02

# Оптические характеристики тонких пленок ниобата бария–стронция в зависимости от температуры

© К.М. Жидель [1], А.В. Павленко [1,2]

[1] Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия
[2] Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: karinagidele@gmail.com

*Поступила в редакцию 24.10.2024 г.*
*В окончательной редакции 24.10.2024 г.*
*Принята к публикации 22.03.2025 г.*

С использованием метода спектрофотометрии в спектральном диапазоне 200–1000 nm и при температурах 299.15–393.15 K проведены исследования оптических свойств монокристаллических тонких пленок $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ толщиной $\sim 646$ nm, синтезированных на подложках MgO (001) методом высокочастотного катодного распыления в атмосфере кислорода. Установлено, что край оптического поглощения в спектрах пропускания $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$/MgO смещается с ростом температуры в длинноволновую область. Рассчитаны дисперсионные зависимости показателя преломления $n(\lambda)$ и коэффициента экстинкции $k(\lambda)$ пленки $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ при фиксированных температурах. Показано, что пленки обладают немного более низкими значениями оптических параметров в сравнении с монокристаллом $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$. Дисперсия $n(\lambda)$ была интерпретирована в рамках модели индивидуального дипольного осциллятора и аппроксимирована соотношением Коши. Полученные результаты свидетельствуют о стабильности оптических характеристик гетероструктур $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ на подложках MgO в исследуемом диапазоне длин волн в заданном температурном интервале.

**Ключевые слова:** тонкие пленки, ниобат бария-стронция, SBN, спектр пропускания, край поглощения, энергия Урбаха, ширина запрещенной зоны.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24

## Введение

Ниобат бария-стронция ($Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$, SBN) — экологически чистый бессвинцовый одноосный кристалл со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы, относящийся к сегнетоэлектрикам–релаксорам. Монокристаллы SBN [1–5] вызывают большой интерес исследователей как в фундаментальном, так и прикладном плане ввиду перспектив их применения в устройствах современной микроэлектроники и оптоэлектроники [4,6]. Развитие технологий напыления позволило получать гетероструктуры на базе тонких пленок SBN высокого качества [7]. Использование таких структур в оптоэлектронных устройствах [6] является предпочтительным для удовлетворения потребностей промышленности в сравнении с их объемными аналогами ввиду возможностей реализации интегрированных устройств и управления свойствами тонких пленок в соответствии с конкретными требованиями. В последние годы также исследуются новые возможности применения сегнетоэлектрических материалов для современных фотонных устройств [8]. Очевидно, что для фотонных устройств зависимость показателя преломления от температуры имеет особое значение, поскольку от него будут зависеть многие оптические явления, конструкция и эксплуатационные характеристики. Известно, что показатели преломления наиболее часто используемых фотонных полупроводников (Si или GaAs) увеличиваются с повышением температуры [9]. При эксплуатации часть подаваемой мощности неизбежно рассеивается в виде тепла, что приводит к повышению температуры кристаллической решетки и, как следствие, изменению показателя преломления, отрицательно сказываясь на работе устройства. Понимание термооптических свойств открывает возможности для контроля и управления изменениями характеристик, вызванных воздействием температуры [10]. Таким образом, выяснение термооптических характеристик тонких пленок ниобата бария-стронция имеет решающее значение для будущих применений при разработке новых устройств.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектральной зависимости пропускания однослойных гетероструктур SBN-61 на подложках MgO (001), полученных методом ВЧ-катодного напыления в атмосфере кислорода, в области высоких температур $t = 299.15–393.15$ K при $\lambda = 200–1000$ nm.

## Объекты. Методы получения и их исследования

Монокристаллические пленки $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ были получены методом газоразрядного RF-катодного напыления на монокристаллических подложках (001) MgO

