
ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И КОМПЛЕКСЫ

OPTICAL AND OPTO-ELECTRONIC INSTRUMENTS AND SYSTEMS

УДК 535.3
DOI: 10.17586/0021-3454-2025-68-4-310-319

ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ТОЛЩИНЫ БУФЕРНОГО СЛОЯ МЕЖДУ ВОЛНОВОДОМ ИЗ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО НИОБАТА ЛИТИЯ И МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОДОМ

А. В. Булатова^{1,2*}, Д. Н. Москалев^{1,2,3}, У. О. Салгаева⁴, В. А. Максименко¹, В. В. Криштоп^{1,2,3}

¹ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

² Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия

³ Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

⁴ Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

*fofanova1966@mail.ru

Аннотация. Исследованы оптические потери в области пересечения изготовленного из золота электрода и оптического волновода из тонкопленочного ниобата лития. Снизить поглощение оптического излучения в волноводе, вызванное слоем золота, возможно путем подбора толщины буферного слоя. С использованием метода конечных элементов и численных методов Мюллера и Ньютона–Рафсона определена зависимость оптических потерь в волноводе от толщины буферного слоя. Показано, что при изменении толщины буферного слоя от нуля до одного микрометра величина оптических потерь в области пересечения волновода и электрода уменьшается с $6 \cdot 10^2$ до 10^{-3} дБ/см для фундаментальной ТМ-моды и с 10^2 до 10^{-3} дБ/см — для фундаментальной TE-моды. Корректность расчета подтверждается согласованностью данных, полученных тремя разными методами. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании функциональных элементов фотонных интегральных схем (фазовые, амплитудные модуляторы и др.) с минимальными оптическими потерями, обусловленными поглощением изготовленных из золота электродов.

Ключевые слова: тонкопленочный ниобат лития, оптические потери, буферный слой, область пересечения оптического волновода и электрода, метод Мюллера, метод Ньютона–Рафсона, метод конечных элементов

Благодарности: исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSNM-2023-0006).

Ссылка для цитирования: Булатова А. В., Москалев Д. Н., Салгаева У. О., Максименко В. А., Криштоп В. В. Зависимость оптических потерь от толщины буферного слоя между волноводом из тонкопленочного ниобата лития и металлическим электродом // Изв. вузов. Приборостроение. 2025. Т. 68, № 4. С. 310–319. DOI: 10.17586/0021-3454-2025-68-4-310-319.

DEPENDENCE OF OPTICAL LOSSES ON THE THICKNESS OF THE BUFFER LAYER BETWEEN A THIN-FILM LITHIUM NIOBATE WAVEGUIDE AND A METAL ELECTRODE

A. V. Bulatova^{1,2*}, D. N. Moskalev^{1,2,3}, U. O. Salgaeva⁴, V. A. Maksimenko¹, V. V. Krishtop^{1,2,3}

¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

² Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Perm, Russia

³ Perm State University, Perm, Russia

⁴ Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia

*fofanova1966@mail.ru

Abstract. The optical losses in the intersection region of a gold electrode and a thin-film lithium niobate optical waveguide are investigated. It is possible to reduce the absorption of optical radiation in the waveguide by selecting the buffer layer thickness. Using the finite element method and the Mueller and Newton–Raphson numerical methods, the dependence of the optical losses in the waveguide on the buffer layer thickness is determined. It is shown that when the buffer layer thickness changes from zero to one micrometer, the optical losses in the intersection region of the waveguide and the electrode decrease from $6 \cdot 10^2$ to 10^{-3} dB/cm for the fundamental TM mode and from 10^2 to 10^{-3} dB/cm for the fundamental TE mode. The correctness of the calculation is confirmed by the consistency of the data obtained by three different methods. The results can be used in designing functional elements of photonic integrated circuits (phase, amplitude modulators, etc.) with minimal optical losses due to absorption of gold electrodes.

Keywords: thin film lithium niobate, optical losses, buffer layer, intersection region of optical waveguide and electrode, Mueller method, Newton-Raphson method, finite element method

Acknowledgments: The research was carried out with the support of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project No. FSNM-2023-0006).

For citation: Bulatova A. V., Moskalev D. N., Salgaeva U. O., Maksimenko V. A., Krishtop V. V. Dependence of optical losses on the thickness of the buffer layer between a thin-film lithium niobate waveguide and a metal electrode. *Journal of Instrument Engineering*. 2025. Vol. 68, N 4. P. 310–319 (in Russian). DOI: 10.17586/0021-3454-2025-68-4-310-319.

Введение. Последние достижения в области фотоники позволяют создавать наборы отдельных базовых элементов фотонных интегральных схем на подложке из тонкопленочного ниобата лития на изоляторе (ТНЛ) [1], включая разветвители [2, 3], резонаторы [4, 5], фильтры [6], модуляторы [7, 8], линии задержки [9]. Набор базовых элементов формируется на одном кристалле для создания многофункциональных устройств и решения задач навигации [10], сенсорики [11], медицины [12]. При проектировании фотонных интегральных схем необходимо учитывать оптические потери, вносимые областью пересечения оптического волновода и электрода, в которой происходит поглощение излучения металлом, что приводит к затуханию волны по закону Бугера–Ламберта–Бера. Поглощение связано с взаимодействием электромагнитной волны со свободными электронами внутри металла, к примеру, при расположении электрода из золота непосредственно над волноводом величина оптических потерь в электрооптическом устройстве на основе протонообменных волноводов [13, 14] достигает порядка 100 dB/см для TM-моды и около 5 dB/см — для TE-моды [15].

