

## Оптические свойства нестехиометрических оксидов титана

© А.К. Герасимова<sup>1</sup>, В.А. Воронковский<sup>1</sup>, Д.А. Калмыков<sup>1</sup>, В.Ш. Алиев<sup>1,3</sup>, В.А. Володин<sup>1,2</sup>,  
М.А. Демьяненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН,  
Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет,  
Новосибирск, Россия

e-mail: aliev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.10.2024 г.

В окончательной редакции 08.12.2024 г.

Принята к публикации 08.12.2024 г.

Исследованы оптические свойства нестехиометрических оксидов титана  $\text{TiO}_{2-\delta}$  с различным отклонением от стехиометрии  $\delta$ . Пленки синтезированы методом ионно-лучевого распыления-осаждения. Состав пленок определен методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Установлена взаимосвязь оптических параметров ( $n$ ,  $k$ ) пленок с параметром  $\delta$ . Обнаружено, что отжиг пленок состава  $\delta \sim 0.58 \pm 0.02$  при температурах 350–600°C приводит к существенному возрастанию поглощения в терагерцовой области спектра из-за роста в пленках (по данным сканирующей электронной микроскопии) кристаллов пластинчатой формы микронных размеров.

**Ключевые слова:** тонкие пленки, нестехиометрические оксиды титана, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, спектральная эллипсометрия, оптические потери.

DOI: 10.61011/OS.2025.01.59880.7201-24

### Введение

Пленки оксидов переходных металлов нашли широкое практическое применение в микроэлектронике и являются постоянным объектом исследования [1–3]. Оптические свойства тонких пленок диоксида титана радикально зависят от метода их синтеза и последующей обработки [4–7]. Это связано со структурным многообразием оксидов титана, которое влечет за собой и многообразие оптических свойств. Интерес к пленкам оксидов титана нестехиометрического состава обусловлен тем, что при их частичной или полной кристаллизации возможно образование кристаллических фаз, обладающих высокой электропроводностью по сравнению с высшим оксидом  $\text{TiO}_2$  [8]. В результате кристаллизации аморфные пленки  $\text{TiO}_{2-\delta}$  ( $\delta < 2$ ) превращаются в композитный материал: кластеры с металлической проводимостью, заключенные в диэлектрическую матрицу. Такой материал обладает высоким коэффициентом поглощения и высоким температурным коэффициентом сопротивления, который определяется эффективной шириной запрещенной зоны диэлектрической матрицы [9]. Несмотря на то, что пленки оксидов титана давно практически используются в качестве теплочувствительных слоев и существует ряд работ [10], посвященных синтезу таких слоев, в литературе отсутствуют данные о связи параметра отклонения от стехиометрии  $\delta$  с их оптическими свойствами. Целью данной работы являлось исследование влияния параметра  $\delta$  на оптические свойства как однородных по составу,

так и композитных пленок на основе нестехиометрических оксидов титана в широком спектральном диапазоне от оптического до терагерцового. Композитные пленки в данной работе формировались путем термического отжига однородных по составу пленок нестехиометрического состава. Исследование представляет практический интерес для создания теплочувствительных слоев матриц микроболметров.

### Синтез пленок

Для синтеза тонких аморфных пленок нестехиометрических оксидов титана  $\text{TiO}_{2-\delta}$  с прецизионным контролем состава ( $\delta = 0.02–1.18$ ) использовался метод ионно-лучевого распыления-осаждения (IBSD — ion beam sputtering deposition). Данный метод подробно описан в работе [11]. Остаточное давление в вакуумной камере перед нанесением пленок составляло  $10^{-4}$  Па. Для распыления использовалась металлическая мишень титана особой чистоты ( $\text{Ti} > 99.92\%$ ). Мишень распылялась ионами  $\text{Ar}^+$  с энергией 1200 eV. Плотность ионного тока на мишень выдерживалась постоянной и составляла  $1.0 \text{ mA/cm}^2$ . Для получения оксидов в камеру подавался кислород особой чистоты ( $\text{O}_2 > 99.999\%$ ). Различные значения параметра  $\delta$  задавались путем варьирования подачи кислорода. Парциальное давление кислорода в зоне роста варьировалось в диапазоне от  $0.6 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-2}$  Па. В качестве подложек использовались: пластины  $\text{Si}(100)$  КЭФ-4.5 (для эллипсометрии) и двусторонне

полированные пластины БЗП Si(100) (для измерения оптических свойств в инфракрасной (ИК) области спектра) и пластины Ge (для терагерцевой (ТГц) области спектра). Температура подложек в процессе роста не превышала 70°C. Скорость напыления и толщина пленок контролировались кварцевыми микровесами (Maxtek, Inc.). Скорость роста по кварцевому датчику зависела от парциального давления кислорода и составляла ~ 0.08 nm/s. Типичная толщина пленок по данным эллипсометрии составляла около 50 nm. Отжиг пленок проводился в печи с оптическим разогревом при температурах от комнатной до 600°C в атмосфере особо чистого аргона с 2% объемной добавкой кислорода. Скорость разогрева (охлаждения) составляла около 10°C/min. После разогрева до заданной температуры образец выдерживался при этой температуре от 15 до 180 min, а затем охлаждался.