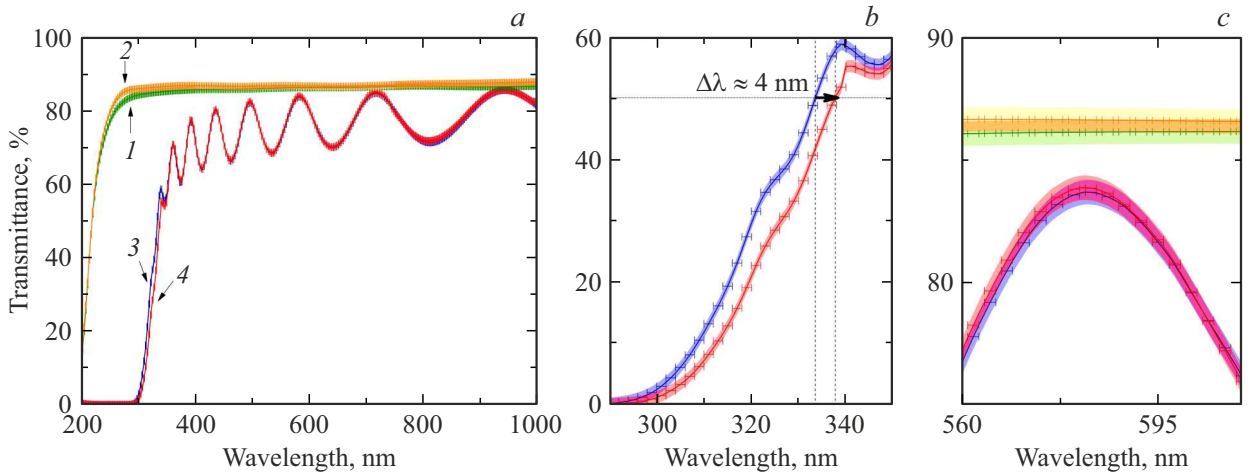


**Рис. 1.** Спектры пропускания $T(\lambda)$: $(a)$ *1, 2* — подложка MgO, *3, 4* — гетероструктура SBN-61/MgO при $t = 299.15$ K и 393.15 K соответственно; $(b)$ область края оптического поглощения SBN-61/MgO; $(c)$ увеличенный масштаб области спектра.

(полировка — двухсторонняя, толщина — 0.5 mm). Напыление производилось по технологии, описанной в [11], на установке „Плазма 50-СЭ“ (ЦКП НИИ физики ЮФУ). Начальная температура подложки до включения разряда составляла $\sim 673$ K, а после включения устанавливалась в диапазоне 793–813 K, давление чистого кислорода в камере в процессе всего процесса напыления составляло 0.5 Torr, ВЧ-мощность — 110 W, расстояние мишень–подложка — 12 mm.

Измерения спектральной зависимости степени пропускания $T$ объектов при длинах волн $\lambda = 200-1000$ nm осуществляли при помощи комплекса на базе УВИ-спектрофотометра СФ-56 („ОКБ СПЕКТР“, Россия) и криостата LN-121-SPECTR („Криогенные приборы“, Россия) в режиме нагрева от комнатной температуры (RT, $t = 299.15$ K) до 393.15 K в вакууме. Шаг сканирования составлял 1 nm.

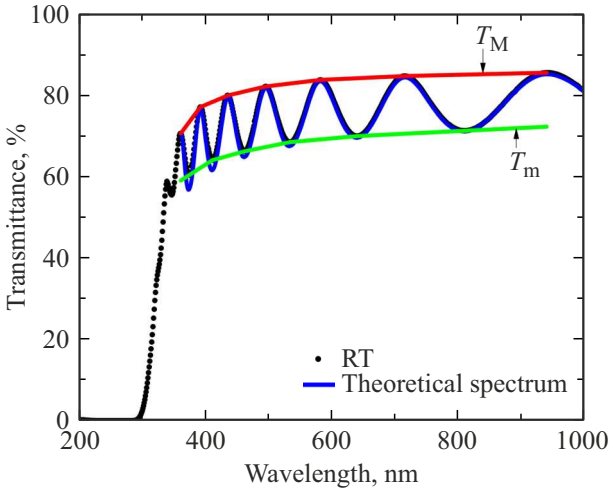


**Рис. 2.** Спектры пропускания $T(\lambda)$ SBN-61/MgO с огибающими кривыми ($T_M$, $T_m$) и теоретическим спектром при RT.

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры оптического пропускания $T(\lambda, t)$ гетероструктуры SBN-61/MgO и подложки MgO для фиксированных температур (RT и 393.15 K) представлены на рис. 1, *a*.