Для сокращения потерь между оптическим волноводом и электродом размещают слой диэлектрика, часто — слой оксида кремния (SiO_2) [16, 17]. Такой диэлектрический слой в интегральной оптике принято называть буферным [18] или оболочечным [19]. Согласно источникам [20, 21], типичная толщина буферного слоя из SiO_2 для подложки ТНЛ Z-среза с изготовленными из золота электродами составляет 800–850 нм. В указанных выше работах не приведено исчерпывающих вводных данных (о показателях преломления, используемых методах), принятых при расчетах, а также не выполнена оценка величины оптических потерь для конкретной толщины буферного слоя.

Цель настоящей работы заключается в численной оценке оптических потерь в волноводе, обусловленных поглощением слоем золота, в зависимости от толщины буферного слоя из SiO_2 .

Рассматриваемая структура. Подложка ТНЛ представляет собой многослойную структуру $\text{SiO}_2\text{—LiNbO}_3\text{—SiO}_2\text{—Au}$ с подложкой-носителем из кремния. При расчете параметры слоя кремния не учитываются, так как не оказывают влияния на распространение оптического излучения в волноводе. На поверхности кремния термически выращен слой SiO_2 толщиной 4,7 мкм, предотвращающий перекачку оптического излучения из ниобата лития (LiNbO_3) в кремний. На поверхности SiO_2 располагается волноводный слой, представляющий собой тонкую пленку LiNbO_3 .

Электрод и волновод при решении настоящей задачи представляют собой металлический и оптический планарный волновод соответственно. Между волноводным и электродным слоями находится буферный слой SiO_2 . Рассматриваемая структура схематически показана на рис. 1.

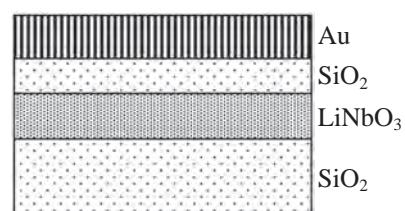


Рис. 1

Формулы для расчета. Дисперсионное соотношение для планарной четырехслойной структуры с металлической оболочкой для случая ТМ-моды имеет вид [18]:

$$k_x T - (m + 1)\pi + \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{n_s}{n_f}\right)^2 \left(\frac{k_x}{\gamma_s}\right) + \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{E_m}{n_f^2}\right) \left(\frac{k_x}{\gamma_m}\right) g_y = 0, \quad (1)$$

$$\begin{cases} g_y = \frac{1 + (n_b^2/E_m)(\gamma_m/\gamma_b)\operatorname{th}(\beta_b/\beta_m)}{1 + (E_m/n_b^2)(\beta_b/\beta_m)\operatorname{th}(\beta_b/\beta_m)}, \\ \gamma_m = k_0 \sqrt{N^2 - E_m}, \quad \beta_b = k_0 \sqrt{N^2 - n_b^2}, \end{cases} \quad (2)$$

где k_x — проекция волнового вектора на вертикальную ось; k_0 — волновое число; $T = 600$ нм — толщина волноводного слоя (LiNbO_3); $m = 0$ — номер моды; $n_s = 1,446$ — показатель преломления подложки (SiO_2) [18]; n_f — показатель преломления волноводного слоя (LiNbO_3); N — эффективный показатель преломления четырехслойной структуры $\text{SiO}_2\text{-LiNbO}_3\text{-SiO}_2\text{-Au}$; γ_s — постоянная распространения излучения в подложке (проекция на вертикальную ось волнового вектора); E_m — диэлектрическая проницаемость металла (комплексная величина, в общем случае металл проявляет свойства диэлектрика с отрицательной диэлектрической постоянной [18]), n_b — показатель преломления буферного слоя SiO_2 , $n_b = n_s = 1,446$ [18]; δ_b — толщина буферного слоя SiO_2 , варьируемый параметр. Оптические линии связи часто работают на длинах волн 1,3 или 1,55 мкм [22], в настоящей работе все расчеты выполнены для $\lambda = 1,55$ мкм.

Величины k_x , k_0 , γ_s и E_m вычисляются по формулам:

$$k_x = k_0 \sqrt{n_f^2 - N^2}, \quad (3)$$

$$k_0 = \frac{2}{\lambda}, \quad (4)$$

$$\gamma_s = k_0 \sqrt{N^2 - n_s^2}, \quad (5)$$

$$E_m = (n_m^2) = (n - i\varepsilon)^2, \quad (6)$$

где n_m — комплексный показатель преломления металла, n — действительная часть комплексного показателя преломления металла, ε — коэффициент экстинкции.

Ниобат лития является анизотропным материалом и обладает свойством двулучепреломления, поэтому его показатель преломления зависит от направления распространения оптического излучения и используемого при изготовлении волноводов кристаллографического среза [23]. Наиболее часто интегральные электрооптические устройства изготавливают на X - и Z -срезах ниобата лития [10, 24]. В настоящей статье рассмотрены оба случая.

На рис. 2 схематически показаны области пересечения оптического волновода и электрода для разных направлений распространения излучения относительно кристаллографических осей LiNbO_3 и расположения электродов для X -среза LiNbO_3 (рис. 2, *a*, *b*) и для Z -среза LiNbO_3 (рис. 2, *в*, *г*).

