

Моделирование дисперсии оптического излучения в микроволноводах из арсенида галлия

О. А. Крылова, В. В. Витько, А. В. Еськов, А. Б. Устинов
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)
vitaliy.vitko@gmail.com

Аннотация. Работа посвящена исследованию оптических микроволноводов из арсенида галлия прямоугольного поперечного сечения. Проведено численное моделирование дисперсионных характеристик электромагнитных волн оптического диапазона в интегральных микроволноводах типа приподнятая полоска и внедренная полоска различных поперечных размеров. Для моделирования использовались полуаналитические методы решения уравнений Максвелла: улучшенный метод Маркатили и метод эффективного показателя преломления. Получено распределение напряженностей электрического поля и сформулированы рекомендации для реализации одномодового режима распространения волн в исследованных волноводах.

Ключевые слова: оптические микроволноводы; арсенид галлия; метод Маркатили

I. ВВЕДЕНИЕ

Последние десятилетия благодаря развитию технологий создания оптических полупроводниковых структур значительно увеличился интерес научного сообщества к интегральной фотонике. Применение методов интегральной фотоники обеспечивает масштабируемость оптических устройств, а также снижение энергозатрат и стоимости их изготовления, что делает перспективным их применение в медицинской диагностике, спектроскопии, телекоммуникационных сетях, квантовой информации и других сферах [1]. На сегодняшний день одной из наиболее исследованных технологий создания фотонных интегральных схем (ФИС) с высоким контрастом показателей преломления является кремний-на-изоляторе вследствие совместимости с КМОП-технологией [2, 3].

Текущие потребности и будущие вызовы, с которыми сталкиваются отрасли телекоммуникации и радионавигации, требуют разработки новых технологических решений, построенных при помощи полностью оптического подхода к обработке сигналов [4]. Одними из перспективных материалов для создания ФИС, способных ответить на эти вызовы и работающих на телекоммуникационных длинах волн (1400–1600 нм), является группа полупроводников $A^{III}B^V$ [5–6]. Так на

арсениде галлия возможно формирование на одном чипе как пассивных (волноводы [5–8], микрокольцевые резонаторы [9], интерферометры [10]), так и активных (лазеры [11], фотодетекторы [8]) элементов ФИС.

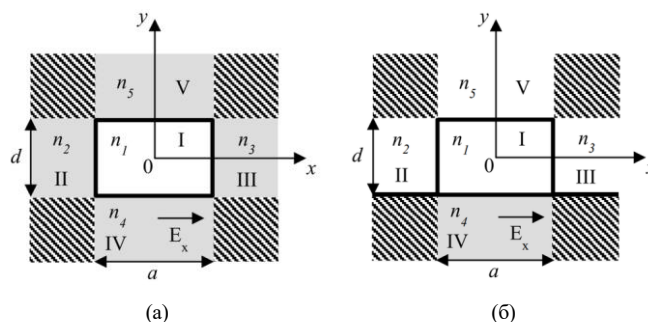


Рис. 1. Поперечные сечения волноводов на основе GaAs/AlGaAs: (а) – волновод типа встроенная полоска, (б) – волновод типа приподнятая полоска. Показатели преломления $n_1 = n_{\text{GaAs}}$, $n_2 = n_{\text{AlGaAs}}$, $n_3 = n_{\text{воздуха}} = 1$.

Целью данной работы является моделирование дисперсии оптического излучения в микроволноводах из арсенида галлия (GaAs). В настоящее время существует несколько типов микроволноводов прямоугольного сечения на базе технологии GaAs/AlGaAs: волновод типа встроенной полоски (рис. 1, (а)) и волновод типа приподнятая полоска (рис. 1, (б)). В случае встроенной полоски волновод представляет собой сердцевину, выполненную из GaAs, полностью окруженную обкладкой из AlGaAs [12]. Для волновода типа приподнятой полоски окруженный воздухом волноведущий слой GaAs располагается на поверхности подложки из AlGaAs [6].

