттрия неодимом должно приводить к изменению как γ_3 , так и E . Наблюдавшиеся отличия в морфологии поверхности тонких пленок NBCO и YBCO, по-видимому, обусловлены раз-

личиями в энергии активации формирования стабильных зародышей указанных материалов, для которых ось c перпендикулярна плоскости подложки.

При наличии на поверхности подложки ступеней высотой 1.2 нм стабильными в первую очередь становятся зародыши NBCO, для которых ось c перпендикулярна плоскости подложки. Отсутствие в объеме и в приповерхностном слое пленок NBCO, выращенных на (2 нм)YBCO/(100)LaAlO₃, a -ориентированных зерен указывает на высокую подвижность адсорбированных частиц на поверхности растущей пленки и на низкую концентрацию микровключений вторичных фаз.

Начало падения сопротивления пленок NBCO наблюдалось при 92 К, при $T = 87$ К сопротивление обращалось в нуль. Приведенные значения T_c хорошо соответствуют данным, имеющимся в литературе для пленок NBCO, выращенных с использованием стехиометрических исходных мишеней [17]. Для выращивания пленок NBCO с T_c до 94 К необходимо обогащать исходную мишень барием [9]. При $T = 76$ К плотность критического тока для пленок NBCO превышала 10^6 А/см². Данные по температурной зависимости магнитной восприимчивости, полученные для пленок NBCO, хорошо коррелируют со значениями T_c , определенными из кривых $R(T)$.

При $T > 150$ К температурная зависимость ε для слоя STO, помещенного между электродами NBCO, хорошо соответствовала данным, полученным для слоя титаната стронция, введенного между двумя эпитаксиальными пленками YBCO [18]. При $T < 100$ К ε для слоя STO в гетероструктуре NBCO/STO/NBCO возрастала резче, чем в случае гетероструктуры YBCO/STO/YBCO. При использовании электродов NBCO максимум на зависимости $\varepsilon(T)$ для слоя STO становился слабо выраженным и сдвигался на 20–30 К в сторону низких температур по сравнению с его положением на соответствующей кривой, полученной в случае плоскопараллельной емкостной структуры YBCO/STO/YBCO. При $T = 20$ К абсолютные значения ε для слоя STO, введенного между эпитаксиальными пленками NBCO, примерно на 15% превышали данные, полученные при использовании в качестве электродов пленок YBCO. Указанные отличия в температурных зависимостях ε для слоя STO в гетероструктурах NBCO/STO/NBCO и YBCO/STO/YBCO отражают различия в характере межфазных границ NBCO/STO и YBCO/STO.

Диэлектрическая проницаемость слоя STO при подаче на электроды NBCO напряжения смещения $V_b = \pm 2.5$ В понижалась примерно в 3 раза при $T = 32$ К (рис. 5), что существенно больше, чем в случае электродов YBCO [18]. При повышении температуры зависимость ε от внешнего электрического поля ослабевала. Максимум на зависимости $\varepsilon(V_b)$ был сдвинут в сторону отрицательных значений V_b , что обусловлено различиями в структуре и электрофизических свойствах межфазных границ NBCO/STO и STO/NBCO. Согласно полученным рентгеновским данным, параметр c для нижней пленки NBCO

в гетероструктуре NBCO/STO/NBCO равен 11.79 Å, а для верхней пленки — 11.75 Å. Поверхность нижней слоя NBCO, как следует из изображений, полученных с использованием микроскопа атомных сил (рис. 1, *a*), гладкая с характерными ступенями ~ 1.2 нм. В верхней пленке сверхпроводника у межфазной границы NBCO/STO, по-видимому, имелись a -ориентированные частицы. На это указывают данные по исследованию морфологии поверхности тонких ($d = 2–10$ нм) пленок NBCO, выращенных на диэлектрических подложках, и рентгеновские данные, приведенные на вставке к рис. 2.

Измеренные при различных температурах зависимости $\varepsilon(E)$ для слоя STO в гетероструктуре NBCO/STO/NBCO хорошо описывались соотношением, успешно применяемым при анализе полевой зависимости диэлектрической проницаемости объемных монокристаллов титаната стронция при малых E [19,20],

$$\varepsilon^{-1} = \eta(T) [1 + \eta(T)^{-3} \xi E^2], \quad (2)$$

где $\eta(T)$ — не зависящий от электрического поля параметр, ξ — не зависящая от электрического поля и температуры "константа ангармоничности". На рис. 5 показана рассчитанная с использованием соотношения (2) зависимость $\varepsilon(E)$ для слоя STO с использованием значения $\xi = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ F}^{-3} \cdot \text{m}^5 \cdot \text{V}^{-2}$. Указанное значение ξ было определено из наклона зависимости $\varepsilon^{-2} d\varepsilon/dE(E)$ при $E \rightarrow 0$. При E , близких к нулю, $\varepsilon^{-2} d\varepsilon/dE$ понижалось линейно с увеличением напряженности электрического поля. В [19] из полевой зависимости частоты мягкой моды в монокристаллах STO для ξ было получено значение, близкое к $1 \cdot 10^{10} \text{ F}^{-3} \cdot \text{m}^5 \cdot \text{V}^{-2}$. В целом наблюдается хорошее совпадение экспериментально полученных и рассчитанных значений ε для слоя STO в указанном интервале напряженности электрического поля.

