

07;11;12

## Оптические свойства эпитаксиальных тонких пленок $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$

© В.Б. Широков,<sup>1,2</sup> Ю.И. Головки,<sup>1</sup> В.М. Мухортов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Южный научный центр РАН,  
344006 Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: shirokov-vb@rambler.ru

<sup>2</sup> Южный федеральный университет,  
344090 Ростов-на-Дону, Россия

(Поступило в Редакцию 27 июня 2011 г.)

Исследованы свойства наноразмерных пленок  $(Ba_{0.8}Sr_{0.2})TiO_3$  на монокристаллических подложках окиси магния. Пленки изготовлены по методу высокочастотного распыления при осаждении по слоевому механизму роста. Измерения параметров решетки выполнены с помощью методов рентгеновской дифракции. Пропускание пленок различной толщины исследовано в диапазоне длин волн 190–1100 нм. При анализе экспериментальных оптических характеристик для определения коэффициента преломления и поглощения в дисперсионной формуле использованы дополнительные, релаксационные слагаемые, отражающие конечное время жизни осциллятора, что позволило более точно провести аппроксимацию экспериментальных данных.

### Введение

Монокристаллические пленки титаната бария стронция  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$  (BST), обладающие при комнатной температуре сегнетоэлектрическими свойствами, позволяют создавать на их основе управляемые микроэлектронные устройства. Обладая высокими значениями диэлектрической проницаемости, коэффициента преломления, электрооптических коэффициентов и имея низкие диэлектрические потери, пленки BST являются перспективным материалом для применения в оптоэлектронике как в области сверхвысоких частот, так и оптическом диапазоне. Эти свойства позволяют создавать внешние модуляторы и выключатели для оптических линий связи, работающие в гигагерцовой области частот [1–3]. В интегральных оптических устройствах коэффициент преломления и оптические потери в пленках являются первичной информацией для их проектирования и изготовления.

Для измерения оптических констант используются различные методы, позволяющие из оптических измерений определить как толщину пленки, так и оптические константы (коэффициенты поглощения и преломления). Это метод эллипсометрии на различных длинах волн [4], метод связанных призм [5], метод оболочки [6], метод спектрометрии [7] и т. д. Среди этих методов спектрофотометрия, основанная на измерении коэффициента пропускания в широком спектральном диапазоне, позволяет с использованием дисперсионных уравнений вычислять оптические константы наиболее надежным способом.

Количество публикаций, посвященных исследованию наноразмерных монокристаллических пленок, весьма ограничено, а экспериментальные данные довольно противоречивы. Авторами работы [8] было показано, что оптические характеристики пленок  $Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$  весьма чувствительны к условиям их осаждения. Например, коэффициент преломления  $n$  в зависимости от температуры осаждения и давления кислорода в распыли-

тельной камере может изменяться от 1.79 до 2.35 при длине волны  $\lambda = 550$  нм. При исследовании анизотропии пленок  $Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$ , создавая гетероструктуры с ориентациями пленок (001), (011) и (111) относительно соответствующих подложек MgO было установлено, что при изменении ориентации пленок коэффициент преломления составляет  $n = 2.45$  при  $\lambda = 550$  нм и изменяется для различных ориентаций всего на 3% [9]. Это значение хорошо совпадает с данными для объемного материала [10].

В настоящей работе проведены измерения структурных и оптических свойств наноразмерных пленок  $(Ba_{0.8}Sr_{0.2})TiO_3$  (BST08) толщиной 11, 21, 55, 77 и 220 нм на полированном срезе (001) MgO с целью установления влияния толщины пленки на эти свойства.