## Методы исследования

Состав выращенных пленок был определен методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на спектрометре SPECS UHV-Analysis-System со сферическим энергоанализатором RHOIBOS 150 и источником излучения Al  $K_{\alpha}$  ( $E = 1486.74$  eV). Шкала энергоанализатора была откалибрована по пикам Au  $4f_{7/2}$  ( $BE = 84.00 \pm 0.05$  eV) и Cu  $2p_{3/2}$  ( $BE = 932.66 \pm 0.05$  eV). Для учета зарядки поверхности пленок спектры РФЭС были выровнены по положению пика углерода C  $1s$  при 285.0 eV. Разложение экспериментальных спектров РФЭС в области энергий Ti  $2p$  и O  $1s$  осуществлялось функциями Гаусса после вычитания фона по методу Ширли. Отношение атомных концентраций O к Ti определялось по интегральным интенсивностям фотоэлектронных линий O  $1s$  и Ti  $2p$  с учетом соответствующих коэффициентов атомной чувствительности элементов [12].

Для определения оптических констант пленки (показателя преломления  $n$  и коэффициента поглощения  $k$ ) в диапазоне длин волн (350–1100 nm) был использован спектральный эллипсометр „ЭЛЛИПС-1891-САГ“ (ИФП СО РАН) [13]. Спектральное разрешение прибора составляло 2 nm, угол падения луча света на образец 70°. Использовалась четырехзонная методика измерений с последующим усреднением по всем четырем зонам. Экспериментальные спектры эллипсометрических углов  $\Psi$  и  $\Delta$  далее сравнивались с расчетными спектрами, полученными путем решения обратной задачи эллипсометрии. Для эллипсометрических расчетов использовалась однослойная оптическая модель. Подгонка спектральных зависимостей эллипсометрических углов во всем спектральном диапазоне для  $m$  точек спектра осуществлялась при помощи минимизации функции ошибки  $\sigma$ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m [(\Delta_{\text{exp}} - \Delta_{\text{calc}})^2 + (\Psi_{\text{exp}} - \Psi_{\text{calc}})^2],$$

**Таблица 1.** Образцы пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$ :  $P_{\text{O}_2}$  — парциальное давление кислорода в камере при росте,  $\delta$  — отклонение химического состава от стехиометрического, полученное из анализа данных РФЭС

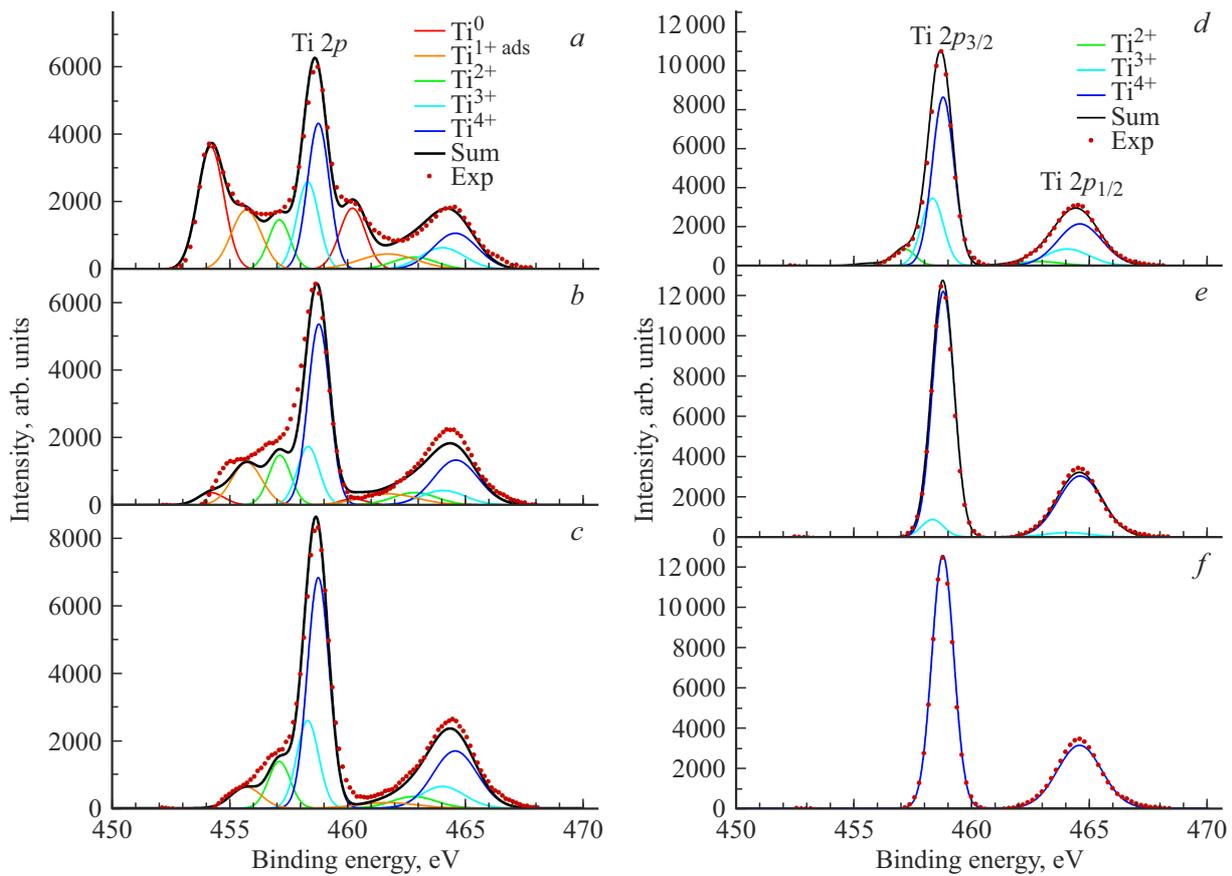
№	$P_{\text{O}_2}$ ( $\times 10^{-3}$ Pa)	$\delta$
T1	0.65	1.18
T2	1.22	0.58
T3	1.52	0.18
T4	1.77	0.11
T5	2.98	0.05
T6	9.23	0.02