При повороте оптического волновода из LiNbO_3 X -среза на 90° происходит изменение показателя преломления для необыкновенного луча n_f^e на показатель преломления для обыкновенного луча n_f^o в случае ТЕ-мод, для ТМ-мод, вне зависимости от расположения оптического волновода (вдоль оси Y или Z), показатель преломления равен показателю преломления для обыкновенного луча. При повороте на 90° сформированного на Z -срезе LiNbO_3 оптического волновода показатели преломления не изменяются. Показатели преломления, учитываемые при расчете, указаны в таблице.

Показатель преломления объемного LiNbO_3 (для $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$) для обыкновенного луча равен $n_f^o = 2,211$ [25], для необыкновенного — $n_f^e = 2,138$ [25].

Значение комплексного показателя преломления золота для $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ было взято из [26]: $E_m = n_m^2 = -115,12 + 11,259i$.

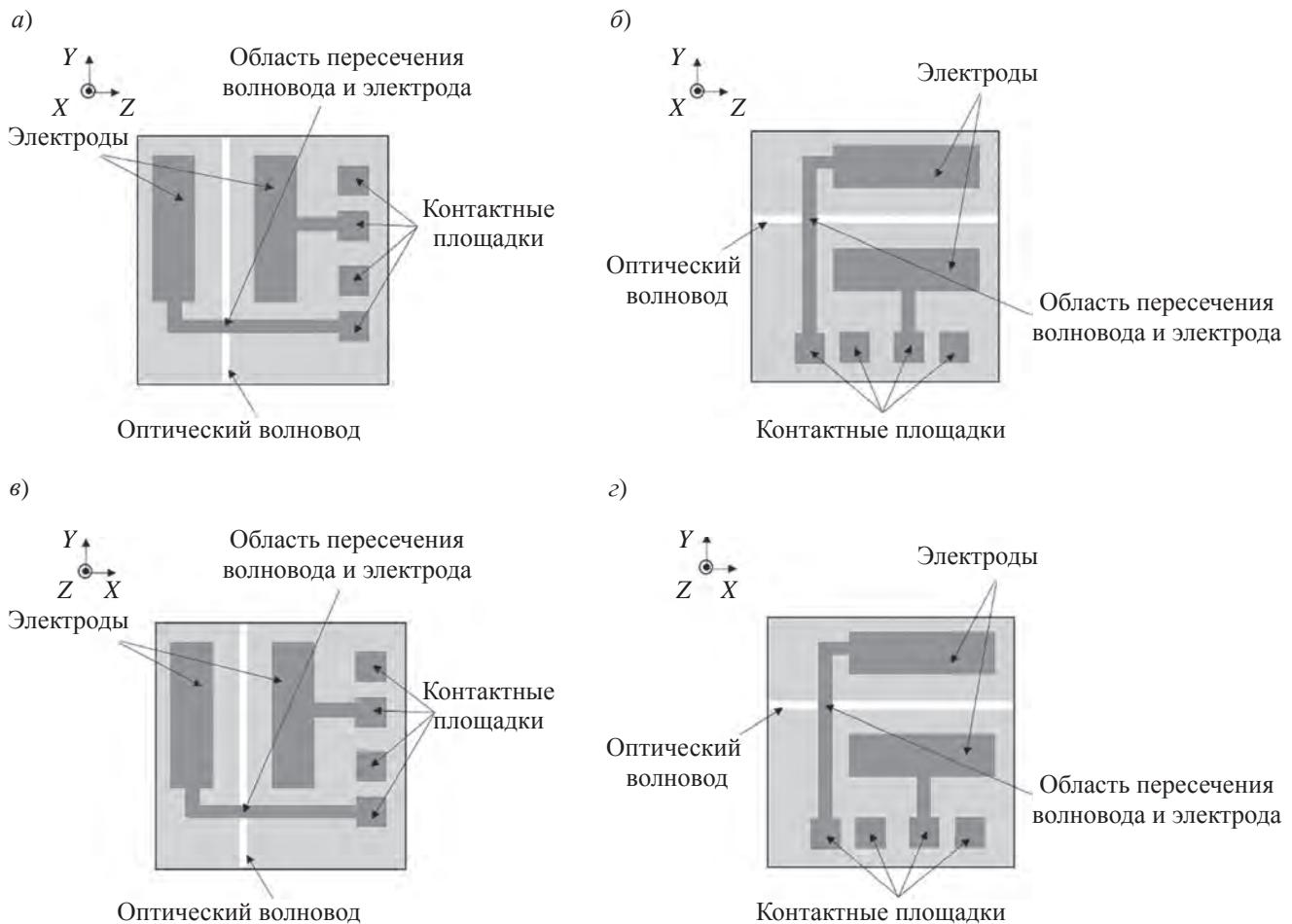


Рис. 2

Кристаллографический срез	Направление распространения излучения	
X	Вдоль оси Y	Вдоль оси Z
ТЕ-мода	n_f^e	n_f^o
ТМ-мода	n_f^o	n_f^o
Z	Вдоль оси Y	Вдоль оси X
ТЕ-мода	n_f^o	n_f^o
ТМ-мода	n_f^e	n_f^e

Методы. Для нахождения эффективного показателя преломления N четырехслойной структуры $\text{SiO}_2\text{—LiNbO}_3\text{—SiO}_2\text{—Au}$ применялись методы Мюллера, Ньютона–Рафсона, конечных элементов.

