

09

Оптические потери в резонаторе полупроводникового лазера, сформированного фотонным кристаллом

© И.В. Орешко, А.Е. Казакова, Д.П. Марков, В.В. Золотарев, А.С. Некрасов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 8 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 23 июня 2025 г.

Принято к публикации 7 июля 2025 г.

Проведены расчеты распределения электромагнитного излучения и потерь на выход для резонатора полупроводникового лазера на основе двумерного конечного фотонного кристалла. Впервые построены зависимости выходных оптических потерь от размера отверстий в модели конечного фотонного кристалла. Для неизменного значения Γ -фактора фотонного кристалла величина размера отверстий влияет на локализацию лазерного излучения в центре резонатора. Увеличение размера отверстий приводит к увеличению силы распределенной обратной связи, снижает паразитные латеральные потери и увеличивает полезные потери с поверхности кристалла, что существенным образом влияет на излучательную эффективность лазера.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, фотонный кристалл, оптические потери в резонаторе, распределенная обратная связь.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.19.61149.20337

Мощные полупроводниковые лазеры широко востребованы в силу рекордных значений КПД, однако рост оптической мощности с апертуры $100\ \mu\text{m}$ за последние десять лет испытывает насыщение [1,2]. Основной идеей увеличения выходной оптической мощности на данный момент являются увеличение площади излучения и формирование линеек и матриц излучателей [3,4]. При этом для данных сборок полупроводниковых лазеров характерны низкое пространственное качество пучка с различной по разным осям и широкой расходимостью излучения в дальней зоне и многомодовый состав, что существенно затрудняет их применение. Одним из способов решения данной проблемы является разработка новых подходов к формированию резонатора полупроводникового лазера, обеспечивающих большую симметричную область излучения с поверхности чипа. Одним из таких подходов является резонатор на основе двумерного (2D) фотонного кристалла (ФК), сформированного в слоях гетероструктуры. Наличие 2D-периодичности показателя преломления, с одной стороны, обеспечивает распределенную обратную связь, что формирует резонаторные свойства, а с другой — может обеспечивать поверхностный вывод излучения в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры [5–8]. В данных работах теоретически исследуются оптические потери на выход для резонатора на основе ФК в зависимости от размера отверстий, формирующих его, для модели бесконечного ФК. При этом недостаточно внимания уделяется силе распределенной обратной связи, непосредственно формирующей резонатор, и наличию паразитных оптических потерь, снижающих эффективность излучения лазера. В данных работах представлены зависимости общих оптических потерь резонатора и паразитных латеральных потерь от размера

излучающей апертуры, однако не показано, как эти величины зависят от размера отверстий именно в случае конечного ФК. Не проводился анализ зависимости локализации излучения в центре ФК в зависимости от размера отверстий. В настоящей работе проведены расчеты распределения электромагнитного поля в области излучения с поверхности чипа для резонатора на основе ФК и продемонстрирован механизм, который отвечает за паразитные потери в данном резонаторе и ограничивает излучательную эффективность лазера.

Расчеты резонаторов на основе ФК конечных размеров проводятся полуаналитическим методом на основе трехмерной теории связанных мод [5,9]. Подробно метод описан в [10]. В этом методе поле, согласно теореме Блоха, представлено в виде суммы волн, а периодическая модуляция показателя преломления в слое ФК раскладывается в ряд Фурье

$$E_i(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} E_{i,m,n}(x,y)U(z) \times \exp[-i(m\beta_0x + n\beta_0y)], \quad i = x, y, \quad (1)$$

$$n^2(x,y) = n_{av}^2 + \sum_{m \neq 0, n \neq 0} \xi_{m,n} \exp[-i(m\beta_0x + n\beta_0y)]. \quad (2)$$