**Таблица 2.** Параметры аппроксимации данных РФЭС: BE (binding energy) — энергетическое положение гауссовой линии, FWHM — полная ширина линии на полувысоте

РФЭС-пик	Компонент	BE, eV	FWHM, eV
Ti $2p_{3/2}$	Ti <sup>4+</sup>	458.75	1.09
	Ti <sup>3+</sup>	458.30	1.09
	Ti <sup>2+</sup>	457.10	1.09
	Ti <sub>ads</sub> <sup>1+</sup>	455.71	1.30
	Ti <sup>0</sup>	454.20	1.30
O $1s$	TiO <sub>2</sub>	530.14	1.18
	Ti <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	530.20	1.18
	TiO	531.80	1.18
	O <sub>ads</sub>	531.10	2.63

где  $\Psi_{\text{exp}}$ ,  $\Delta_{\text{calc}}$  и  $\Psi_{\text{calc}}$ ,  $\Delta_{\text{calc}}$  — экспериментальные и расчетные значения эллипсометрических углов  $\Psi$  и  $\Delta$  соответственно,  $m$  — число точек спектра. В ИК диапазоне (2–20  $\mu\text{m}$ ) оптические параметры пленок были измерены на спектрофотометре Infracal FT-801, а в ТГц диапазоне на спектрометре Bruker VERTEX 80v.

Структурные свойства пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  были исследованы с помощью метода комбинационного рассеяния света (КРС) на спектрометре T64000 (Horiba Jobin Yvon). Спектральное разрешение спектрометра КРС не превышало 2  $\text{cm}^{-1}$ . Для возбуждения использовалась линия твердотельного волоконного лазера с длиной волны 514.5 nm. Измерения спектров КРС проводились при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния. Анализ поляризации рассеянного света не проводился. Мощность лазерного пучка на образце составляла 1 mW. Для того чтобы минимизировать нагрев структур под лазерным пучком, образец помещался чуть ниже фокуса, размер пятна составлял около 8  $\mu\text{m}$ . В дополнение к методу КРС для визуализации кластеров в пленках была использована сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) на приборе Hitachi SU8220.



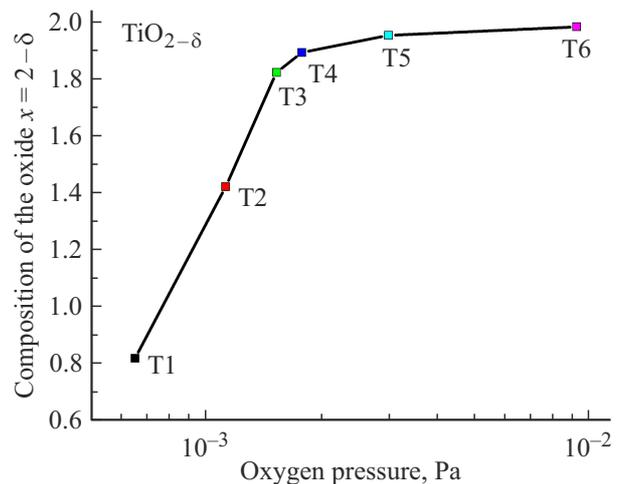
**Рис. 1.** Экспериментальные РФЭС-спектры (точки) пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  и их аппроксимация в диапазоне энергий уровней  $\text{Ti } 2p$ : *a* — T1, *b* — T2, *c* — T3, *d* — T4, *e* — T5, *f* — T6.

## Экспериментальные результаты и обсуждение

### Состав пленок

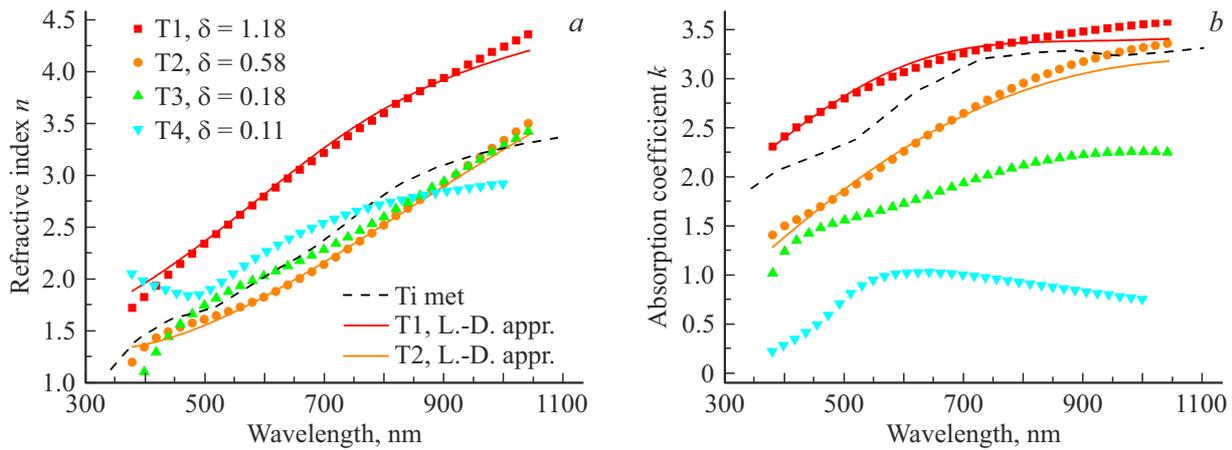
Для сопоставления условий роста и параметра  $\delta$ , характеризующего отклонение состава от стехиометрического, были выращены пленки оксида титана различного состава (табл. 1). Далее эти пленки исследованы методом РФЭС.