Метод Мюллера заключается в аппроксимации дисперсионного уравнения (1) полиномом второй степени [27]. Представив дисперсионное уравнение (1) как функцию $F(N)$, возможно найти эффективный показатель преломления N по алгоритму:

а) задаются три предполагаемых корня уравнения N_0, N_1, N_2 и находятся значения функции, то есть $F(N_0), F(N_1), F(N_2)$. Полученные три начальных значения соответствуют трем точкам параболы $\{N_0; F(N_0)\}, \{N_1; F(N_1)\}, \{N_2; F(N_2)\}$. Значения N_0, N_1, N_2 должны быть максимально

приближены к предполагаемому корню уравнения. Далее строится парабола и находится точка пересечения параболы с осью абсцисс. Точка пересечения dx является приближением для корня уравнения. Корнем уравнения является $N_3 = N_2 + dx$;

б) с целью проверки выполняется подстановка найденного корня в исходное уравнение. Если найденный корень удовлетворяет заданной точности, процесс останавливается — эффективный показатель преломления N найден. В противном случае найденный корень берется в качестве нового начального приближения и процесс повторяется.

Метод Ньютона–Рафсона — для нахождения значения N необходимо провести аппроксимацию функции $F(N)$ касательной [28]. Для этого сначала вычисляется производная функции $F(N)$ и задается предполагаемое значение N_0 .

Первое приближение к корню уравнения (1) находится по формуле:

$$N_1 = N_0 - \frac{F(N_0)}{F'(N_0)}. \quad (7)$$

Процесс повторяется до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность:

$$N_{i+1} = N_i - \frac{F(N_i)}{F'(N_i)}. \quad (8)$$

Метод конечных элементов [28]. Четырехслойная структура условно разделяется на множество конечных элементов; для каждого элемента решается волновое уравнение с использованием граничных условий П. Г. Дирихле.

Результаты и обсуждение. Методы Мюллера и Ньютона–Рафсона были реализованы с помощью пакета прикладных программ MATLAB, расчет методом конечных элементов выполнялся с помощью программного комплекса COMSOL Multiphysics.

Величина оптических потерь была рассчитана по формуле [18]:

$$L = -20 \log e^{-\alpha} \cong 8,7\alpha, \quad (9)$$

где α — коэффициент поглощения. В настоящей статье рассматриваются только потери, обусловленные поглощением оптического излучения слоем металла. Потери, обусловленные поглощением в пленках LiNbO_3 , SiO_2 , рассеянием на дефектах волновода, не рассматриваются, поэтому:

$$\alpha = \text{Im}(N). \quad (10)$$

В результате вычислений с использованием метода конечных элементов были получены зависимости оптических потерь L от толщины буферного слоя δ_b для X - (рис. 3, а) и Z -среза LiNbO_3 (рис. 3, б).

Из рис. 3, а следует, что при отсутствии буферного слоя металл вносит оптические потери, равные $L = 123,5$ дБ/см для фундаментальной TE- и $L = 628,5$ дБ/см — для фундаментальной TM-моды при расположении оптического волновода вдоль оси Y на X -срезе LiNbO_3 . При расположении оптического волновода вдоль оси Z на X -срезе LiNbO_3 оптические потери составляют $L = 125,1$ дБ/см для фундаментальной TE- и $L = 628,5$ дБ/см — для фундаментальной TM-моды. Разница показателей преломления для обычновенного и необыкновенного лучей $\Delta n_f = n_f^o - n_f^e = 0,073$ приводит к разнице оптических потерь для TE-моды, равной 1,6 дБ/см. При повороте оптического волновода из LiNbO_3 X-среза на 90° показатели преломления для TM-моды не изменяются, поэтому величина оптических потерь для TM-моды остается неизменной.

При расположении волновода вдоль оси Y на Z -срезе LiNbO_3 и расположении волновода вдоль оси X на Z -срезе LiNbO_3 показатели преломления не изменяются. Согласно рис. 3, б, при отсутствии буферного слоя оптические потери, обусловленные поглощением в слое электрода, составляют $L = 125,1$ дБ/см для фундаментальной TE- и $L = 598,8$ дБ/см — для TM-моды. Из сравнения срезов X и Z LiNbO_3 видно, что потери для фундаментальной TM-моды, обусловленные

ленные поглощением слоем электрода, в случае X-среза выше, чем для Z-среза, на 29,7 дБ/см. При толщине буферного слоя 0,45 мкм поглощения оптического излучения слоем электрода для фундаментальной TE-моды практически не происходит.