Здесь $U(z)$ — распределение электромагнитного поля вдоль направления роста гетероструктуры; $E_{i,m,n}(x,y)$ — амплитуда электромагнитного поля в плоскости ФК, зависимость которой от координат (x,y) обусловлена конечными размерами ФК и, как следствие, наличием граничных условий; $\beta_0 = 2\pi/\Lambda$ — компонента вектора обратной решетки ФК; Λ — период решетки ФК; m и n — произвольные целые числа; $n_{av} = \sqrt{n_{air}^2 f + n_{em}^2 (1-f)}$ — средний показатель

преломления ФК, где $f = S_{air}/\Lambda^2$ — фактор заполнения ФК, характеризующий размеры отверстий, $n_{air} = 1$ — показатель преломления воздуха, n_{em} — показатель преломления эмиттера, в котором сформирован ФК. $\xi_{m,n}$ — коэффициенты фурье-разложения, которые отличны от нуля только в слое ФК и не зависят от переменной z при условии вертикальности стенок отверстий. В данной задаче будем рассматривать ТЕ-поляризацию поля $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$.

Волны в разложении электромагнитного поля можно разбить на группы: базовые волны $\sqrt{m^2 + n^2} = 1$, волны высших порядков $\sqrt{m^2 + n^2} > 1$ и излучательные волны $\sqrt{m^2 + n^2} = 0$. Подставляя выражения (1) и (2) в волновое уравнение и собирая члены с одинаковыми (m, n) , получим систему связанных уравнений на амплитуды базовых волн $E_{(y,1,0)}$, $E_{(y,-1,0)}$, $E_{(x,0,1)}$, $E_{(x,0,-1)}$, для которых распределение вдоль оси z соответствует форме фундаментальной волноводной моды. Данную систему можно свести к дифференциальному матричному уравнению, что подробно представлено в [10]:

$$(\delta + i\alpha) \begin{pmatrix} E_{(y,1,0)} \\ E_{(y,-1,0)} \\ E_{(x,0,1)} \\ E_{(x,0,-1)} \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} E_{(y,1,0)} \\ E_{(y,-1,0)} \\ E_{(x,0,1)} \\ E_{(x,0,-1)} \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \partial E_{(y,1,0)}/\partial x \\ -\partial E_{(y,-1,0)}/\partial x \\ \partial E_{(x,0,1)}/\partial y \\ -\partial E_{(x,0,-1)}/\partial y \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где δ — отклонение волнового вектора излучения от брэгговского, а α — потери/усиление электромагнитной волны, C — матрица связи, состоящая из коэффициентов связи между волнами в (1). Поиск собственных чисел и собственных векторов проводился численным методом конечных разностей на смещенной сетке. Данная система преобразуется в задачу поиска собственных чисел $(\delta + i\alpha)$ и собственных векторов размерности $4K$, где K — количество узлов разбиения.

Величина α определяет потери на выход в резонаторе лазера (в приближении нулевых внутренних оптических потерь). При этом для случая расчета ФК конечного размера данные потери можно разделить на две группы: полезные потери, формирующиеся за счет вывода излучения из резонатора через поверхность кристалла, и паразитные потери, отвечающие за распространение (вытекание) электромагнитного излучения в плоскости слоев гетероструктуры за пределы апертуры излучения. Таким образом, данная величина, с одной стороны, отвечает за величину порогового усиления генерации лазерного излучения, а с другой — не полностью описывает лазерную излучательную эффективность за счет вывода излучения с поверхности чипа.

В настоящей работе проводился расчет распределения интенсивности электромагнитного поля и потерь на выход для резонатора полупроводникового лазера

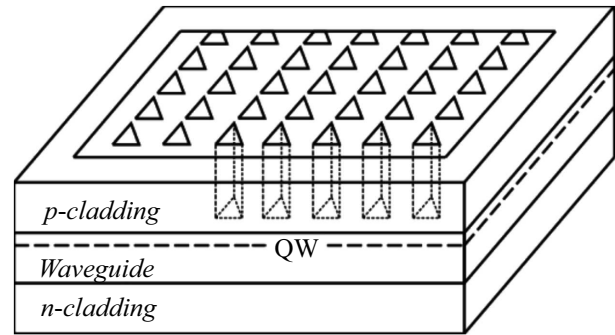


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводникового лазера с резонатором на основе ФК.