### Экспериментальная часть и обсуждение результатов

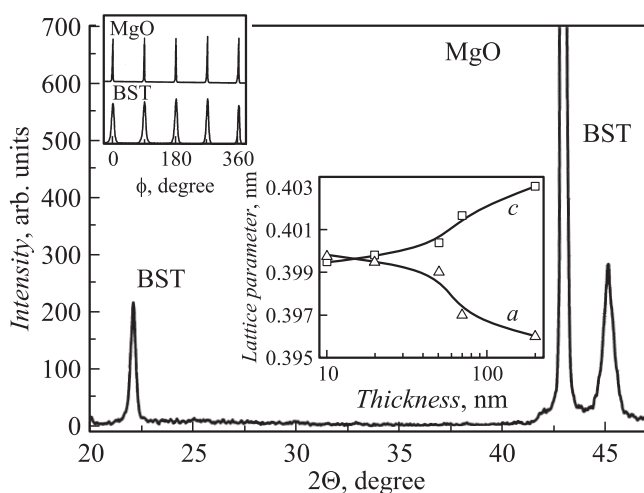
Одна из главных задач при создании гетероструктур на основе наноразмерных сегнетоэлектрических пленок — обеспечение слоевого механизма роста сегнетоэлектрических пленок. Такие пленки обладают высоким структурным совершенством, а также нанометровой шероховатостью. Авторами разработан новый способ создания монокристаллических пленок оксидов в режиме слоевого роста, принципиальное отличие которого от известных аналогов состоит в том, что рост пленок происходит из наночастиц сложного оксида, образующихся в плазме сильноточного высокочастотного (ВЧ) разряда (давление кислорода  $\sim 133$  Па, ВЧ-мощность 70–100 Вт/см<sup>2</sup>). При таких режимах слоевой механизм, обеспечивающий рост пленок с атомарно-гладкой поверхностью, был подтвержден исследованиями поверхности пленок методами электронной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и электронной дифракции [11,12]. Осаждение

пленок на полированные с двух сторон подложки (100) MgO проводилось со скоростью 11 nm/min.

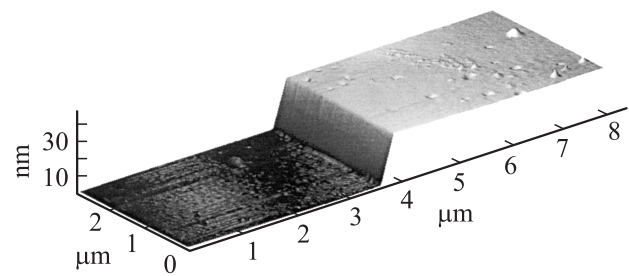
Толщина пленок определялась по времени напыления и уточнялась по глубине канавки травления, измеренной на атомном силовом микроскопе (АСМ) „Интегра“ фирмы НТ-МДТ. Спектрофотометрия коэффициента пропускания для пленок осуществлялась на спектрометре Backman Du800 в диапазоне длин волн 190–1100 nm (1.1–6.5 eV).

Структурное совершенство пленок, параметры элементарной ячейки в направлении нормали к плоскости подложки и вдоль плоскости подложки, а также эпитаксиальные соотношения между пленкой и подложкой при комнатной температуре устанавливались рентгенографированием на дифрактометре ДРОН-4-07 ( $\Theta$ – $2\Theta$ -метод, съемка симметричных и асимметричных брэгговских отражений). Рентгенодифракционное исследование показало, что интенсивность асимметричных рентгеновских дифракционных максимумов от пленок, толщина которых превышает 5 nm, достаточна для надежного определения как параметров элементарной ячейки пленки, так и ориентационных соотношений между пленкой и подложкой.