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим распространение плоской монохроматической электромагнитной волны оптического диапазона в волноведущих структурах, представленных на рис. 1. Угловые области, заштрихованные на рисунке, исключены из рассмотрения. Решение уравнений Максвелла для напряженности электрического поля E волны, распространяющейся вдоль оси z , запишем в следующем виде [13]:

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \{ E(x, y) \exp [i(\omega t - \beta z)] \},$$

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (грант номер FSEE – 0022-0017).

где $E(x, y)$ – мембранная функция, описывающая профиль электрического поля в поперечном сечении, ω – циклическая частота, β – продольное волновое число.

Поперечные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей связаны с продольными составляющими через уравнения Максвелла [14]:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), \\ E_y &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), \\ H_x &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} - \omega \varepsilon_0 n_j^2 \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), \\ H_y &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} + \omega \varepsilon_0 n_j^2 \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где $K_j^2 = n_j^2 k_0^2 - \beta^2$ – поперечное волновое число области с номером j , а n_j – её коэффициент преломления, $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор в свободном пространстве, ε_0 и μ_0 – магнитная и диэлектрическая постоянные, соответственно, а c – скорость света.

Запишем волновые уравнения для продольной составляющей напряженности электрического поля для каждой области, представленной на рис. 1, (а) и (б):

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + K_j^2 E_z = 0. \quad (2)$$

Основная часть энергии оптического излучения сосредоточена в сердцевине волновода, а в обкладке, свободном пространстве и подложке (рис. 1, (а) и (б)) распространяются затухающие моды, поле которых экспоненциально убывает [15]. Тогда решениями уравнений (2) с учетом стандартных электродинамических граничных условий на границах между идеальными диэлектриками будут:

$$\begin{aligned} E_z &= A_1 \sin[k_x(x+\xi)] \cos[k_y(y+\eta)] && \text{– область I,} \\ E_z &= A_2 \cos[k_y(y+\eta)] \exp[\gamma_2(x+d/2)] && \text{– область II,} \\ E_z &= A_3 \cos[k_y(y+\eta)] \exp[-\gamma_3(x-d/2)] && \text{– область III,} \\ E_z &= A_4 \cos[k_x(x+\xi)] \exp[\gamma_4(y+a/2)] && \text{– область IV,} \\ E_z &= A_5 \cos[k_x(x+\xi)] \exp[-\gamma_5(y-a/2)] && \text{– область V,} \end{aligned} \quad (3)$$

где $A_1 - A_5$ – амплитуды, k_x и k_y – поперечные компоненты волнового вектора, ξ и η – пространственные сдвиги по координатам x и y , соответственно, а $\gamma_2^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 - k_x^2$,

$$\gamma_3^2 = (n_1^2 - n_3^2)k_0^2 - k_x^2, \quad \gamma_4^2 = (n_1^2 - n_4^2)k_0^2 - k_y^2 \quad \text{и}$$

$\gamma_5^2 = (n_1^2 - n_5^2)k_0^2 - k_y^2$ – поперечные волновые числа затухающих волн в соответствующих областях. При этом продольное волновое число связано с поперечными компонентами волнового вектора через следующее соотношение:

$$\beta^2 = n_1^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2. \quad (4)$$

Аналогично получим решения для компонент напряженности магнитного поля, зависящие от амплитуд $A_6 - A_{10}$. Подставляя полученные решения для продольных компонент напряженностей электрического и магнитного полей в уравнения (1), получим выражения для поперечных компонент поля. Следуя методу Маркатили [13, 16], выберем преимущественную ориентацию вектора \mathbf{E} вдоль оси x (мода E^x), при этом компонента $H_x=0$ для областей I, II и III, и компонента $E_y=0$ для областей I, IV и V. Применение всех восьми электродинамических граничных условий на границах I-II и I-III позволяет выразить амплитуды A_2, A_3, A_6, A_7, A_8 в областях I, II и III через амплитуду A_1 . При этом исходя из выбранной преимущественной ориентации вектора \mathbf{E} получено дисперсионное уравнение для поперечной составляющей волнового вектора k_x , которое в случае волновода бесконечной ширины ($a \rightarrow \infty$) переходит в решение для ТЕ-моды в планарном волноводе [13]. Далее применение граничных условий на границах I-IV и I-V также позволяет выразить амплитуды $A_4, A_5, A_6, A_9, A_{10}$ в областях через амплитуду A_1 , и получить дисперсионное уравнение для поперечной составляющей волнового вектора k_y . Данное уравнение переходит в решение для ТМ-моды в планарном волноводе [14]. Непрерывность продольных компонент поля E_z и H_z позволяет исключить из рассмотрения пространственные сдвиги ξ и η , тогда дисперсионное уравнение для моды E^x представляет собой следующую систему:

$$\begin{cases} \tan[k_x a] = \frac{n_1^2 k_x (n_3^2 \gamma_2 + n_2^2 \gamma_3)}{n_2^2 n_3^2 k_x^2 - n_1^4 \gamma_2 \gamma_3}, \\ \tan[k_y d] = \frac{k_y (\gamma_4 + \gamma_5)}{k_y^2 - \gamma_4 \gamma_5}. \end{cases} \quad (5)$$

Решая совместно систему (5) и уравнение (4) получим значения продольной β и поперечных k_x , k_y компонент волнового вектора на заданной частоте. Что позволяет получить дисперсионную характеристику в виде $\beta(\omega)$. Для удобства интерпретации результатов введем эффективный показатель преломления в виде

$$n_{eff} = \beta/k_0. \quad (6)$$

Для случая преимущественной ориентации вектора \mathbf{E} вдоль оси y (мода E^y) компонента $H_y=0$ для областей I, II и III, и компонента $E_x=0$ для областей I, IV и V. Дисперсионные уравнения и поперечные компоненты

напряженностей электрического и магнитного полей выводятся аналогичным образом.

Следует отметить, что данный метод хорошо зарекомендовал себя для описания волноводов с низким контрастом показателей преломления, как в случае, представленном на рис. 1, (а). Однако, для лучшего описания волноведущих структур с высоким контрастом показателей преломления (рис. 1, (б)) воспользуемся улучшенным методом Маркатили, подробно описанным в работе [15]. В этом подходе при выборе преимущественного направления вектора \mathbf{E} (выбор моды E^x или E^y) компоненты напряженностей электрического и магнитного полей в областях II–V не обращаются в ноль. Так в случае моды E^x напряженность электрического поля $E_y \neq 0$ в областях II и III, а напряженность магнитного поля $H_x \neq 0$ в областях IV и V. Это позволяет определить амплитуды $A_2 - A_5$ и $A_7 - A_{10}$ с учетом затухающих мод, обладающих всеми компонентами поля в соответствующих областях. Важно отметить, что полученное с применением описанного метода дисперсионное уравнение совпадает с системой (5). Описанный подход зарекомендовал себя как наиболее точный полуаналитический метод описания дисперсии оптического излучения в микроволноводах прямоугольного сечения с высоким контрастом показателей преломления [15].

Другим удобным полуаналитическим методом является метод эффективного показателя преломления (ЭПП) [14]. Для определения дисперсионной характеристики по данному методу последовательно рассматривается решение двух связанных задач. Первая заключается в поиске продольного волнового числа β' в планарном волноводе, представленном на рис. 2, (а). Затем, волновое число β' подставляется в уравнение (6), чтобы определить эффективный показатель преломления планарного волновода, изображенного на рис. 2, (б). Вторая задача заключается в поиске продольного волнового числа β'' для этого планарного волновода. Найденная зависимость $\beta''(\omega)$ и является искомой дисперсионной характеристикой.

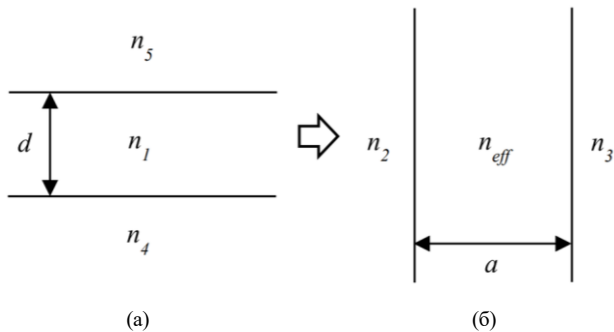


Рис. 2. Представление искомого волновода в виде двух планарных волноводов для реализации метода эффективного показателя преломления.