Пленки SBN-61 на подложках MgO демонстрируют высокую прозрачность ($T = 64-85\%$) в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Оптическое пропускание SBN-61/MgO в сравнении с уровнем пропускания подложки MgO, которое при RT составляет 86%, свидетельствует о гладкой поверхности и хорошей однородности пленки. Также на зависимостях $T(\lambda)$ SBN-61/MgO наблюдаются интерференционные эффекты. Видно, что с увеличением температуры уровень оптического пропускания SBN-61/MgO и самой подложки незначительно изменяется. Причем в спектрах пропускания SBN-61/MgO наблюдается заметное смещение края оптического поглощения (рис. 1, *b*) с ростом температуры в длинноволновую область. Указанное свидетельствует о соответствующем изменении оптических констант и оптической ширины запрещенной зоны. Следует отметить, что спектры пропускания на рисунках приведены с учетом допускаемых абсолютных погрешностей — измерения величины $T$ в заданном спектральном диапазоне и установки длин волн $\lambda$ (рис. 1, *a–c*). Смещение края оптического поглощения ($\Delta\lambda$) оценивалось на уровне пропускания материала в 50%. Как видно из рисунка, нами были получены значения $\lambda_1 = 334$ nm при RT, $\lambda_2 = 338$ nm при 393.15 K и $\Delta\lambda \sim 4$ nm ($\sim 0.05$ eV).

Для обработки спектров пропускания использовалась модель оптической системы „изотропная пленка/прозрачная подложка“ при падении излучения по нормали к плоскости пленки. Оптические константы (показатель преломления $n$ и коэффициент экстинкции $k$) и толщину $d$ рассчитывали методом огибающих кри-

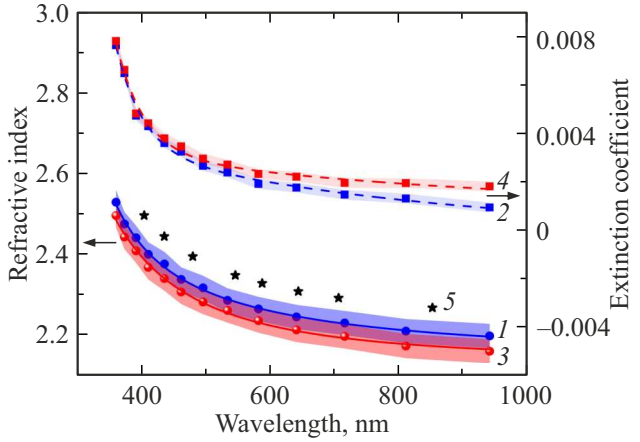


**Рис. 3.** Зависимость показателей преломления и коэффициентов экстинкции от длины волны для пленки SBN-61 при фиксированных температурах. Линиями обозначены результаты аппроксимации по формуле Коши: сплошная (*1, 3*) — для $n(\lambda)$, штриховая (*2, 4*) — для $k(\lambda)$; *5* — $n_o$ монокристалла SBN-61 [14].

вых [12,13] в области прозрачности. Для проверки достоверности значений полученных искомых величин моделировались теоретические спектры пропускания (рис. 2) для фиксированных температур. Теоретические спектры согласуются с экспериментальными, что подтверждает надежность полученных данных. Для примера приведен спектр для RT.

На рис. 3 представлены дисперсионные зависимости оптических констант пленки SBN-61. Из зависимостей $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ видно, что кривые демонстрируют нормальное дисперсионное поведение. Экспериментальные данные $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ хорошо аппроксимируются соотношениями Коши вида

$$n(\lambda) = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4 + D/\lambda^6,$$
$$k(\lambda) = E + F/\lambda^2 + G/\lambda^4 + H/\lambda^6, \qquad (1)$$

где $\lambda$ — длина волны; $A$, $B$, $C$, $D$, $E$, $F$, $G$, $H$ — эмпирические константы.

Результаты аппроксимации по соотношениям Коши представлены на рис. 3. Коэффициенты Коши приведены в табл. 1.

Сравнение полученных данных при RT со значениями обыкновенного показателя преломления ($n$) монокристалла SBN-61 [14] при 297.65 K на рис. 3 говорит о том, что пленки обладают немного более меньшим $n$ в исследуемом диапазоне длин волн. Следует отметить, что с ростом температуры наблюдается дальнейшее уменьшение $n$, которое, однако, находится в пределах допускаемой абсолютной погрешности.