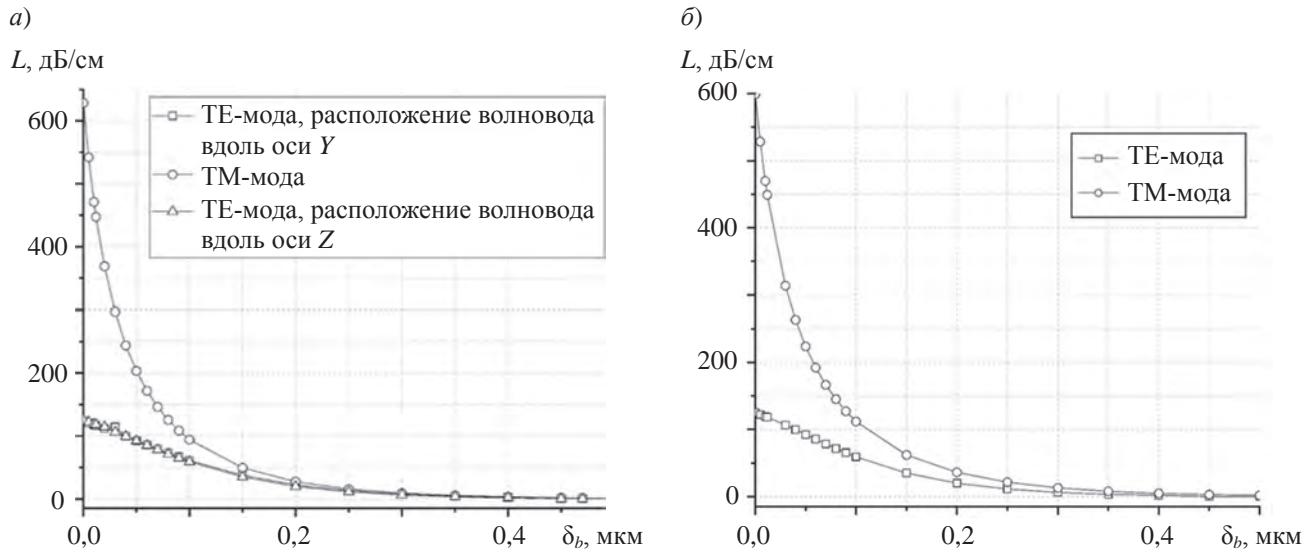


Рис. 3

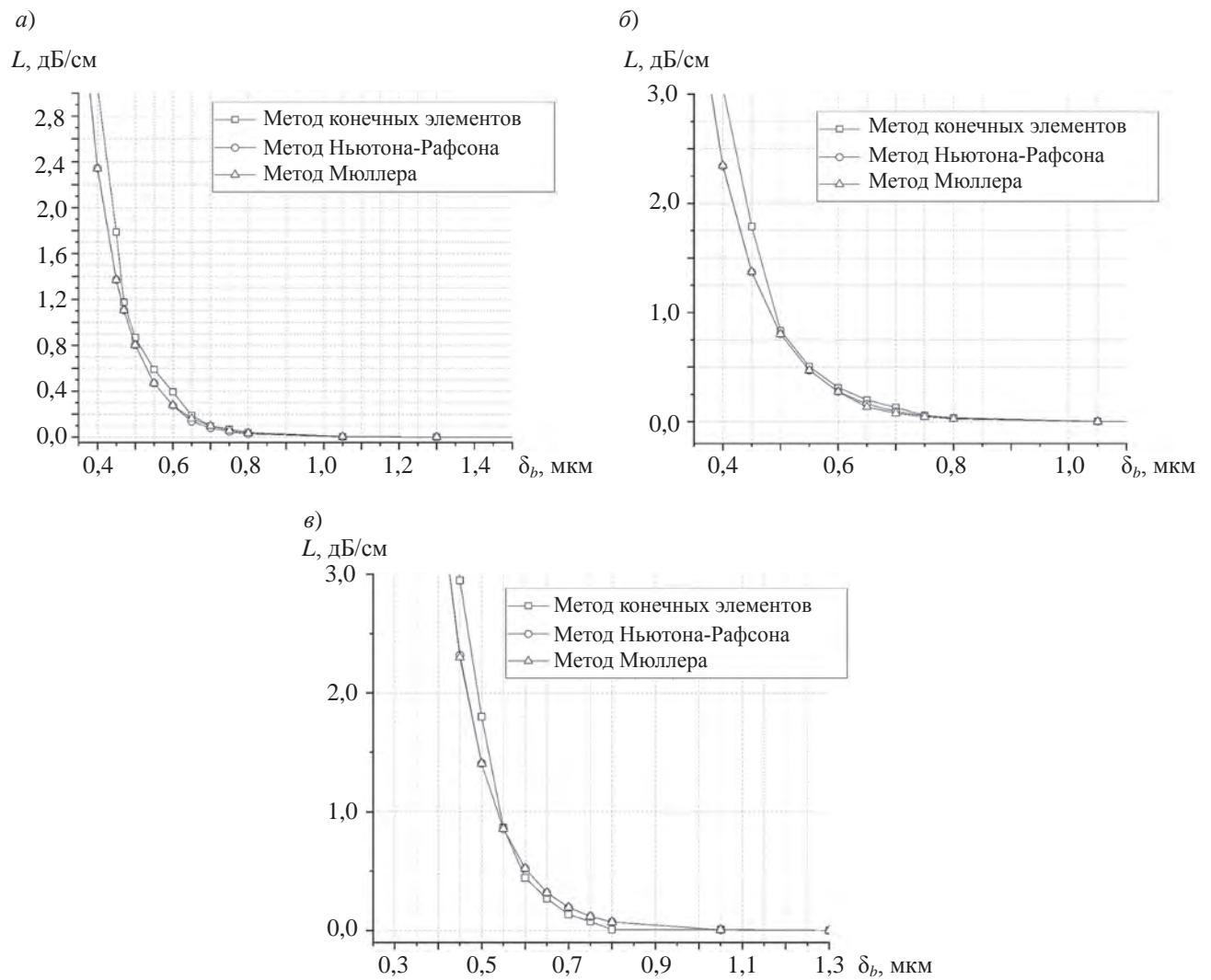


Рис. 4

Оптические потери для ТМ-моды превышают оптические потери для ТЕ-моды приблизительно на 500 дБ/см, поэтому дальнейшие расчеты были проведены только для ТМ-моды. Более высокие оптические потери ТМ-моды объясняются тем, что поле ТМ-моды характеризуется большим размером в вертикальном направлении, по сравнению с полем ТЕ-моды. Доля мощности ТМ-моды, сосредоточенной вблизи металлического электрода, выше, чем у ТЕ-моды, поэтому поглощение ТМ-моды выражено сильнее.