Рассмотрим случай моды E^x в волноводе типа приподнятая полоска (рис. 1, (б)). Для поиска β' запишем дисперсионное уравнение, соответствующее TE-моду в планарном волноводе:

$$\tan[\kappa'd] = \frac{\kappa'(\gamma_2 + \gamma_3)}{\kappa'^2 - \gamma_2\gamma_3}, \quad (7)$$

где $\kappa' = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta'^2}$. Тогда решением уравнения (7) является β' для заданной частоты, а эффективный показатель преломления $n_{eff}' = \beta'/k_0$. Для следующей части задачи запишем дисперсионное уравнение для ТМ-моды в симметричном планарном волноводе (рис. 2, (б)):

$$\tan[\kappa''a] = \frac{2n_1^2 \kappa'' n_4^2 \gamma''}{n_4^4 \kappa'' - n_1^4 \gamma''^2}, \quad (8)$$

где $\kappa'' = \sqrt{k_0^2 n_{eff}''^2 - \beta''^2}$ и $\gamma'' = \sqrt{k_0^2 (n_{eff}''^2 - n_4^2) - \kappa''^2}$. Уравнение (8) позволяет найти искомую дисперсионную характеристику $\beta''(\omega)$.

III. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Приведенная теоретическая модель легла в основу программ расчета дисперсионных характеристик и распределения напряженностей электрического и магнитного полей в поперечном сечении. При моделировании амплитуда A_1 рассчитывалась в соответствии с нормализацией потока мощности оптического излучения, проходящего через волновод [15]:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint_{\text{область } 1-5} (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \right\} = 1. \quad (9)$$

Моделирование проводилось для следующих параметров: длина волны $\lambda = 1.55$ мкм ($\omega = 1.215 \cdot 10^{15}$ рад/с), волноводы из GaAs с показателем преломления $n_{\text{GaAs}} = 3.444$, оболочка и подложка волноводов из $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ с показателем преломления $n_{\text{AlGaAs}} = 3$ [4]. Толщина волноводов $d = 0.3$ мкм позволяла реализовать одномодовый режим работы (для моды E^x) при различных значениях ширины a [17].

На рис. 3 представлены зависимости n_{eff} от ширины волноводов, рассчитанные методами Маркатили (сплошные линии) и ЭПП (штриховые линии) для волн, распространяющихся в волноводах типа встроеной и приподнятой полосок.

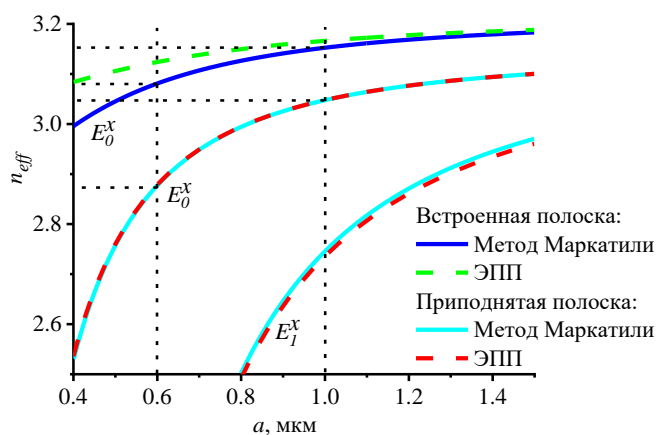


Рис. 3. Зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} от ширины a волноводов типа встроенная и приподнятая полоски для основной моды E_0^x и первой моды E_1^x .