Уменьшение показателя преломления, возможно, связано с пористостью и/или напряжением, деформацией в пленках. Используя модель Лоренца–Лоренца, плотность упаковки пленки $P$ определяется как

$$P = [(n_f^2 - 1)(n_f^2 + 2)^{-1}]/[(n_b^2 - 1)(n_b^2 + 2)^{-1}], \qquad (2)$$

где $n_f$ — показатель преломления пленки, а $n_b$ — показатель преломления монокристалла [14]. Принимая $n_b = 2.4443$ (при 435.83 nm), можно получить, что $P = 0.974$ для пленки SBN-61. Этот результат показывает преимущество используемого метода получения пленок с заданными оптическими свойствами.

С другой стороны, данные дисперсии показателя преломления были интерпретированы в рамках модели индивидуального дипольного осциллятора — модели Дидоменико и Уэмпла [15]. Согласно этой модели, показатель преломления в области малого поглощения должен подчиняться соотношению

$$n^2(E) = 1 + E_d E_0/(E_0^2 - E^2), \qquad (3)$$

где $E_d$ — энергия дисперсии, $E_0$ — энергия осциллятора.

Из зависимостей $1/(n^2 - 1)$ от $E^2(1/\lambda^2)$ (рис. 4) были рассчитаны величины $E_d$ и $E_0$. Так, для RT энергия осциллятора составила $E_0 = 6.129$ eV, для 393.15 K — $E_0 = 6.054$ eV, что сопоставимо с литературными данными для других материалов [16]. Величины энергий дисперсии — 22.33 eV и 21.18 eV соответственно.

Анализ спектров поглощения был проведен с целью определения величины и характера оптической ширины запрещенной зоны. Коэффициент поглощения $\alpha$ в области сильного поглощения материалом пленок рассчитывали из спектров пропускания по формуле [17]

$$\alpha(\lambda) = 1/d \ln[(1 - R_1)(1 - R_2)(1 - R_{12})/T], \qquad (4)$$

где $d$ — толщина пленки, $R_1$, $R_2$, $R_{12}$ — коэффициенты отражения от границ воздух/пленка, пленка/подложка и подложка/воздух соответственно.

Как известно, край экспоненциального поглощения можно интерпретировать как результат экспоненциального распределения локальных состояний в запрещенной зоне, связанного со структурой материалов. В области $E < E_g$ выполняется правило Урбаха [18]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp[E_U(E - E_0)], \qquad (5)$$

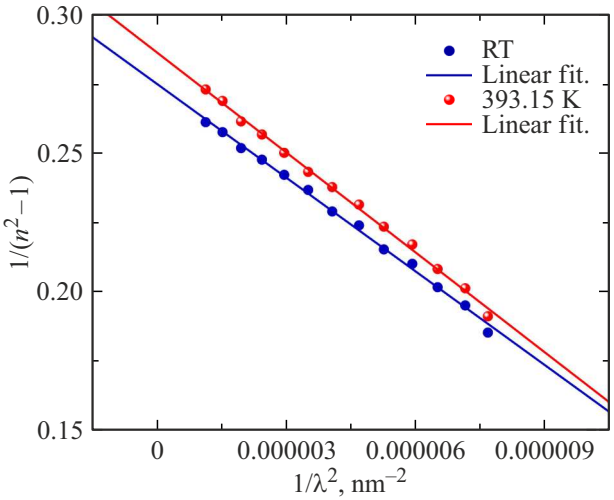


**Рис. 4.** График зависимости $1/(n^2 - 1)$ от $1/\lambda^2$ для пленки SBN-61 при фиксированных температурах. Линиями обозначены результаты аппроксимации.

**Таблица 1.** Коэффициенты Коши для $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ пленки SBN-61

| $A$ | | $B \cdot 10^4$, nm$^2$ | | $C \cdot 10^9$, nm$^4$ | | $D \cdot 10^{14}$, nm$^6$ | | $E \cdot 10^{-4}$ | | $F \cdot 10^3$, nm$^2$ | | $G \cdot 10^8$ nm$^4$ | | $H \cdot 10^{13}$, nm$^6$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1* | 2* | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 2.1496 | 2.1336 | 4.5136 | 2.5605 | −3.096 | 2.6370 | 4.6645 | 1 | −3.9757 | 7.9124 | 1.490 | 1.078 | −3.2182 | −2.675 | 3.434 | 3.1932 |

*1 — RT; 2 — 393.15 K.