Как следует из данных, представленных на рис. 4, при $T > 200$ К наблюдалось резкое увеличение $\text{tg } \delta$ с температурой для пленок STO. На рис. 5 показано изменение проводимости $G = C\omega \text{tg } \delta$ с увеличением напряженности электрического поля для пленки STO в направлении, перпендикулярном плоскости подложки ($\omega = 2\pi f$). Экспериментально полученные зависимости проводимости слоя STO от температуры и напряженности электрического поля могут быть объяснены в рамках эмиссии Пула–Френкеля [21]. Экспериментально наблюдавшаяся зависимость проводимости слоя STO от напряженности электрического поля (рис. 5) хорошо следует полученному для эмиссии Пула–Френкеля соотношению $\ln G \sim E^{1/2}$. Возрастание проводимости слоя сегнетоэлектрика с увеличением напряженности электрического поля обусловлено понижением в электрическом поле барьера для заброса носителей с примесных уровней в соответствующую зону. Детальный анализ температурных и полевых зависимостей проводимости пленок (Ba,Sr)TiO₃, введенных в гетероструктуру сверхпроводник/сегнетоэлектрик, приведен в [22].

Таким образом, рентгеновские данные и проведенное исследование морфологии поверхности пленок NBCO, выращенных на $(2\text{ nm})YBCO/(100)LaAlO_3$, позволяют утверждать, что важной предпосылкой для послойного роста пленки сверхпроводника является наличие на поверхности подложки ступеней высотой $\sim 1.2\text{ nm}$. Свободный от микроотверстий слой $(400\text{ nm})STO$ может быть выращен эпитаксиально на поверхности пленки $(200\text{ nm})NBCO$. Использование эпитаксиальных пленок NBCO вместо пленок YBCO в качестве электродов в плоскопараллельной конденсаторной структуре сверхпроводник/сегнетоэлектрик/сверхпроводник позволяет существенно усилить зависимость эффективной диэлектрической проницаемости слоя сегнетоэлектрика от напряженности внешнего электрического поля.

Финансовая поддержка для выполнения данной работы была получена из проекта 98041 "Комбинация", проводимого в рамках направления "Сверхпроводимость", проекта РФФИ № 98-02-18222 и проекта TFR N 240-97-382.

Список литературы

- [1] I.S. Gergis, J.T. Cheung, T.H. Trinh, E.A. Sovero, P.H. Kobrin. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2026 (1992).
- [2] J.P. Hong, J.S. Lee. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3034 (1996).
- [3] F.W. Nan Keuls, R.R. Romanofsky, D.Y. Bohman, M.D. Winters, F.A. Miranda, C.H. Mueller, R.E. Treece, T.V. Rivkin, D. Galt. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3075 (1997).
- [4] C.M. Jackson, J.H. Kobayashi, A. Lee, C. Pettiette-Hall, J.F. Burch, R. Hu. *Microwave Opt. Technol. Lett.* **5**, 722 (1992).
- [5] O.G. Vendik, L.T. Ter-Martirosyan, A.I. Deduk, S.F. Karmenchenko, R.A. Chakalov. *Ferroelectrics* **144**, 33 (1993).
- [6] Yu.A. Boikov, Z.G. Ivanov, A.N. Kiselev, E. Olsson, T. Claeson. *J. Appl. Phys.* **78**, 4591 (1995).
- [7] Yu.A. Boikov, Z.G. Ivanov, A.L. Vasiliev, I. Pronin, E. Olsson, T. Claeson. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2708 (1995).
- [8] J.G. Lin, C.Y. Huang, Y.Y. Xue, C.W. Chu, X.W. Cao, J.C. Ho. *Phys. Rev.* **B51**, 12900 (1995).
- [9] M. Badaye, J.G. Wen, K. Fukushima, N. Koshizuka, T. Morishita, T. Nishimura, Y. Kido. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 825 (1997).
- [10] L.A. Tietz, C.B. Carter, D.K. Lathrop, S.E. Russek, R.A. Buhrman, J.R. Michael. *J. Mater. Res.* **4**, 1072 (1989).
- [11] F.W. Lytle. *J. Appl. Phys.* **35**, 2212 (1964).
- [12] Yu.A. Boikov, V.A. Danilov, E. Carlsson, D. Erts, T. Claeson. *Physica B*, in press.
- [13] T. Shimizu, H. Nonaka, K. Arai. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 600 (1991).
- [14] *Handbook of Chemistry and Physics* / Ed. R.C. Weast. 59th edition. CRC Press Inc. (1978–1979). P. E-81. Florida (1979).
- [15] Ю.А. Бойков, З.Г. Иванов, Е. Олсон, В.А. Данилов, Т. Клаесон, М. Щеглов, Д. Эртс. *ФТТ* **37**, 3, 880 (1995).
- [16] A.L. Vasiliev, G. Van Tendeloo, A. Amelincks, Yu.A. Boikov, E. Olsson, Z. Ivanov. *Physica* **C244**, 373 (1991).
- [17] M. Badaye, F. Wang, Y. Kanke, K. Fukushima, T. Morishita. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2131 (1995).
- [18] Yu.A. Boikov, T. Claeson. *J. Appl. Phys.* **81**, 3232 (1997).
- [19] J.M. Worlock, P.A. Fleury. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1176 (1967).
- [20] G. Rupprecht, R.O. Bell, B.D. Silverman. *Phys. Rev.* **123**, 97 (1961).
- [21] J.R. Yeargan, H.L. Taylor. *J. Appl. Phys.* **39**, 5600 (1968).
- [22] Yu.A. Boikov, T. Claeson. *Supercond. Sci. Technol.*, in press.