С целью подтверждения правильности результатов, полученных методом конечных элементов, был проведен расчет для фундаментальной ТМ-моды в случае X- и Z-срезов LiNbO_3 методами Ньютона–Рафсона и Мюллера. На рис. 4, а показана зависимость оптических потерь от толщины буферного слоя для X-среза LiNbO_3 , распространение излучения вдоль оси Y. На рис. 4, б показана зависимость оптических потерь от толщины буферного слоя для X-среза LiNbO_3 , распространение излучения вдоль оси Z. На рис. 4, в показана зависимость оптических потерь от толщины буферного слоя для Z-среза LiNbO_3 .

При увеличении толщины буферного слоя происходит снижение оптических потерь, о чем свидетельствуют рис. 4. Графики, полученные с использованием методов Ньютона–Рафсона и Мюллера, дают схожие результаты в части величины оптических потерь во всем рассматриваемом диапазоне значений толщины буферного слоя (от 0 до 2 мкм).

При толщине буферного слоя 0,8 мкм оптические потери фундаментальной ТМ-моды в области пересечения электрода и волновода, расположенного вдоль оси Y на X-срезе LiNbO_3 , составляют $3 \cdot 10^{-2}$ дБ/см. При увеличении толщины буферного слоя оптические потери уменьшаются и при толщине 1,05 мкм составляют $2 \cdot 10^{-3}$ дБ/см. В области пересечения электрода и волновода, расположенного вдоль оси Z на X-срезе LiNbO_3 , оптические потери для фундаментальной ТМ-моды составляют порядка 10^{-2} дБ/см при толщине буферного слоя 0,8 мкм. При толщине 1,05 мкм величина оптических потерь фундаментальной ТМ-моды снижается до 10^{-3} дБ/см. Полученные данные подтверждаются тремя методами. В случае Z-среза LiNbO_3 , согласно рис. 4, в, оптические потери для фундаментальной ТМ-моды минимальны при толщине буферного слоя 0,8 мкм и более.

Результаты носят оценочный характер, так как суммарная величина оптических потерь электрооптического устройства на основе ТНЛ зависит не только от конструкции, но и от технологических особенностей создания волновода.

Заключение. В статье показано, что при толщине буферного слоя SiO_2 более 0,8 мкм в структуре $\text{SiO}_2\text{--LiNbO}_3\text{--SiO}_2\text{--Au}$ оптические потери фундаментальной ТМ-моды, связанные с поглощением оптического излучения металлом, снижаются до 10^{-3} дБ/см для X- и Z-срезов LiNbO_3 . При толщине буферного слоя SiO_2 более 0,45 мкм слой золота почти не влияет на фундаментальную ТЕ-моду вне зависимости от расположения оптического волновода относительно кристаллографических осей LiNbO_3 .

При проектировании фотонных интегральных схем на основе ТНЛ рекомендуется использовать буферный слой толщиной 0,8 мкм. Формирование буферного слоя толщиной более 0,8 мкм нецелесообразно, так как увеличение толщины SiO_2 приводит к росту механических напряжений в пленке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов А., Салгаева У., Журавлев В., Волынцев А. Исследование кинетики реактивного ионного травления тонкопленочного ниобата лития во фторсодержащей плазме // Вестник Пермского университета. Физика. 2024. № 1. С. 56–71. DOI: 10.17072/1994-3598-2024-1-56-71.
2. Deng C., Lu M., Sun Y. et al. Broadband and compact polarization beam splitter in LNOI hetero-anisotropic metamaterials // Optics Express. 2021. Vol. 29, N 8. P. 11627–11634. DOI: 10.1364/OE.421262.
3. Gong Z., Yin R., Ji W. et al. Optimal design of DC-based polarization beam splitter in lithium niobate on insulator // Optics Communications. 2017. Vol. 396. P. 23–27. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.03.028.
4. Gao R., Yao N., Guan J. et al. Lithium niobate microring with ultra-high Q factor above 108 // Chinese Optics Letters. 2022. Vol. 20, N 1. P. 011902. DOI: 10.3788/COL202220.011902.