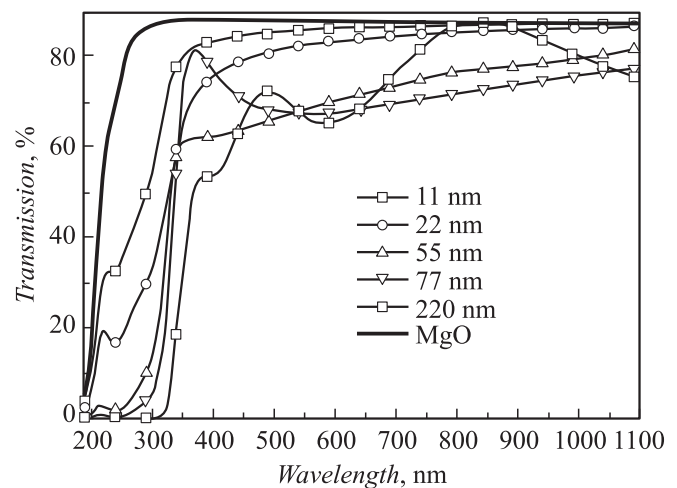
Рентгенодифракционный спектр ( $\Theta$ – $2\Theta$ -сканирование) в интервале углов от 20 до 50° монокристаллической пленки BST толщиной 20 nm на подложке (100) MgO приведен рис. 1. На рентгенограмме присутствуют только отражения (001) и (002) пленки BST и отражение (002) от подложки, что свидетельствует о том, что ось [001] пленки параллельна оси [001] подложки MgO. Вертикальная разориентировка относительно нормали к подложке, определенная по ширинам кривых качания, составляет  $\sim 2^\circ$ .



**Рис. 1.** Типичный рентгенодифракционный спектр ( $\Theta$ – $2\Theta$ -сканирование) монокристаллической пленки BST на (100) MgO. Толщина пленки 20 nm. На вставке — рентгенограммы при  $\phi$ -сканировании отражений (113) BST и (113) MgO и зависимость параметров элементарной ячейки монокристаллических пленок BST, нанесенных на (001) MgO, от толщины пленки.



**Рис. 2.** АСМ-изображение поверхности пленок BST на подложке (001) MgO.



**Рис. 3.** Дисперсия пропускания тонких пленок и подложки толщиной 0.5 mm.

Для доказательства факта гетероэпитаксиального роста, определения азимутальной разориентировки пленки и ориентационных соотношений между пленкой и подложкой использован метод  $\phi$ -сканирования псевдокубических отражений пленки (113) и отражений подложки (113). Соответствующие рентгенограммы отражений (113) от пленки и подложки представлены на вставке рис. 1 (вставка справа). Анализ полуширин асимметричных отражений от пленки показывает, что азимутальная разориентировка пленок менее  $0.5^\circ$ . Для всех исследованных пленок в интервале толщин от 10 до 200 nm наблюдалось параллельное расположение осей пленки и подложки в плоскости срастания. Так как параметр элементарной ячейки  $a$  в пределах погрешности определения равен  $b$ , а угол между осями  $a$  и  $b$  составляет  $90^\circ$ , то элементарная ячейка является тетрагональной. Зависимость параметров элементарной ячейки от толщины пленки представлена на рис. 1 (вставка в середине), которая свидетельствует о том, что в тонких пленках присутствуют растягивающие напряжения ( $a > c$ ), которые сменяются на сжимающие при увеличении толщины пленки ( $c > a$ ), причем параметр  $c$  больше, а параметр  $a$  меньше соответствующих параметров керамического материала.

На рис. 2 приведено АСМ-изображение торца стравленной пленки. По высоте ступеньки определялась толщина пленки BST. АСМ-поверхности осажденных пленок показали, что шероховатость пленок не превышала 0.5 nm для всех исследуемых образцов. Спектры пропускания пленок различной толщины в диапазоне длин волн 190–1100 nm приведены на рис. 3. Там же приведен спектр пропускания подложки (сплошная линия без символов).