Для определения параметра  $\delta$  экспериментальные пики  $\text{Ti } 2p$  и  $\text{O } 1s$  были аппроксимированы гауссовыми линиями, каждая из которых отвечала определенной степени окисления титана. Из-за спин-орбитального расщепления пик  $\text{Ti } 2p$  представлен дуплетом двух гауссовых линий. Энергетический зазор в дуплете был взят равным 5.8 eV, а соотношение интенсивностей пиков  $\text{Ti } 2p_{1/2}$  и  $\text{Ti } 2p_{3/2}$  — 1:2 [14]. Подбор количества компонентов проводился таким образом, чтобы аппроксимировать экспериментальные РФЭС-пики минимальным количеством компонентов, беря их в различных пропорциях (рис. 1). Были использованы 4 компонента со следующими степенями окисления:  $\text{Ti}^{4+}$  в оксиде титана  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  в оксиде  $\text{Ti}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ti}^{2+}$  в оксиде титана  $\text{TiO}$ , компонент  $\text{Ti}^0$ , отвечающий металлическому титану.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента стехиометрии  $x = 2 - \delta$  от парциального давления кислорода в камере роста пленок  $\text{TiO}_x$ .

Кроме этого, учитывая нестехиометрический состав и аморфную структуру пленок, был добавлен пик  $\text{Ti}^{1+}$ . Аналогичное разложение на гауссовы линии было проведено для экспериментальных пиков  $\text{O } 1s$ . Подбор параметров гауссовых линий был проведен самосогла-



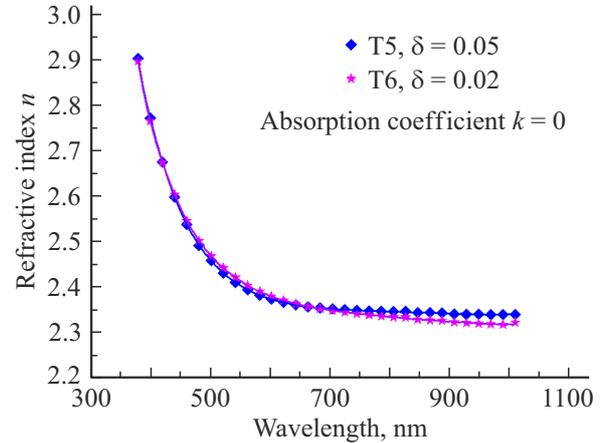
**Рис. 3.** Экспериментально полученные спектральные зависимости показателей преломления и поглощения пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  (точки) и их аппроксимация (сплошные линии). Данные для металлического титана взяты из базы данных [17] и показаны штриховой линией.

сованно для обоих пиков  $\text{Ti } 2p_{3/2}-2p_{1/2}$  и  $\text{O } 1s$  и для всех образцов. Параметры гауссовых линий, отвечающие минимальному отклонению экспериментальных точек от теоретических кривых, представлены в табл. 2. Уширение пиков  $\text{Ti}^0$  и  $\text{Ti}^{1+}$  по сравнению с другими пиками титана, вероятно, связано с адсорбцией кислорода на поверхности образцов. Уширение наблюдалось также для компонента  $\text{O}_{\text{ads}}$  кислородного пика  $\text{O } 1s$ . Данный компонент кислородного пика, так же как это сделано в работе [15], не учитывался при расчете параметра  $\delta$ . Подобранные параметры гауссовых линий (табл. 2) хорошо аппроксимируют экспериментальные результаты и согласуются с известными табличными данными РФЭС по  $\text{TiO}_2$  [16]. Полученная зависимость  $\delta$  от парциального давления кислорода в зоне роста (рис. 2) позволила в дальнейшем задавать состав пленок, не прибегая к измерениям РФЭС.

## Оптические свойства в видимой и ближней ИК областях

Оптические константы ( $n, k$  — соответственно действительная и мнимая части комплексного показателя преломления) неотожженных пленок в видимой и ближней ИК областях спектра показаны на рис. 3 и 4. Пленки T1 и T2 являются сильно поглощающими с аномальной дисперсией, что характерно для металлических пленок. Для сравнения представлены оптические константы металлического титана [17]. Показатель поглощения  $k$  металлического титана близок к показателю поглощения для пленки T1, а показатель преломления  $n$  — к пленкам T2-T4.

Оптические константы пленок T1 и T2 хорошо аппроксимируются осцилляторной моделью Лоренца-



**Рис. 4.** Спектральные зависимости  $n(\lambda)$  для пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  при  $\delta < 0.05$  (точки) и аппроксимация их моделью Коши (сплошные линии).