Дизайн гетероструктуры

Слой	Материал	Показатель преломления n	Толщина d , nm
n -эмиттер	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	3.347	1500
Волноводный слой	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	3.432	250
Квантовая яма	$\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$	3.560	9
Волноводный слой	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	3.432	50
Остаточный слой	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	3.410	h
p -эмиттера	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}/\text{Air}$	n_{av}	1900

на основе ФК. Лазер сформирован на основе гетероструктуры $\text{AlGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}$ с трехслойным оптическим волноводом, в верхнем эмиттере которого протравлены воздушные отверстия, образующие ФК квадратной симметрии (рис. 1). В волноводе сформирована напряженная InGaAs -квантовая яма, являющаяся источником генерации лазерного излучения с длиной волны $\sim 1.045 \mu\text{m}$. Дизайн гетероструктуры представлен в таблице. Остаточный слой p -эмиттера (h) — расстояние от границы волновод/ p -эмиттера до дна протравленных отверстий — варьировался при расчетах. Период ФК составлял $\Lambda = 300 \text{ nm}$, форма отверстий — прямоугольный треугольник, а размер излучающей апертуры $200 \times 200 \mu\text{m}$.

Одним из основных отличий оптимизации конструкции бесконечного и конечного ФК является наличие паразитных латеральных потерь, которые влияют на распределение электромагнитного поля в резонаторе. В данном исследовании проводится оптимизация фактора заполнения конечного ФК. При этом, изменяя фактор заполнения, мы также меняем эффективный показатель преломления в слое ФК, что влияет на распределения волноводной моды и Γ -фактора ФК ($\Gamma = \int_{\text{PhC}} |U(z)|^2 dz / \int_{-\infty}^{+\infty} |U(z)|^2 dz$, где область PhC — слой, содержащий ФК). Чтобы провести однопараметрическую оптимизацию и понять, как именно только фактор заполнения влияет на распределение полезных