### Обработка спектров пропускания пленок и обсуждение результатов

Для обработки спектров (рис. 3) использовалась формула пропускания тонкой пленки на толстой подложке при падении излучения по нормали к плоскости пленки [13]

$$T = \frac{n_S |t_{123}|^2 |t_{31}|^2 \exp(-2\alpha'')}{1 - |r_{321}|^2 |r_{31}|^2 \exp(-4\alpha'')}, \quad (1)$$

где  $\alpha'' = 2\pi k_S \frac{d}{\lambda}$ ,  $n_S, k_S$  — действительная и мнимая части показателя преломления подложки,  $d$  — толщина подложки,

$$t_{123} = \frac{t_{12}t_{23} \exp(i\delta)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2i\delta)}, \quad r_{321} = \frac{r_{32} + r_{21} \exp(i\delta)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(2i\delta)},$$

$$r_{ij} = \frac{n_j + ik_j - 1}{n_i + ik_i + 1}, \quad t_{ij} = 1 - r_{ij},$$

$$\delta = 2\pi(n_f + ik_f) \frac{h}{\lambda}. \quad (2)$$

Индекс 1 относится к воздуху:  $n_1 = 1, k_1 = 0$ , индекс 2 соответствует пленке:  $n_2 = n_f, k_2 = k_f$ , а индексом 3 нумеруется подложка:  $n_3 = n_S, k_3 = k_S$ . Если край поглощения подложки не перекрывается с краем поглощения пленки, то можно считать  $k_S = 0$ . В этом случае формула (1) сильно упрощается. Обычно это выполняется для относительно толстых пленок с толщиной более 200 nm. При перекрытии краев пленки и подложки пренебрегать поглощением нельзя, в этом случае формула (1) должна применяться без упрощений.

Для использования формулы (1) необходимо дополнительно ввести дисперсионную зависимость (зависимость от частоты) для  $n$  и  $k$  ( $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ ). Общая формула для комплексной диэлектрической проницаемости [14] сложна, она включает: суммирование вблизи дна зоны проводимости, динамическую заселенность уровней, образованными электрон-дырочными парами, фоновую структуру основного состояния. Поэтому реально обработка спектра выполняется с помощью формального разложения  $n$  и  $k$  в ряд по обратной длине волны [15] либо с помощью представления дисперсионной зависимости в виде формальной суммы осцилляторов [16].

Дисперсионная зависимость в виде совокупности конечного числа осцилляторов

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \sum_{k=1}^N \frac{\omega_k^2 f_k}{\omega_k^2 - \omega^2 - i g_k \omega} \quad (3)$$

широко используется для обработки спектров в длинноволновой области [17]. Использование (3) в области края поглощения приводит к плохому согласию получаемых результатов на основании (1), (2) по сравнению с реальным спектром пропускания. Причина плохого описания, по нашему мнению, состоит в неполноте формулы (3) даже для одного осциллятора. Поясним сказанное. Классическое уравнение осциллятора во внешнем поле  $E e^{-i\omega t}$

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + g \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x = F e^{-i\omega t}$$

имеет решение

$$x(t) = \exp\left(-\frac{g}{2}t\right) \left[ c_1 \exp\left(-i\frac{s}{2}t\right) + c_2 \exp\left(i\frac{s}{2}t\right) \right] + \frac{F \exp(-i\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i g \omega}, \quad (4)$$

где  $s = \sqrt{4\omega_0^2 - g^2}$ ,  $F = eE/m$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и эффективная масса электрона соответственно, а  $c_1$  и  $c_2$  определяются начальными условиями. Обычно при рассмотрении дисперсии диэлектрической проницаемости ограничиваются последним слагаемым в (4), пренебрегая первыми двумя ввиду их быстрого затухания. Действие падающего излучения, учитывая квантовый характер системы, не является непрерывно действующим, поэтому следует учитывать первые два слагаемых в (4). Рассмотрим вклад от этих слагаемых в формулу для дисперсии диэлектрической проницаемости. Учет запаздывания по формуле

$$p(\omega) = \int_0^\infty p(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau$$

( $p(t) \sim x(t)$ ) [18] приводит к появлению двух дополнительных членов, пропорциональных

$$\frac{2c_1}{g + s - 2i\omega} + \frac{2c_2}{g - s - 2i\omega} = \frac{A - iB\omega}{\omega_0^2 + \omega^2 - i g \omega}. \quad (5)$$