Друде [18]:

$$\hat{\epsilon}(\mathbf{E}) = \epsilon_{\infty} - \frac{E_{1\rho}^2}{E^2 - jE_{2\rho}E} + \sum_{i=1}^{\theta} \frac{A_i E_i^2}{E_i^2 - E^2 + j\Gamma_i E_i E}, \quad (1)$$

где  $\hat{\epsilon}(E)$  — функция комплексной диэлектрической проницаемости от энергии фотона,  $E = hc/\lambda$  — энергия фотона,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света в вакууме,  $j$  — мнимая единица,  $\epsilon_{\infty}$  — значение  $\hat{\epsilon}(E)$  при  $E \rightarrow \infty$ . Второй член выражения (1) отражает вклад свободных носителей заряда,  $E_{1\rho}$ ,  $E_{2\rho}$  — константы. Третий слагаемое описывает вклад межзонных переходов как возбуждение затухающих гармонических осцилляторов:  $A_i$ ,  $E_i$  и  $\Gamma_i$  — соответственно сила, энергия и функция уширения  $i$ -го осциллятора из  $\theta$  принятых в расчет. Оказалось, что для удовлетворительной аппроксимации экспериментальных спектров достаточно было использовать только один член в сумме, описывающей меж-

**Таблица 3.** Параметры модели для аппроксимации оптических свойств металлических пленок

№	$\delta$	Модель Лоренца-Друде					
		$e_{\infty}$ , eV	$E_{1D}$ , eV	$E_{2D}$ , eV	$A_i$	$E_i$ , eV	$\Gamma_i$
T1	1.18	2.0	19	15	9.5	1.7	1.1
T2	0.58	3.0	12	17	19.0	1.1	1.2

**Таблица 4.** Параметры модели для аппроксимации оптических свойств диэлектрических пленок

№	$\delta$	Модель Коши		
		$a$	$b$	$c$
T5	0.05	2.30	$1.00 \cdot 10^4$	$130 \cdot 10^8$
T6	0.02	2.20	$8.33 \cdot 10^4$	$1.98 \cdot 10^{10}$

зонные переходы ( $\theta = 1$ ). Дисперсионные функции  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для поглощающих пленок рассчитывались по соотношению:  $\hat{\epsilon}(E) = \dot{N}(E)^2$ , где  $\dot{N}(E) = n(E) - jk(E)$  — комплексный показатель преломления. Полученные параметры представлены в табл. 3.

Для образцов T5 и T6 дисперсия имела нормальный вид (показатель преломления  $n$  уменьшался с ростом длины волны, а показатель поглощения  $k = 0$ ). Данная зависимость хорошо описывается с помощью полиномиальной дисперсионной модели Коши, которая используется для описания прозрачных диэлектриков:

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4},$$

где  $a, b, c$  — коэффициенты Коши (табл. 4).

Отжиг пленок не влиял на их оптические свойства при температурах вплоть до  $300^\circ\text{C}$ , что указывает на достаточно высокую стабильность пленок нестехиометрического состава. Существенные изменения оптических констант ( $n, k$ ) наблюдались только после отжига при температуре  $600^\circ\text{C}$  и только для образцов пленок с  $\delta > 0.11$  (T2, T3) (рис. 5). Оптические константы образцов пленок с  $\delta \leq 0.11$  (T4–T6) слабо изменились.

Оптические спектры  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для пленок T3 и T4 не удалось аппроксимировать ни моделью Коши, ни моделью Лоренца-Друде (рис. 3). По характеру оптических спектров они занимают переходную область между металлическими и диэлектрическими пленками. Образец T3 по свойствам ближе к металлическим и содержит металлические кластеры, а T4 — к диэлектрическим и не содержит металлических кластеров, что подтвердилось плазмонными пиками в спектрах КРС.

### Спектры КРС

При большом отклонении от стехиометрии пленка образца T1 ( $\delta = 1.18$ ) оказалась непрозрачной для возбуждающего излучения ( $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ ) (рис. 6, а).

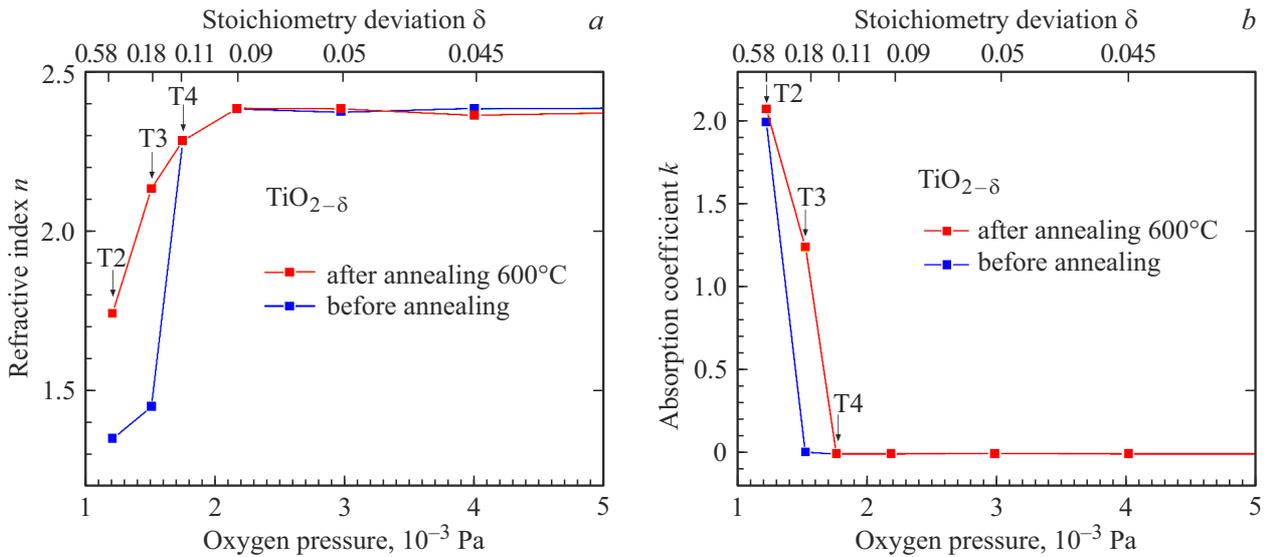
Поэтому сигнал в спектре КРС от подложки кремния не наблюдался. С уменьшением  $\delta$  и увеличением прозрачности пленки проявился пик, отвечающий в кремнии за длинноволновый оптический фонон  $520.6 \text{ cm}^{-1}$ , а также особенности, связанные с двухфононным рассеянием — два акустических фонона ( $2\text{TA}$ ,  $300 \text{ cm}^{-1}$ ), оптический и акустический фононы ( $\text{TO} + \text{TA}$ ,  $650 \text{ cm}^{-1}$ ). Кроме этого, в образцах T2–T3 спектры КРС показали присутствие широкого пика, предположительно отвечающего плазмонам. В образце T4 плазмонный пик явно не проявился. Плазмонные пики можно связать с присутствием в пленках кристаллических кластеров с высокой проводимостью. Дальнейшее уменьшение параметра  $\delta$  (образцы T5 и T6) привело к исчезновению плазмонов. Отжиг пленок при температуре  $330^\circ\text{C}$  показал возрастание плазмонных пиков в образцах T2 и T3. Исходным материалом для роста кластеров в пленках нестехиометрического состава являются избыточные по сравнению со стехиометрическим составом атомы титана (или вакансии кислорода), которые обладают, по-видимому, способностью диффундировать даже при низких температурах ( $330^\circ\text{C}$ ). Вероятно, с уменьшением параметра  $\delta$  таких атомов Ti (вакансий кислорода) начинает не доставать для роста кластеров.