5. Siew S. Y., Saha S. S., Tsang M. et al. Rib Microring Resonators in Lithium Niobate on Insulator // IEEE Photonics Technology Letters. 2016. Vol. 28, N 5. P. 573–576. DOI: 10.1109/OMN.2015.7288825.
6. Gong Z., Ji W., Yin R. et al. Tunable Microwave Photonic Filter Based on LNOI Polarization Beam Splitter and Waveguide Grating // IEEE Photonics Technology Letters. 2020. Vol. 32, N 13. P. 787–790. DOI: 10.1109/LPT.2020.2995607.
7. Xu M., He M., Zhang H. et al. High-performance coherent optical modulators based on thin-film lithium niobate platform // Nature Communications. 2020. Vol. 11, N 1. P. 3911. DOI: 10.1038/s41467-020-17806-0.
8. Pan B.-C., Liu H.-X., Xu H.-C. et al. Ultra-compact lithium niobate microcavity electro-optic modulator beyond 110 GHz // Chip. 2022. Vol. 1, N 4. P. 100029. DOI: 10.1016/j.chip.2022.100029.
9. Zhou J.-X., Gao R.-H., Lin J. et al. Electro-optically switchable optical true delay lines of meter-scale lengths fabricated on lithium niobate on insulator using photolithography assisted chemo-mechanical etching // Chinese Physics Letters. 2020. Vol. 37, N 8. P. 084201. DOI: 10.1088/0256-307x/37/8/084201.
10. Boes A., Corcoran B., Chang L. et al. Status and Potential of Lithium Niobate on Insulator (LNOI) for Photonic Integrated Circuits // Laser Photonics Reviews. 2018. Vol. 12, N 4. P. 1700256. DOI: 10.1002/lpor.201700256.
11. Li T., Liu Z., Pan A. et al. QAM signal with electric field sensor based on thin film lithium niobate // Chinese Optics Letters. 2023. Vol. 21, N 12. P. 120041. DOI: 10.3788/COL202321.120041.
12. Naznin S., Sher Md. S. M. Design of a lithium niobate-on-insulator-based optical microring resonator for biosensing applications // Optical Engineering. 2016. Vol. 55, N 8. P. 087108. DOI: 10.1117/1.OE.55.8.087108.
13. Demin V. A., Petukhov M. I., Ponomarev R. S. Dynamics of the proton exchange process in benzoic acid interacting with lithium niobate crystals // Langmuir. 2023. Vol. 39, N 31. P. 10855–10862. DOI: 10.21203/rs.3.rs-2418797/v1.
14. Demin V. A., Petukhov M. I., Ponomarev R. S. et al. Effect of permittivity on the ionic boundary layer upon protonation of lithium niobate // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. 2023. Vol. 16, N 5. P. 611–619.
15. Sun L., Yip G. L. Analysis of metal-clad optical waveguide polarizers by the vector beam propagation method // Applied Optics. 1994. Vol. 33, N 6. P. 1047–1050. DOI: 10.1364/ao.33.001047.
16. Антоненко С. В. Технология тонких пленок. М.: МИФИ, 2008. 104 с.
17. Janner D., Tulli D., Belmonteand M. et al. Waveguide electro-optic modulation in micro-engineered LiNbO₃ // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2008. Vol. 10, N 10. P. 10433. DOI: 10.1088/1464-4258/10/10/104003.
18. Nishihara H., Haruna M., Suhara T. Optical Integrated Circuits. McGraw-Hill Book Company, 1987. 374 p.
19. Yu X. R., Wang M. K., Li J. H. et al. Study on the single-mode condition for x-cut LNOI rib waveguides based on leakage losses // Optics Express. 2022. Vol. 30, N 5. P. 6556–6565. DOI: 10.1364/OE.451842.
20. Chen N., Lou K., Yu Y. et al. High-efficiency electro-optic modulator on thin-film lithium niobate with high-permittivity cladding // Laser Photonics Review. 2023. Vol. 17, N 11. P. 2200927. DOI: 10.1002/lpor.202200927.
21. Guarino A., Poberaj G., Rezzonico D. et al. Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate // Nature Photonics. 2007. Vol. 1, N 7. P. 407–410. DOI: 10.1038/nphoton.2007.93.
22. Яковлева Т. В., Арефьевова Н. Н. Расчет геометрических параметров канальных волноводов для электрооптических модуляторов // Изв. вузов. Приборостроение. 2013. Т. 56, № 5. С. 21–25.
23. Москалев Д. Н., Вобликов Е. Д., Криштоп В. В., Максименко В. А., Волынцев А. Б. Моделирование межмодовой связи в изогнутых волноводах на основе тонкопленочного ниобата лития с помощью теории связанных мод // Изв. вузов. Приборостроение. 2024. Т. 67, № 8. С. 697–712
24. Афанасьев В. М., Пономарев Р. С. Электрооптические амплитудные модуляторы Маха–Цендера на основе ниобата лития, их модификации и форматы модуляции // Прикладная фотоника. 2017. Т. 4, № 4. С. 337–360.
25. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U. et al. Applicability of the effective index method for the simulation of X-Cut LiNbO₃ waveguides // Applied Sciences. 2023. Vol. 13. P. 6374. DOI: 10.3390/app13116374.
26. Optical constants of Au (Gold), Johnson and Christy 1972: n, k 0.188–1.937 μm [Электронный ресурс]: <<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Johnson>>.
27. Burden R. L., Faires J. D. Numerical Analysis. Boston: PWS Publishing Company, 1993. 768 p.
28. Timoshenko S. P., Goodier J. N. Theory of Elasticity. McGraw-Hill, 1970. 529 p.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Анна Владимировна Булатова

— аспирант; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; Пермская научно-производственная приборостроительная компания; инженер-исследователь; E-mail: fofanova1996@mail.ru

Дмитрий Николаевич Москалев

— Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники; ассистент; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; научный сотрудник; Пермская научно-производственная приборостроительная компания; ведущий инженер-исследователь; E-mail: moscalevdn@pnppk.ru

Ульяна Олеговна Салгаева

— канд. физ.-мат. наук; Сколковский институт науки и технологий; эксперт; E-mail: ulyanasalgaeva@yandex.ru

Виталий Александрович Максименко

— канд. физ.-мат. наук, доцент; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; доцент; E-mail: mva30@mail.ru

Виктор Владимирович Криштоп

— д-р физ.-мат. наук, профессор; Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; профессор; Пермская научно-производственная приборостроительная компания; главный научный сотрудник; E-mail: Krishtop@pnppk.ru

Поступила в редакцию 01.07.24; одобрена после рецензирования 29.08.24; принята к публикации 27.02.25.