Здесь

$$A = \frac{g-s}{2} c_1 + \frac{g+s}{2} c_2, \quad B = c_1 + c_2.$$

Если потребовать для диэлектрической восприимчивости выполнение условий симметрии  $\epsilon(-\omega) = \epsilon^*(\omega)$ , которое следует из вещественности  $p(t)$  [18], то это приведет к вещественности  $A$  и  $B$  в (5). Поэтому, учитывая (5), вместо выражения (3) для комплексной диэлектрической проницаемости в случае набора  $N$  осцилляторов будем использовать следующую формулу:

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \sum_{i=0}^N \frac{f_i - i f_{R,i} E}{E_i^2 - E^2 - i \gamma_i E}. \quad (6)$$

В соотношении (6) вместо частоты введена энергия  $E = h\nu = \hbar\omega$ , и  $\gamma_i = g_i \hbar$ . Такую форму дисперсионной

**Таблица 1.** Параметры осцилляторов титаната бария, вычисленные по спектрам отражения [19],  $\epsilon_\infty = 2.55$ 

$i$	$E_i$	$\gamma_i$	$f_i$	$f_{R,i}$
1	2.65	1.96	6.33	0.019
2	3.70	0.53	3.03	1.861
<b>3</b>	<b>4.78</b>	<b>1.45</b>	<b>35.16</b>	<b>0.001</b>
4	5.83	0.86	0.20	0.631
5	7.03	0.82	0.18	0.449
6	8.16	1.12	4.90	0.299
<b>7</b>	<b>10.23</b>	<b>1.48</b>	<b>32.51</b>	<b>0.653</b>
8	11.71	1.08	14.52	0.238
9	12.38	0.71	2.89	0

формулы удобнее использовать при обработке спектра в области края поглощения. В отличие от безразмерных констант формулы (3), используемых в длинноволновой спектроскопии, константы в формуле (6) не безразмерны. В таком виде более понятны количественные отношения для осцилляторов, имеющих разные частоты.

Для того чтобы использовать формулу (6) при обработке спектра пропускания пленок BST, необходимо прежде всего определиться с числом членов суммы в (6), т.е. с количеством осцилляторов. С этой целью авторы обратились к известным спектрам отражения титаната бария [19], наиболее близкому по стехиометрическому составу к BST. Обработка оцифрованных спектров из [19] в области 1–12.5 eV приводит к 9 осцилляторам из (6) с параметрами, приведенными в табл. 1. Вычисления проведены с  $R$ -фактором, не превосходящим 0.6%. Из таблицы видно, что глобальный рельеф спектра отражения формируют 2 осциллятора: первый с энергией 4.78 eV и второй с энергией 10.23 eV, близкой к удвоенной энергии первого осциллятора. Строки в таблице, соответствующие этим осцилляторам, выделены жирным шрифтом.