Спектры КРС показали, что в пленках T2 и T3 как до, так и после отжига присутствуют кластеры. Неожиданным оказалось то, что методом СЭМ такие кластеры не удалось визуализировать. Вероятной причиной являлось недостаточное разрешение СЭМ, которое составляло около  $10 \text{ nm}$ .

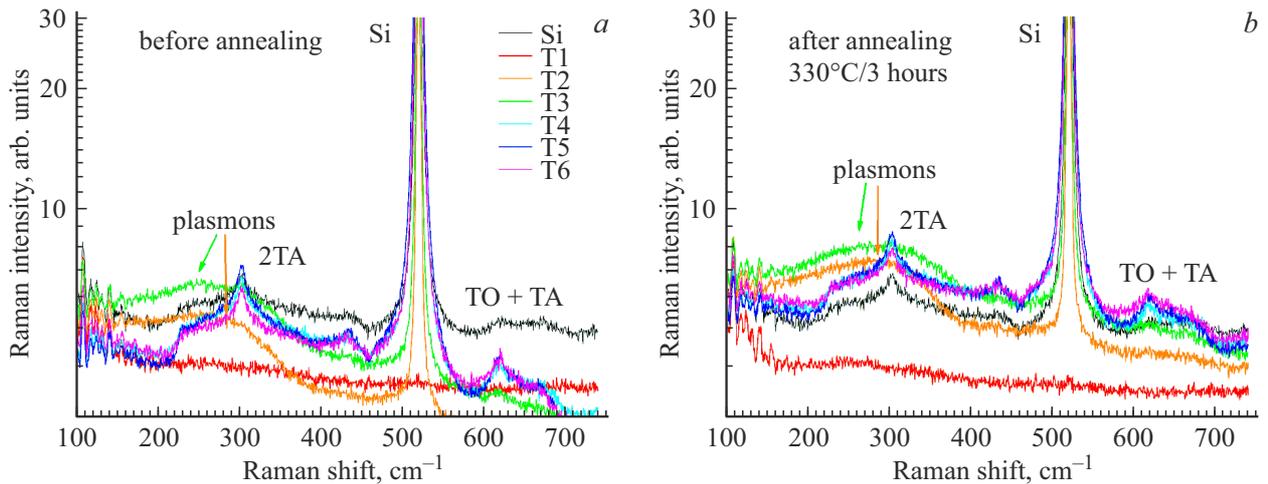
### Структура по данным СЭМ

Спектры КРС показали, что в образцах с металлическим характером спектральных зависимостей оптических констант присутствуют кластеры (рис. 6). Поэтому для структурных исследований были выбраны образцы с  $\delta > 0.11$  (T1–T3). Исходная структура синтезированных пленок по данным СЭМ была аморфной и оставалась таковой при отжигах до температур  $300^\circ\text{C}$ . Так как было обнаружено, что существенные различия в оптических спектрах наблюдаются при отжиге при более высоких температурах (рис. 5), то образцы были отожжены при температуре  $600^\circ\text{C}$  в течение  $15 \text{ min}$ .

Наиболее явно кристаллическая структура проявилась после отжига для образцов состава T2 и T3 (рис. 7). На изображении СЭМ видно появление в пленках кристаллов микронных размеров. Учитывая толщину исходных



**Рис. 5.** Зависимости (а) показателя преломления  $n$  и (б) показателя поглощения  $k$  по данным эллипсометрии на длине волны света  $\lambda = 532.8$  nm для пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  от парциального давления кислорода и значения параметра  $\delta$ .



**Рис. 6.** Спектры КРС до отжига (а) и после отжига (б) при 330°C в течение 3 h.

пленок, которая была равна 80 nm, очевидно, кристаллы имеют пластинчатую форму.

### Оптические потери в ИК и ТГц областях

Наиболее интересными с практической точки зрения являются пленки композитного состава, т.е. состоящие из проводящих кластеров в диэлектрической матрице [9]. Такими являются пленки состава  $\delta > 0.11$ . Необходимо отметить, что в этих пленках при отжиге наиболее ярко проявляются изменения в оптических свойствах: наблюдалось многократное увеличение показателя поглощения  $k$  (рис. 5, б). Для исследования оптических потерь в ИК и терагерцовой областях спектра были использованы пленки толщиной 300 nm, выращенные на двухсторонне полированных подложках Si (БЗП) и

Ge. Оптические потери (А) вычислялись по формуле  $A = 1 - R - T$ , где  $R$  и  $T$  — коэффициенты отражения и пропускания соответственно.