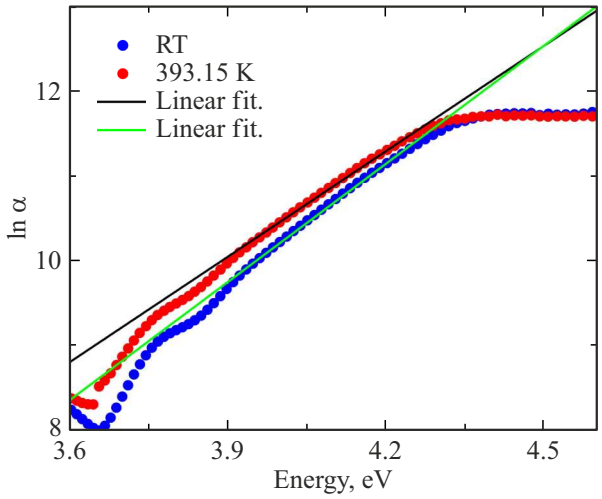


**Рис. 5.** Расчет энергии Урбаха для пленок SBN-61 при фиксированных температурах. Линиями обозначены результаты аппроксимации.

где $E_U$ — ширина хвоста локализованного состояния, $\alpha_0$ — константа, соответствующая коэффициенту поглощения в энергетической щели. Энергия Урбаха $E_U$ несет информацию о существовании локализованных состояний в области запрещенной зоны. Их наличие связано с ненасыщенными связями и/или дефектами в пленках, степенью электрон-фононного взаимодействия. Таким образом, энергия Урбаха $E_U$ является мерой присутствующего в системе беспорядка [18]. Значение $E_U$ оценивается по наклону линейной части кривой зависимости $\ln\alpha$ от $E$, как показано на рис. 5. Рассчитанные значения энергии Урбаха представлены в табл. 2. Энергия Урбаха при RT пленок SBN-61 составляет $\sim 0.216$ eV и увеличивается с ростом температуры ($\sim 0.242$ eV), что говорит о снижении упорядоченности структуры.

Согласно модели Таука [19], прямой или непрямой тип перехода можно определить построением зависимостей $(\alpha h\nu)^m$ от $E$. Показатель степени $m = 2$ соответствует разрешенному прямому типу перехода, а $m = 1/2$ — разрешенному непрямому. Прямой переход дает один линейный участок, а его экстраполяция на ось $E$ — величину прямой запрещенной зоны ($E_g^{\text{dir}}$). Непрямой переход дает два линейных участка, приводящих к двум экстраполяциям $(E_{g1} + E_{\text{ph}})$ и $(E_{g2} - E_{\text{ph}})$, где $E_{\text{ph}}$ — энергия фонона, способствующая переходу; $E_{g1}$ — порог поглощения, соответствующий процессу поглощения фононов; $E_{g2}$ — порог поглощения, соответствующий процессу испускания фононов [20].

Нами установлено, что коэффициент поглощения пленки $\alpha$ в области собственного поглощения хорошо описывается зависимостями $(\alpha h\nu)^2$ и $(\alpha h\nu)^{1/2}$, это указывает на природу запрещенной зоны пленок SBN-61 как прямого типа в области более высоких энергий и непрямого типа в области низких энергий. Результаты аппроксимации представлены в табл. 2 и на рис. 6. Коэффициент согласования $R^2$ достигнут 0.99 для всех аппроксимаций. Для наглядности график $(\alpha h\nu)^{1/2}$ от $E$ приведен только для RT.

Из результатов, представленных в табл. 2, видно соответствующее уменьшение вклада $E_{\text{ph}}$ с ростом температуры. Очевидно, что пленки характеризуются более низкой энергией фононов $E_{\text{ph}}$ в отличие от монокристалла. Для наших пленок SBN-61 (табл. 2) $E_{\text{ph}}$ находится в пределах 43–47 meV, что соответствует характерным частотам фононов $\sim 345$–$375$ cm$^{-1}$. Эти величины, согласно экспериментальным температурным исследованиям методом КРС керамик [21] и монокристаллов [22–25], а также тонких пленок ниобата бария-стронция [26], близки к частотам фононных мод, которые авторы связывают с растяжением Nb–O и деформацией O–Nb–O из-за внутренних колебаний октаэдров $NbO_6$ [21–26]. Как отмечено в [21], резкий скачок частот линий в спектрах КРС в низкочастотную область при температуре выше 380 K указывает на фазовый переход (ФП).