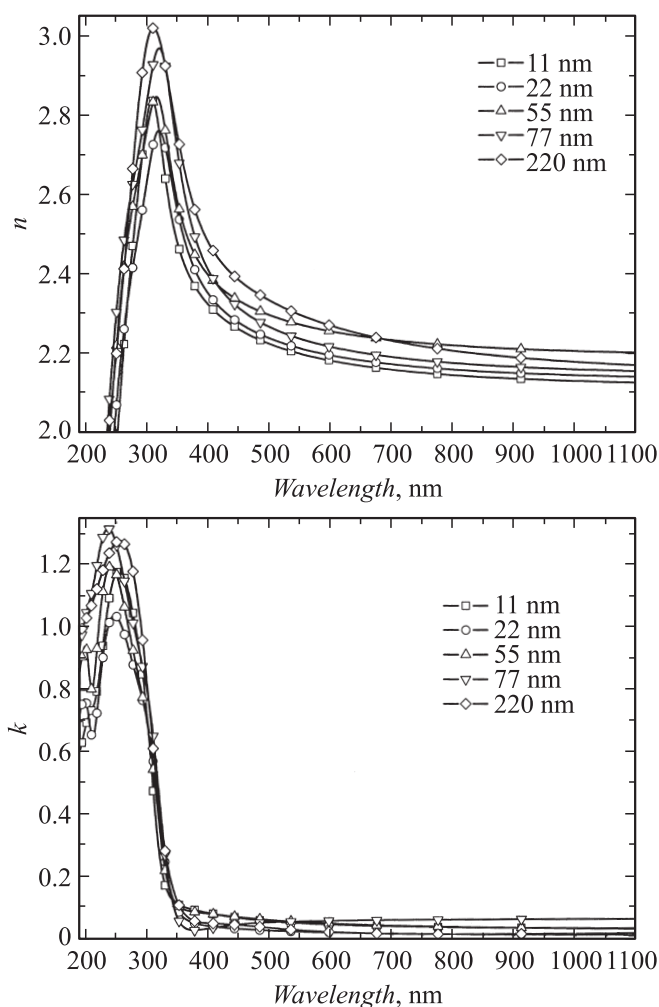
Спектры пропускания пленок ограничены со стороны высоких энергий краем поглощения подложки MgO (рис. 3). Поэтому для обработки спектров пленок BST взяты первые 5 осцилляторов из табл. 1. Параметры этих осцилляторов брались в качестве начального приближения при обработке спектров пропускания. Предварительно вычислялись оптические параметры подложки, для которой нами использованы 2 осциллятора, более точно описывающие дисперсионную зависимость MgO. Первый осциллятор — основной межзонный переход, второй связан с присутствием  $F$ -центров в области 5 eV. Обработка спектров пленок выполнена по формулам (1), (2), (6) с помощью метода наименьших квадратов с  $R$ -фактором, не превосходящим 0.5% для всех пленок, за исключением пленки 220 nm, для которой  $R$ -фактор составил 1%. Результаты приведены в табл. 2. Там же приведены параметры осцилляторов для подложки MgO. В таблице выделены жирным шрифтом строки,

соответствующие параметрам основного осциллятора. Интенсивность основного осциллятора более чем на порядок превосходит интенсивности всех остальных осцилляторов. По-видимому, это обстоятельство позволило авторам [20] при оценке показателя преломления использовать модель одного осциллятора [21]. Однако обработка спектров с одним осциллятором в дисперсионной формуле (5) приводит к большой погрешности ( $R$ -фактор порядка 3%).

При вычислениях толщина пленки входила в число варьируемых параметров. Полученная таким образом толщина пленки — оптическая толщина, для пленок 11,