На рис. 8, а показаны спектры оптических потерь для образцов пленок, выращенных с составами  $\delta = 0.18, 0.58$  для ИК области спектра и (б) — с составом  $\delta = 0.58$  для ТГц области спектра. Спектры представлены после сглаживания интерференционных пиков. Видно, что отжиг пленок увеличивает оптические потери как в ИК, так и в терагерцовом диапазонах электромагнитного излучения. Очевидно, рост оптических потерь является следствием формирования композитного материала из-за кристаллизации пленок. В терагерцовой области спектра влияние отжига на оптические потери более существенно, вероятно, из-за формирования кластеров пластинчатой

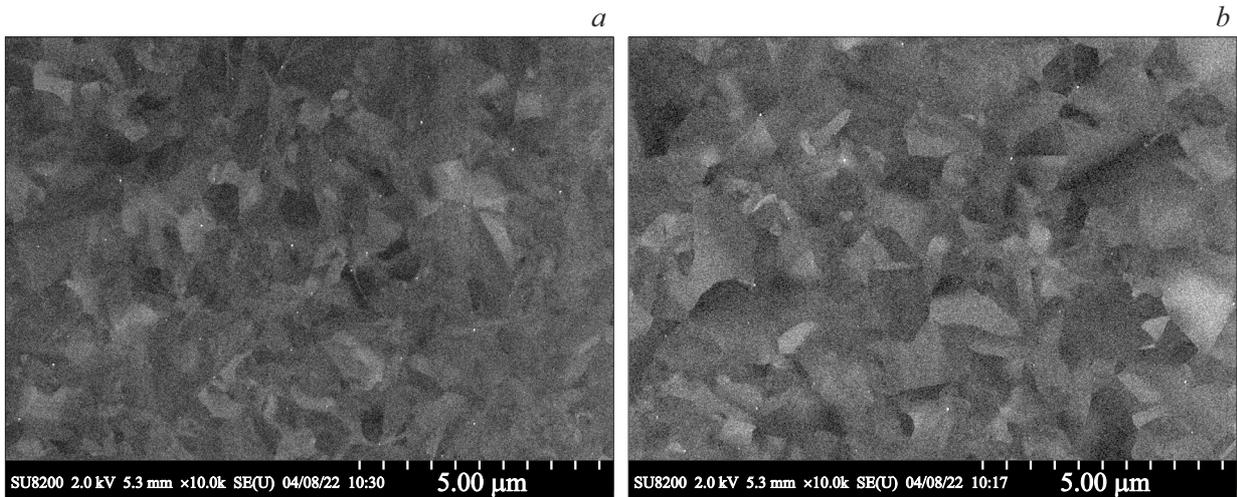


Рис. 7. СЭМ-изображения поверхности пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$  после отжига при  $600^\circ\text{C}$  с отклонением от стехиометрии  $\delta = 0.58$  (a),  $0.18$  (b).

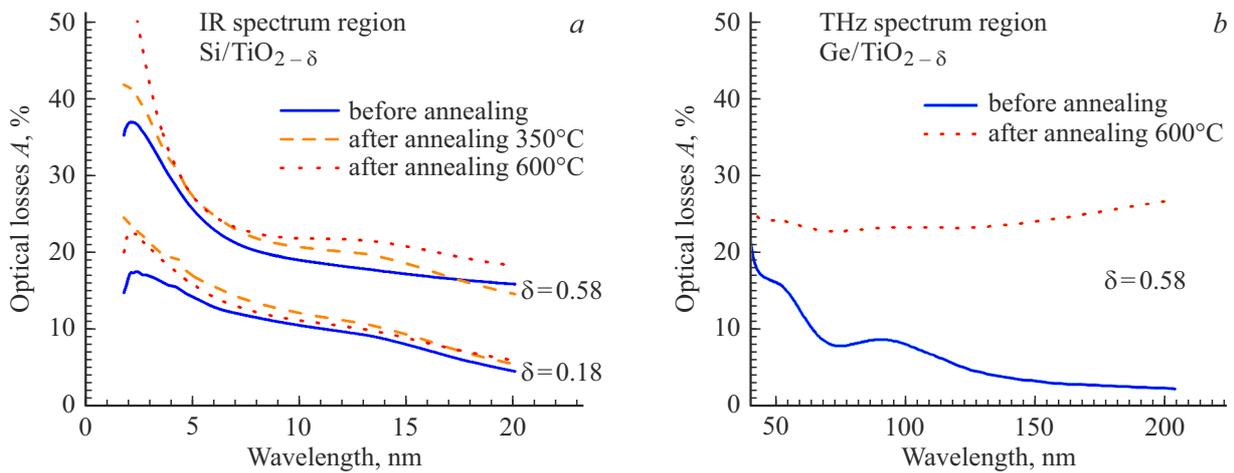


Рис. 8. Оптические потери ( $A$ ) для пленок  $\text{TiO}_{2-\delta}$ : (a) на подложке Si (БЗП, толщина подложки  $380\ \mu\text{m}$ ) в ИК области спектра; (b) на подложке Ge (толщина подложки  $1\ \text{mm}$ ) в ТГц области спектра.

формы с размерами, достигающими несколько микрон.