Сравнение наших результатов с данными для монокристалла SBN-61 [27] позволяет утверждать, что полученные пленки SBN-61 обладают достаточно близкими по величине оптическими ширинами запрещенной зоны в предположении прямого и непрямого типов перехода при RT. С ростом температуры для пленок SBN-61 наблюдается уменьшение величин $E_g^{\text{dir}}$ и $E_g^{\text{ind}}$. Как сообщалось в работах [28,29], существует обнаруживаемое влияние давления $p$ и температуры $t$ на ширину запрещенной зоны материала $E_g$, поскольку эти эффекты влияют на параметры кристаллической решетки. Следующее соотношение количественно определяет эффект в целом:

$$\frac{dE_g}{dt} = \left(\frac{dE_g}{dt}\right)_V + \frac{\beta}{\gamma}\left(\frac{dE_g}{dp}\right)_t, \qquad (6)$$

где $\beta$ — коэффициент объемного расширения, $\gamma$ — сжимаемость. Обычно изменение $E_g$ на 1 K составляет

**Таблица 2.** Оптические характеристики пленки SBN-61

| $d$, nm | $E_g^{\mathrm{dir}}$, eV | | | $E_g^{\mathrm{ind}}$, eV | | | $E_{\mathrm{ph}}$, meV ($\mathrm{cm}^{-1}$) | | | $E_{\mathrm{U}}$, meV | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 646±30 | RT | 295 K [27] | 393.15 K | RT | 295 K [27] | 393.15 K | RT | 295 K [27] | 393.15 K | RT | 295 K [27] | 393.15 K |
| | 4.121 ±0.004 | 4.28 [27] | 4.066 ±0.005 | 3.628 ±0.003 | 3.67 [27] | 3.573.15 ±0.003 | 47 (375) | 105 (847) [27] | 43 (345) | 216 | 250 [27] | 242 |

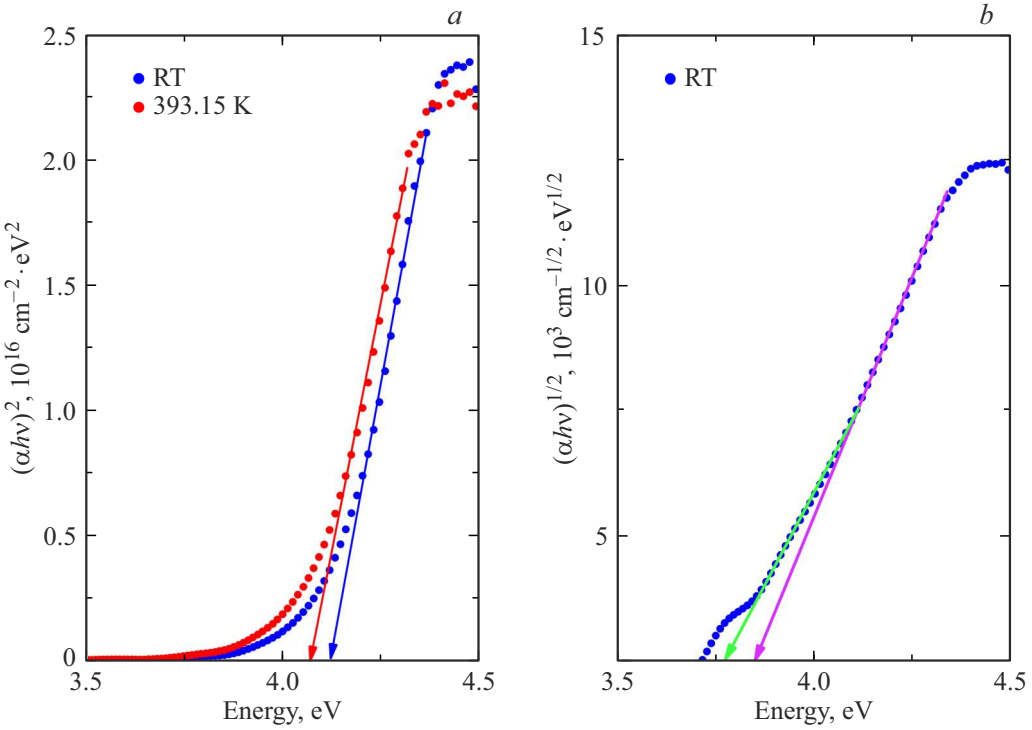


**Рис. 6.** Графики зависимостей $(\alpha h\nu)^2$, $(\alpha h\nu)^{1/2}$ vs. $E$ для пленки SBN-61, демонстрирующие прямой и непрямой типы перехода через запрещенную зону.