Видно, что эффективный показатель преломления для волновода типа встроенная полоска выше, чем для случая приподнятой полоски. При этом в обоих случаях с увеличением ширины волноводов растет эффективный показатель преломления. Для объяснения хода зависимостей было проведено моделирование распределения модуля напряженности электрического поля при помощи усовершенствованного метода Маркатили. На рис. 4 (а), (б) и рис. 4 (в), (г) представлены результаты для волноводов с поперечными сечениями $0.3 \times 0.6 \text{ мкм}^2$ и $0.3 \times 1 \text{ мкм}^2$ типа встроенной и приподнятой полосок, соответственно.

Волновод типа встроенная полоска имеет меньший контраст показателей преломления в отличие от волновода типа приподнятая полоска. Как видно из рис. 4, (а), поле выходит за пределы волновода и распространяется в окружающем пространстве, поэтому в этом случае n_{eff} выше. Увеличение ширины волновода от 0.6 мкм до 1 мкм приводит к большему сосредоточению напряженности электрического поля внутри волновода (рис. 4, (б)), а, следовательно, и к увеличению эффективного коэффициента преломления.

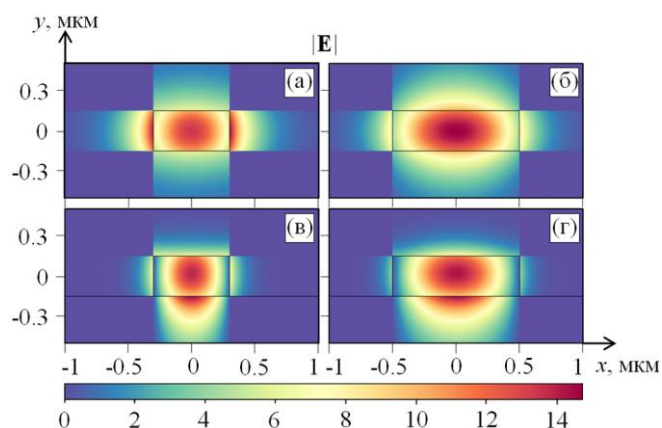


Рис. 4. Распределение модуля напряженности электрического поля моды E^x в волноводах типа встроенная полоска размерами $0.3 \times 0.6 \text{ мкм}^2$ (а), $0.3 \times 1 \text{ мкм}^2$ (б), приподнятая полоска для поперечных размеров $0.3 \times 0.6 \text{ мкм}^2$ (в), $0.3 \times 1 \text{ мкм}^2$ (г).

Для волновода типа приподнятая полоска электрическое поле преимущественно сосредоточено в сердцевине волноводной структуры (рис. 4, (в)) и слабо проникает в воздушное заполнение из-за большого контраста показателей преломления ($\Delta n = 2.444$). Однако, контраст показателей преломления с подложкой значительно ниже ($\Delta n = 0.444$), поэтому поле проникает в подложку. Следует отметить, что благодаря такой геометрии волновода поле проникает в подложку глубже по сравнению с волноводом типа встроенная полоска. Расширение волновода приводит к меньшему проникновению поля в подложку и большему его сосредоточению внутри сердцевины волновода из GaAs (рис. 4, (г)). Однако при этом возникает вторая мода E_1^x , как показано на рис. 3. Таким образом, ширина волновода типа приподнятая полоска не должна превышать 0.8 мкм для реализации одномодового режима работы. Усовершенствованный метод Маркатили и метод ЭПП показали хорошее согласование результатов моделирования дисперсионных характеристик для волновода типа приподнятая полоска.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование дисперсии оптического излучения в микроволноводах из арсенида галлия различных поперечных сечений: типа встроенная полоска и приподнятая полоска. Рассчитаны дисперсионные характеристики волноводов методом Маркатили и методом эффективного показателя преломления, а также численно рассчитаны напряженности электрического поля. При увеличении ширины волноводной области увеличивается эффективный показатель преломления, что приводит к большему сосредоточению поля внутри сердцевины из GaAs. Было показано, что волновод типа встроенная полоска в исследуемом диапазоне ширин от 0.4 мкм до 1.5 мкм работает в одномодовом режиме. В волноводе типа приподнятая полоска при достижении шириной волновода значения 0.8 мкм возникают моды высшего порядка. Таким образом, для реализации одномодового режима работы в волноводе типа приподнятая полоска сердцевина из GaAs должна быть толщиной 0.3 мкм и не должна превышать ширину 0.8 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Wu J., Ma H., Yin P., Ge Y., Zhang Y., Li L., Lin H. Two-Dimensional Materials for Integrated Photonics: Recent Advances and Future Challenges // Small Science. 2021. V. 1. No. 4. P. 2000053.
- [2] Handbook of Silicon Photonics / Ed. L. Vivien, L. Pavesi : CRC Press, 2016.
- [3] Lacava C., Pusino V., Minzioni P., Sorel M., Cristiani I. Nonlinear properties of AlGaAs waveguides in continuous wave operation regime // Opt. Express. 2014. V. 22. No. 5. P. 5291.
- [4] Mobini E., Espinosa D., Vyas K., Dolgaleva K. AlGaAs Nonlinear Integrated Photonics // Micromachines. 2022. V. 13. No. 7. P. 991.
- [5] Haas J., Stach R., Kolm C., Kraska R., Mizaikoff B. Gallium arsenide waveguides as a platform for direct mid-infrared vibrational spectroscopy // Anal Bioanal Chem. 2020. V. 412. No. 14. P. 3447–3456.
- [6] Sieger M., Mizaikoff B. Optimizing the design of GaAs/AlGaAs thin-film waveguides for integrated mid-infrared sensors // Photon. Res. 2016. V. 4. No. 3. P. 106.