### Заключение

Разработана лабораторная технология синтеза тонких аморфных пленок нестехиометрических оксидов титана  $\text{TiO}_{2-\delta}$  с прецизионным контролем состава в широком диапазоне ( $\delta = 0.02-1.18$ ). Определена взаимосвязь между параметром  $\delta$  и оптическими константами  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн ( $\lambda = 0.35-1.0\ \mu\text{m}$ ). Пленки с отклонением от стехиометрии  $\delta > 0.18$  проявляют металлические свойства, а оптические константы хорошо описываются в рамках модели Лоренца-Друде. Пленки с отклонением  $\delta < 0.05$  ведут себя как диэлектрические, а оптические константы описываются моделью Коши. Отжиг пленок при тем-

пературе  $600^\circ\text{C}$  в атмосфере аргона с 2% объемной добавкой кислорода приводит к существенному изменению оптических свойств металлических пленок, а на диэлектрические пленки не влияет. В ИК и ТГц диапазонах отжиг пленок с  $\delta > 0.18$  увеличивает оптические потери в пленках, что является, вероятно, следствием увеличения размера проводящих кластеров в диэлектрической матрице. Пленки с  $\delta = 0.11-0.58$  представляют наибольший интерес для создания теплочувствительных слоев микроболометрических матриц.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФП СО РАН А.С. Ярошевичу за помощь в определении оптических потерь в ТГц области спектра, Ю.А. Живодкову за анализ образцов методом СЭМ (Центр коллективного

пользования „Наноструктуры“ ИФП СО РАН) и В.А. Голяшова за измерение спектров РФЭС.

### Финансирование работы

Работа была поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 24-29-00344.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] В.Н. Кручинин, В.Ш. Алиев, А.К. Герасимова, В.А. Гриценко. *Опт. и спектр.*, **121** (2), 260–265 (2016). DOI: 10.7868/S0030403416080092
- [2] В.Н. Кручинин, В.А. Володин, Т.В. Перевалов, А.К. Герасимова, В.Ш. Алиев, В.А. Гриценко. *Опт. и спектр.*, **124** (6), 777–782 (2018). DOI: 10.21883/OS.2018.06.46080.39-18
- [3] В.Н. Кручинин, Т.В. Перевалов, В.Ш. Алиев, Р.М.Х. Исхакзай, Е.В. Спесивцев, В.А. Гриценко, В.А. Пустоваров. *Опт. и спектр.*, **128** (10), 1467–1472 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.10.50016.12-20
- [4] Y. Ashok Kumar Reddy, Y.B. Shin, I.K. Kang, H.C. Lee, P. Sreedhara Reddy. *Appl. Phys. Lett.*, **107** (2), 023503 (2015). DOI: 10.1063/1.4926604
- [5] С.А. Гаврилов, А.А. Дронов, В.И. Шевяков, А.Н. Белов, Э.А. Полторацкий. *Российские нанотехнологии*, **4** (3–4), 123–129 (2009).
- [6] Y. Ju, Z. Wu, S. Li, X. Dong, Y. Jiang, J. Nanoelectron. Optoelectron., **7** (3), 317–321 (2012). DOI: 10.1166/jno.2012.1308
- [7] А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, Е.Г. Костин, И.С. Петрик, Е.К. Фролова. *ЖТФ*, **84** (6), 98–106 (2014). URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/27261>
- [8] H. Malik, S. Sarkar, S. Mohanty, K. Carlson. *Sci. Rep.*, **10** (1), 8050 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-64918-0
- [9] Y. Reddy, Y.B. Shin, I.K. Kang, H.C. Lee. *J. Appl. Phys.*, **119** (4), 044504 (2016). DOI: 10.1063/1.4940957
- [10] L. Li, Z. Wu, Y. Ju, C. Chen. *Energy Procedia*, **12**, 456–461 (2011). DOI: 10.1016/j.egypro.2011.10.061
- [11] V.A. Shvets, V.Sh. Aliev, D.V. Gritsenko, S.S. Shaimeev, E.V. Fedosenko, S.V. Rykhliitski, V.V. Atuchin, V.A. Gritsenko, V.M. Tapilin, H. Wong. *J. Non-Crystall. Sol.*, **354**, 3025–3033 (2008). DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2007.12.013
- [12] J.H. Scofield. *J. Electron Spectrosc. Rel. Phenomena*, **8** (2), 129–137 (1976). DOI: 10.1016/0368-2048(76)80015-1
- [13] С.В. Рыхлицкий, Е.В. Спесивцев, В.А. Швец, В.Ю. Прокопьев. *ПТЭ*, **2**, 161 (2012). DOI: 10.21883/OS.2019.11.48513.136-19
- [14] J.F. Moulder, W.F. Stickle, P.E. Sobol, K.D. Bomben. *Handbook of X-ray photoelectron spectroscopy* (Perkin-Elmer, Eden Prairie, 1992).
- [15] V.S. Aliev, A.K. Gerasimova, V.N. Kruchinin, V.A. Gritsenko, I.P. Prosvirin, I.A. Badmaeva. *Mater. Res. Expr.*, **3** (8), 085008 (2016). DOI: 10.1088/2053-1591/3/8/085008
- [16] *Fundamental XPS Data from Pure Elements, Pure Oxides, and Chemical Compounds*. URL: <http://www.xpsdata.com/fundxps.pdf>
- [17] S. Adachi. *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information* (Springer Science + Business Media, 2013).
- [18] W.S. Werner, K. Glantschnig, C. Ambrosch-Draxl. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **38** (4), 1013–1092 (2009). DOI: 10.1063/1.3243762