**Таблица 2.** Параметры осцилляторов (6) для пленок BST и подложки MgO, вычисленные по спектрам пропускания (рис. 3)

	$E_i$ , (eV)	$\gamma_i$	$f_i$	$f_{R,i}$	
MgO	7.497	$0.85 \cdot 10^{-2}$	1.860	$0.39 \cdot 10^{-3}$	
	$\epsilon_\infty = 2.90$	4.93	0.393	$0.6 \cdot 10^{-5}$	
11 nm	2.51	1.59	0.54	0.033	
	3.99	0.62	0	1.53	
	<b>4.77</b>	<b>1.84</b>	<b>38.03</b>	<b><math>0.12 \cdot 10^{-3}</math></b>	
	$\epsilon_\infty = 2.49$	5.84	0.97	0.68	
22 nm	6.57	1.27	0.20	0.10	
	2.52	1.60	0.07	$0.3 \cdot 10^{-3}$	
	3.88	0.70	1.33	1.55	
	<b>4.99</b>	<b>2.10</b>	<b>40.84</b>	<b><math>0.9 \cdot 10^{-4}</math></b>	
55 nm	$\epsilon_\infty = 2.50$	5.97	0.72	0.99	
	6.56	1.27	0.21	0.10	
	2.49	1.60	0.34	0.05	
	3.89	0.65	$0.12 \cdot 10^{-4}$	1.38	
77 nm	$\epsilon_\infty = 2.51$	<b>5.04</b>	<b>2.07</b>	<b><math>0.16 \cdot 10^{-2}</math></b>	
	5.99	0.59	0.53	0.84	
	6.55	1.858	0.22	0.10	
	2.51	1.56	1.64	0.10	
220 nm	BST	3.84	0.73	0.66	
	77 nm	<b>5.09</b>	<b>2.08</b>	<b>49.91</b>	<b>0.05</b>
	$\epsilon_\infty = 2.132$	5.95	1.03	0.41	0.61
	6.56	1.79	0.23	0.17	
MgO	BST	2.54	1.45	0.94	0.23
	220 nm	<b>3.92</b>	<b>2.82</b>	<b>40.94</b>	<b>0.43</b>
	$\epsilon_\infty = 1.98$	4.01	1.33	0.89	9.26
	6.03	1.37	0.28	0.32	
	6.59	1.45	0.24	0.09	



**Рис. 4.** Действительная часть  $n$  (индекс рефракции) и мнимая часть  $k$  (коэффициент экстинкции) показателя преломления тонких пленок  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ .

22, 55 и 77 nm отличалась от исходной не более чем на 1 nm, а для пленки 220 nm оптическая толщина составила 207 nm.

На рис. 4 приведены действительная  $n$  (индекс рефракции) и мнимая  $k$  (коэффициент экстинкции) части показателя преломления. Как видно из правой части рисунка, в области длин волн, больших 400 nm, пленки практически прозрачны. Индекс рефракции  $n$  для этой области энергий последовательно возрастает с увеличением толщины пленки, за исключением пленки 55 nm. Обратим внимание на заметное отличие спектральных свойств пленки 220 nm от остальных, что хорошо видно на энергии основного осциллятора (см. табл. 2). Это коррелирует с изменением параметров решетки пленки от толщины, приведенных на рис. 1. По-видимому, кроме параметров решетки, и зонная структура толстых пленок ( $h > 200$  nm) отличается от тонких. Из рисунка видно, что поглощение в пленках резко увеличивается в области 3.5 eV ( $\sim 350$  nm). Ко-

личественно оптическая ширина запрещенной щели  $E_g$  может быть оценена из спектральной зависимости соотношения  $(\alpha''E)^2 = \text{const}(E - E_g)$  для прямых межзонных переходов, где коэффициент поглощения  $\alpha''$  следующим образом связан с мнимой частью показателя преломления

$$\alpha'' = \frac{2}{\hbar c} kE.$$

Аппроксимация графика зависимости  $(\alpha''E)^2$  от энергии прямой линией в области резкого подъема поглощения дает значения 3.95, 3.82, 3.87, 3.82, 3.94 eV для пленок  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  толщиной 11, 22, 55, 77 и 220 nm соответственно. Изменения этих параметров коррелируют с изменением энергии основного осциллятора (см. табл. 2). Эти характеристики позволяют разбить пленки по толщинам на 3 группы.

1. Очень тонкие пленки с толщиной порядка или менее 10 nm с энергией основного (межзонного) перехода 4.77 eV, такого же, как и в объемном образце (см. титанат бария в табл. 1).

2. Тонкие пленки с размерами приблизительно от 20 до 100 nm, с энергией межзонного перехода порядка 5 eV — большего, чем у объемного образца.

3. Толстые пленки с толщиной, равной и более 200 nm, и энергией межзонного перехода меньшего, чем у объемного образца.