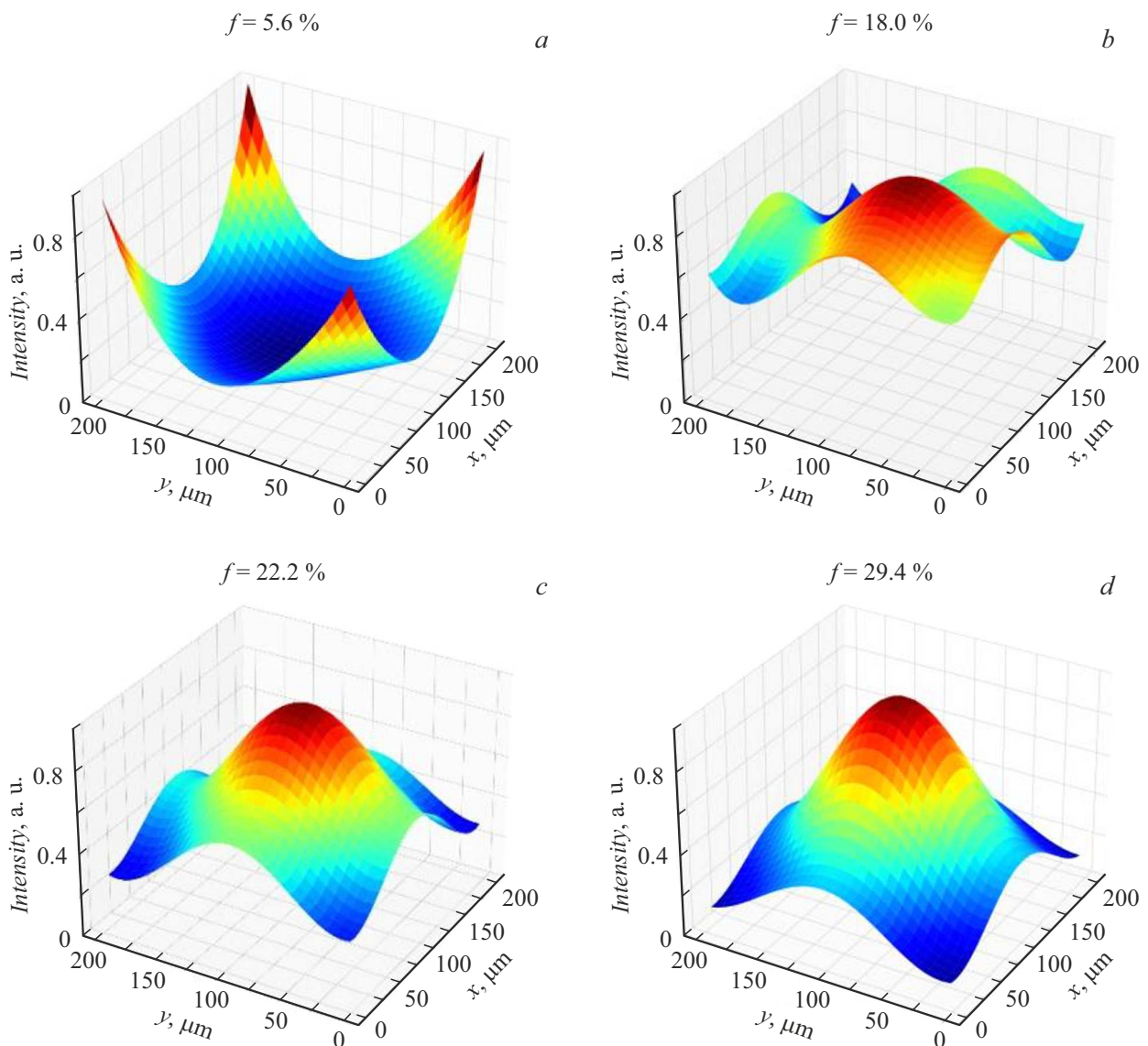


Рис. 2. Картины распределения интенсивности лазерного излучения в резонаторе на основе ФК для различных факторов заполнения: 5.6 (a), 18 (b), 22.2 (c) и 29.4 % (d).

и латеральных потерь, был зафиксирован Г-фактор. Для этого нами был проведен ряд расчетов для структур, в которых мы поддерживали одинаковый Г-фактор в слое ФК за счет изменения величины остаточного слоя p -эмиттера. Увеличивая фактор заполнения, мы приближали ФК к волноводному слою, что позволило оставлять Г-фактор ФК на постоянном уровне 1.5%. Для этого мы варьировали величину h в пределах $0.78\text{--}0.05\text{ }\mu\text{m}$, а фактор заполнения от 5 до 30%. Верхняя граница диапазона 30% связана с технологическими возможностями литографии и травления для отверстий треугольной формы.

Для данных конструкций были получены картины распределения интенсивности лазерного излучения в резонаторе на основе ФК (рис. 2). Из расчетов видно, что для малого фактора заполнения большая часть

интенсивности излучения концентрируется на границах ФК, что свидетельствует о том, что распределенная обратная связь не работает и ФК теряет резонаторные свойства. Увеличение фактора заполнения приводит к локализации лазерного излучения в центре апертуры, и распределение интенсивности электромагнитного излучения в ближнем поле приобретает форму колокола (рис. 2, d).

При этом расчеты суммарных потерь на выход демонстрируют снижение их величины с увеличением фактора заполнения (рис. 3, a), что приводит к снижению пороговых условий. Данный результат принципиально отличается от модели бесконечного ФК, для которого с увеличением размера отверстий происходит рост потерь на выход резонатора [9]. С целью разделить полезные и паразитные потери нами был проведен расчет отно-