$\approx -4\cdot\ 10^{-4}$ eV. Поскольку в настоящей работе все измерения проводились в условиях вакуума (т.е. при одинаковом давлении), изменение $E_g$ в зависимости от давления проигнорировано. Наши предварительные оценки дают изменение $dE_g/dt \approx -0.0005\,\mathrm{eV/K}^{-1}$ в области от RT до 393.15 K.

К уменьшению $E_g$ может приводить рост амплитуды тепловых колебаний атомов кристаллической решетки и изменение расстояний между атомами при термическом расширении кристалла. Согласно [30], где описано поведение параметров решетки монокристалла $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$, результатом теплового движения атомов Nb перпендикулярно связи O–Nb–O является уменьшение расстояния O–O вдоль оси **c**, которое, в свою очередь, приводит к отрицательному тепловому расширению. Значения параметра $c$ начинают уменьшаться при $t$ от 200 до 400 K, а затем снова возрастают выше 400 K. Также показано, что структурные изменения, связанные с ФП ($T_c \approx 350$ K) в параэлектрическую фазу, берут свое начало уже при $t = 200$ K. Учесть строго упомянутые выше факторы достаточно сложно, поэтому зависимость $E_g(t)$ находят эмпирически, что и будет продолжено нами в дальнейших работах.

## Выводы и заключение

В работе приведены результаты экспериментального исследования методом спектрофотометрии оптического пропускания гетероструктуры SBN-61/MgO (001) в области температур 299.15–393.15 K и диапазоне длин волн 200–1000 nm. Установлено, что имеет место явление смещения края оптического поглощения в спектрах пропускания SBN-61/MgO с ростом температуры в длинноволновую область. При RT материал пленки имеет $n = 2.38 \pm 0.03$ при $\lambda = 436$ nm, что незначительно меньше значения $n$ монокристалла SBN-61 ($n_b = 2.4443$). Приведены дисперсионные зависимости показателей преломления $n(\lambda)$ и коэффициентов экстинкции $k(\lambda)$, значения ширины запрещенной зоны в предположении прямого $E_g^{\mathrm{dir}}$ и непрямого $E_g^{\mathrm{ind}}$ разре-

шенных переходов для пленки SBN-61 в зависимости от температуры. Показано, что дисперсия показателя преломления описывается в рамках одноосцилляторной модели. Дана оценка упорядоченности структуры путем аппроксимации экспоненциальной зависимостью края поглощения. Результаты исследования показали, что оптические характеристики тонких пленок SBN-61 являются достаточно стабильными в заданном температурном интервале и диапазоне длин волн.

### Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности. Проект № FENW-2023-0010/ГЗ0110/23-11-ИФ).