### Заключение

Методом высокочастотного распыления получены монокристаллические сегнетоэлектрические пленки  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  высокого структурного совершенства на подложке (001) среза MgO с толщинами 11, 22, 55, 77 и 220 nm. Установлено, что при изменении толщины пленки от 11 до 220 nm коэффициент преломления на длине волны 1100 nm изменяется с 2.13 до 2.17 nm соответственно, за исключением пленки толщиной 55 nm, для которой коэффициент преломления на этой длине волны составляет 2.2. Коэффициент поглощения для этого диапазона для всех пленок находится на уровне 0.05. Результаты обработки спектров пропускания позволяют разбить пленки на 3 группы: очень тонкие с толщиной порядка или менее 10 nm, тонкие с размерами приблизительно от 20 до 100 nm и толстые толщиной равной и более 200 nm. Такое разбиение коррелирует с зависимостью параметров решетки  $a$  и  $c$  от толщины: тонкие пленки соответствуют сильной зависимости этих параметров от толщины. Эти результаты, а также тот факт, что эти пленки обладают хорошей управляемостью и низкими потерями в СВЧ-диапазоне, позволяют сделать вывод о том, что интегрально-оптические устройства с использованием таких пленок будут работать с большой эффективностью.

**Список литературы**

- [1] *Wessels B.W.* // Annu. Rev. Mater. Res. 2007. Vol. 37. P. 659.
- [2] *Im J., Auciello O., Baumann P.K., Streiffer S.K., Kaufman D.Y., Krauss A.R.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 625.
- [3] *Huang C.-L., Chen Y.-C.* // Mater. Sci. Eng. 2003. Vol. A345. P. 106.
- [4] *Synowicki R.A.* // Thin Sol. Films. 1998. Vol. 313. P. 394.
- [5] *Chen K.H., Hsu C.C., Su D.C.* // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2003. Vol. 77. P. 839.
- [6] *Swanepoel R.* // J. Phys. E: J. Sci. Instrum. 1983. Vol. 16. P. 1214.
- [7] *Nenkov M., Pencheva T.* // J. Opt. Soc. Am. 1998. Vol. A15. P. 1852.
- [8] *Li S.Z., Yang Y.Q., Liu L., Liu W.C., Wang S.B.* // Phys. B. 2008. Vol. 403. P. 2618.
- [9] *Wang D.Y., Li S., Chan H.L.W., Choy C.L.* // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 061905.
- [10] *Aulika I., Pokorny J., Zauls V., Kundzins K., Rutkis M., Petzelt J.* // Opt. Mater. 2008. Vol. 30. P. 1017.
- [11] *Мухортов В.М., Маматов А.А., Зеленчук П.А., Головки Ю.И., Бирюков С.В., Масычев С.И.* // Нанотехника. 2007. Т. 3. С. 59.
- [12] *Жигалина О.М., Кускова А.Н., Чувиллин А.Л., Мухортов В.М., Головки Ю.И.* // Поверхность. 2009. Т. 7. С. 55.
- [13] *Park B.H., Gim Y., Fan Y., Jia Q.X., Lu P.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. P. 2587.
- [14] *Stenzel O.* The Physics of Thin Film Optical Spectra. An Introduction. Berlin: Springer, 2005. 276 p.
- [15] *Jundt D.H.* // Opt. Letters. 1997. Vol. 22. P. 1553.
- [16] *Erman M., Theeten J.B., Chambon P., Kelso S.M., Aspnes D.E.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. P. 2664.
- [17] *Командин Г.А., Волков А.А., Спектор И.Е., Воротилов К.А., Мухортов В.М.* // ФТТ. 2009. Т. 51. С. 1280.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М: ГИИТЛ, 1957. 532 с.
- [19] *Cardona M.* // Phys. Rev. 1965. Vol. 140. P. A651.
- [20] *Pontes F.M., Leite E.R., Pontes D.S.L., Longo E., Santos E.M.S., Mergulhao S., Pizani P.S., Lanciotti F.Jr., Boschi T.M., Varela J.A.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. P. 5972.
- [21] *Wemple S.H., Didomenico M.* // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 3. P. 1338.