- [7] Chang L., Boes A., Pintus P., Peters J. D., Kennedy M., Guo X.-W., Bowers, J. E. Strong frequency conversion in heterogeneously integrated GaAs resonators // *APL Photonics*. 2019. V. 4. № 3. P. 036103.
- [8] Sahin D., Gaggero A., Weber J.-W., Agafonov I., Verheijen M. A., Mattioli F., Fiore A. Waveguide Nanowire Superconducting Single-Photon Detectors Fabricated on GaAs and the Study of Their Optical Properties // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron*. 2015. V. 21. № 2. P. 1–10.
- [9] Haas J., Artmann P., Mizaikoff B. Mid-infrared GaAs/AlGaAs micro-ring resonators characterized via thermal tuning // *RSC Adv*. 2019. V. 9. № 15. P. 8594–8599.
- [10] Sieger M., Balluff F., Wang X., Kim S.-S., Leidner, L., Gauglitz G., Mizaikoff, B. On-Chip Integrated Mid-Infrared GaAs/AlGaAs Mach-Zehnder Interferometer // *Anal. Chem*. 2013. V. 85. № 6. P. 3050–3052.
- [11] Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Y., Ponomarev D. S., Tomosh K. N., Galiev R. R., Alferov Z. I. Fabrication of a terahertz quantum-cascade laser with a double metal waveguide based on multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures // *Semiconductors*. 2016. V. 50. № 10. P. 1377–1382.
- [12] Wang X., Sieger M., Mizaikoff B. Toward on-chip mid-infrared chem/bio sensors using quantum cascade lasers and substrate-integrated semiconductor waveguides / Ed. M. Razeghi. San Francisco, California, USA, 2013. P. 86312M.
- [13] Okamoto K. *Fundamentals of optical waveguides.*: Elsevier, 2021.
- [14] Madsen C. K., Zhao J. H. *Optical filter design and analysis*. New York : Wiley, 1999. 365 p.
- [15] Westerveld W. J., Leinders S. M., van Dongen K. W. A., Urbach H. P., Yousef M. Extension of Marcatili's Analytical Approach for Rectangular Silicon Optical Waveguides // *J. Lightwave Technol*. 2012. V. 30. № 14. P. 2388–2401.
- [16] Marcatili E. A. J. Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics // *Bell System Technical Journal*. 1969. V. 48. № 7. P. 2071–2102.
- [17] Панов М.Ф., Соломонов А.В. *Физические основы фотоники* // Санкт-Петербург : Лань, 2018. 564 с.