### Благодарности

Использовано оборудование ЦКП „Объединенный центр научно-технологического оборудования ЮНЦ РАН (исследование, разработка, апробация)“.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] T. Lukasiewicz, M.A. Swirkowicz, J. Dec, W. Hofman, W. Szyrski. J. Cryst. Growth, **310** (7), 1464 (2008). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2007.11.233
[2] M.D. Ewbank, R.R. Neurgaonkar, W.K. Cory, J. Feinberg. J. Appl. Phys., **62** (2), 374 (1987). DOI: 10.1063/1.339807
[3] P.V. Lenzo, E.G. Spencer, A.A. Ballman. Appl. Phys. Lett., **11** (1), 23 (1967). DOI: 10.1063/1.1754944
[4] R.R. Neurgaonkar, W.K. Cory, J.R. Oliver. Ferroelectrics, **51** (1), 3 (1983). DOI: 10.1080/00150198308009045
[5] A.M. Glass. J. Appl. Phys., **40** (12), 4699 (1969). DOI: 10.1063/1.1657277
[6] S. Gupta, A. Paliwal, V. Gupta, M. Tomar. Opt. Laser Technol., **122**, 105880 (2020). DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.105880
[7] Д.В. Стрюков, Я.Ю. Матяш, А.В. Павленко. ФТТ, **65** (11), 1964 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24 [D.V. Stryukov, Y.Y. Matyash, A.V. Pavlenko. Phys. Solid State, **65** (11), 1881 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24].
[8] В.В. Крутов, А.С. Сигов, А.А. Щука. Российский технологический журнал, **5** (2), 3 (2017).
[9] M. Han, A. Wang. Opt. Lett., **32** (13), 1800 (2007). DOI: 10.1364/OL.32.001800
[10] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, Burlington, 1997).
[11] А.В. Павленко, Д.В. Стрюков, Л.И. Ивлева, А.П. Ковтун, К.М. Жидель, П.А. Лыков. ФТТ, **63** (2), 250 (2021). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24 [A.V. Pavlenko, D.V. Stryukov, L.I. Ivleva, A.P. Kovtun, K.M. Zhidel, P.A. Lykov. Phys. Solid State, **63**, 286 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421020219].
[12] R. Swanepoel. J. Phys. E, **16** (12), 1214 (1983). DOI: 10.1088/0022-3735/16/12/023
[13] J.C. Manifacier, J. Gasiot, J.P. Fillard. J. Phys. E, **9** (11), 1002 (1976). DOI: 10.1088/0022-37,35/9/11/032
[14] Th. Woike, T. Granzow, U. Dörfler, Ch. Poetsch, M. Wöhlecke, R. Pankrath. Phys. Status Solidi (A), **186** (1), R13 (2001). DOI: 10.1002/1521-396X(200107)186:1%3CR13::AID-PSSA999913%3E3.0.CO;2-G
[15] S.H. Wemple, M. DiDomenico. Phys. Rev. B, **3** (4), 1338 (1971). DOI: 10.1103/PhysRevB.3.1338
[16] Ю.С. Кузьминов. *Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением* (Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., М., 1982).
[17] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (Наука, М., 1977).
[18] F. Urbach. Phys. Rev., **92** (5), 1324 (1953). DOI: 10.1103/PhysRev.92.1324
[19] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu. Phys. Status Solidi (B), **15** (2), 627 (1966). DOI: 10.1002/pssb.19660150224
[20] J. Sol?, L. Bausa, D. Jaque. *An Introduction to the Optical Spectroscopy of Inorganic Solids* (John Wiley& Sons, 2005).
[21] Я.Ю. Матяш, А.С. Анохин, А.В. Павленко. ФТТ, **64** (11), 1638 (2022). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24 [Ya.Yu. Matyash, A.S. Anokhin, A.V. Pavlenko. Phys. Solid State, **11**, 1617 (2022). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60529.7251-24].
[22] K. Samanta, A.K. Arora, T.R. Ravindran, S. Ganesamoorthy, K. Kitamura, S. Takekawa. Vib. Spectrosc., **62**, 273 (2012). DOI: 10.1016/j.vibspec.2012.07.002
[23] R.E. Wilde. J. Raman Spectrosc., **22** (6), 321 (1991). DOI: 10.1002/jrs.1250220604
[24] K.G. Bartlett, L.S. Wall. J. Appl. Phys., **44** (11), 5192 (1973). DOI: 10.1063/1.1662124
[25] E. Amzallag, T.S. Chang, R.H. Pantell, R.S. Feigelson. J. Appl. Phys., **42** (8), 3254 (1971). DOI: 10.1063/1.1660719
[26] S. Gupta, A. Kumar, V. Gupta, M. Tomar. Vacuum, **160**, 434 (2019). DOI: 10.1016/j.vacuum.2018.11.057
[27] K. Dorywalski, B. Andriyevsky, C. Cobet, M. Piasecki, I.V. Kityk, N. Esser, T. Łukasiewicz, A. Patryn. Opt. Mater., **35** (5), 887 (2013). DOI: 10.1016/j.optmat.2012.10.050
[28] F. Abeles. *Optical Properties of Solids* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam and London, 1972).
[29] D.L. Greenaway, G. Harbeke. *Optical Properties and Band Structure of Semiconductors* (Pergamon, 1968).
[30] J. Schefer, D. Schaniel, V. Pomjakushin, U. Stuhr, V. Petříçek, Th. Woike, M. W?hlecke, M. Imlau. Phys. Rev. B, **74** (13), 134103 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.134103