REFERENCES

1. Kozlov A.A., Salgaeva U.O., Zhuravlev V.A., Volnytsev A.B. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 1, pp. 56–71, DOI: 10.17072/1994-3598-2024-1-56-71. (in Russ.)
2. Deng C., Lu M., Sun Y. et al. *Optics Express*, 2021, no. 8(29), pp. 11627–11634, DOI: 10.1364/OE.421262.
3. Gong Z., Yin R., Ji W. et al. *Optics Communications*, 2017, vol. 396, pp. 23–27, DOI: 10.1016/j.optcom.2017.03.028.
4. Gao R., Yao N., Guan J. et al. *Chinese Optics Letters*, 2022, no. 1(20), pp. 011902, DOI: 10.3788/COL202220.011902.
5. Siew S.Y., Saha S.S., Tsang M. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, no. 5(28), pp. 573–576, DOI: 10.1109/OMN.2015.7288825.
6. Gong Z., Ji W., Yin R. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, no. 13(32), pp. 787–790, DOI: 10.1109/LPT.2020.2995607.
7. Xu M., He M., Zhang H. et al. *Nature Communications*, 2020, no. 1(11), pp. 3911, DOI: 10.1038/s41467-020-17806-0.
8. Pan B.-C., Liu H.-X., Xu H.-C. et al. *Chip*, 2022, no. 4(1), pp. 100029, DOI: 10.1016/j.chip.2022.100029.
9. Zhou J.-X., Gao R.-H., Lin J. et al. *Chinese Physics Letters*, 2020, no. 8(37), pp. 084201, DOI: 10.1088/0256-307x/37/8/084201.
10. Boes A., Corcoran B., Chang L. et al. *Laser Photonics Reviews*, 2018, no. 4(12), pp. 1700256, DOI: 10.1002/lpor.201700256.
11. Li T., Liu Z., Pan A. et al. *Chinese Optics Letters*, 2023, no. 12(21), pp. 120041, DOI: 10.3788/COL202321.120041.
12. Naznin S., Sher Md. S.M. *Optical Engineering*, 2016, no. 8(55), pp. 087108, DOI: 10.1117/1.OE.55.8.087108.
13. Demin V.A., Petukhov M.I., Ponomarev R.S. *Langmuir*, 2023, no. 31 (39), pp. 10855–10862, DOI: 10.1101/rs.3.rs-2418797/v1.
14. Demin V.A., Petukhov M.I., Ponomarev R.S. et al. *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*, 2023, no. 5(16), pp. 611–619.
15. Sun L., Yip G.L. *Applied Optics*, 1994, no. 6(33), pp. 1047–1050, DOI: 10.1364/ao.33.001047.
16. Antonenko S.V. *Tekhnologiya tonkikh plenok* (Thin Film Technology), Moscow, 2008, 104 p. (in Russ.)
17. Janner D., Tulli D., Belmonteand M. et al. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2008, no. 10(10), pp. 10433, DOI: 10.1088/1464-4258/10/10/104003.
18. Nishihara H., Haruna M., Suhara T. *Optical Integrated Circuits*, McGraw-Hill Book Company, 1987, 374 p.
19. Yu X.R., Wang M.K., Li J.H. et al. *Optics Express*, 2022, no. 5(30), pp. 6556–6565, DOI: 10.1364/OE.451842.
20. Chen N., Lou K., Yu Y. et al. *Laser Photonics Review*, 2023, no. 11(17), pp. 2200927, DOI: 10.1002/lpor.202200927.
21. Guarino A., Poberaj G., Rezzonico D. et al. *Nature Photonics*, 2007, no. 7(1), pp. 407–410, DOI: 10.1038/nphoton.2007.93.
22. Yakovleva T.V., Arefieva N.N. *Journal of Instrument Engineering*, 2013, no. 5(56), pp. 21–25. (in Russ.)
23. Moskalev D.N., Voblikov E.D., Krishtop V.V., Maksimenko V.A., Volnytsev A.B. *Journal of Instrument Engineering*, 2024, no. 8(67), pp. 697–712, DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-8-697-712. (in Russ.)
24. Afanasyev V.M., Ponomarev R.S. *Applied Photonics*, 2017, no. 4(4), pp. 337–360. (in Russ.)
25. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U. et al. *Applied Sciences*, 2023, vol. 13, p. 6374, DOI: 10.3390/app13116374.

26. Optical constants of Au (Gold), Johnson and Christy 1972: n, k 0.188 – 1.937 μm , <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Johnson>.
27. Burden R.L., Faires J.D. *Numerical Analysis*, PWS Publishing Company, Boston, 1993, 768 p.
28. Timoshenko S.P., Goodier J.N. *Theory of Elasticity*, McGraw-Hill, 1970, 529 p.

DATA ON AUTHORS

Anna V. Bulatova

- Post-Graduate Student; Perm National Research Polytechnic University, Department of General Physics; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company; research engineer; E-mail: fofanova1996@mail.ru

Dmitriy N. Moscalev

- M. Sc.; Perm State University, Department of Nanotechnologies and Microsystem Technique; assistant; Perm National Research Polytechnic University, Department of General Physics; researcher; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company; lead research engineer; E-mail: moscalevdn@pnppk.ru

Ulyana O. Salgaeva

- PhD; Skolkovo Institute of Science and Technology; expert; E-mail: ulyanasalgaeva@yandex.ru

Vitaly A. Maksimenko

- PhD, Associate Professor; Perm National Research Polytechnic University, Department of General Physics; E-mail: mva30@mail.ru

Victor V. Krishtop

- Dr. Sci., Professor; Perm National Research Polytechnic University, Department of General Physics, professor; Perm State University, Department of Nanotechnologies and Microsystem Technique, professor; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company; chief scientist; E-mail: Krishtop@pnppk.ru

Received 01.07.24; approved after reviewing 29.08.24; accepted for publication 27.02.25.