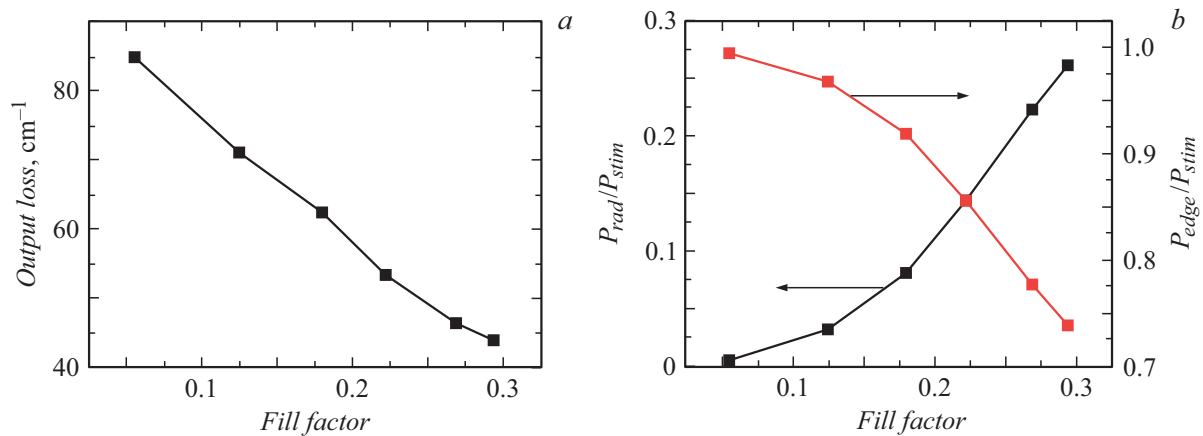


Рис. 3. Зависимость от фактора заполнения ФК потерь на выход резонатора (a) и относительной мощности излучения с поверхности чипа и в плоскости волновода (b).

сительной мощности, излучаемой с поверхности чипа (P_{rad}) и в плоскости волновода (P_{edge}) [10]. Расчеты показывают, что P_{rad} монотонно увеличивается с ростом фактора заполнения, а P_{edge} соответственно уменьшается (рис. 3, b). Таким образом, увеличение фактора заполнения приводит к усилению распределенной обратной связи и локализации генерируемого лазерного излучения в центре апертуры излучения при условии сохранения формы волноводной моды. Снижение общих потерь на выход при увеличении фактора заполнения для конечного ФК связано именно с локализацией лазерного излучения в резонаторе. Увеличение фактора заполнения при постоянном Г-факторе ФК приводит к усилению распределенной обратной связи, что ведет к повышению излучательной эффективности резонатора конечного ФК, а это принципиально отличается от модельного случая бесконечного ФК, для которого не существует латеральных потерь.

Нами также были проведены расчеты для зарощенного ФК, расположенного внутри волноводного слоя, для которого можно достичь существенно более высокого значения Г-фактора, однако результаты были аналогичными. Снижение оптических потерь на выход при больших значениях фактора заполнения для бесконечного ФК связано именно со снижением среднего показателя преломления слоя ФК, но для случая конечного ФК определяющую роль играют паразитные латеральные потери и степень локализации лазерного излучения в резонаторе. С ростом размера отверстий суммарные потери уменьшаются за счет существенного снижения латеральных потерь, а потери полезные, связанные с выводом излучения с поверхности ФК, увеличиваются, при этом распределение электромагнитного поля локализуется в центре резонатора. Таким образом, при оптимизации дизайна ФК нужно учитывать не только влияние геометрических параметров отверстий на величину суммарных потерь, но и их влияние на рас-

пределение электромагнитного излучения в волноводе и соотношения латеральных и вертикальных потерь.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-01038).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Crump, A. Boni, M. Elattar, S.K. Khamari, I.P. Marko, S.J. Sweeney, S. Arslan, B. King, M.J. Miah, D. Martin, A. Knigge, P. Della Casa, G. Tränkle, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **31** (2), 1502512 (2025). DOI: 10.1109/JSTQE.2024.3484669
- [2] А.И. Данилов, А.В. Иванов, В.П. Коняев, Ю.В. Курнявко, М.А. Ладугин, А.В. Лобинцов, А.А. Мармалюк, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, Квантовая электроника, **52** (12), 1079 (2022). [A.I. Danilov, A.V. Ivanov, V.P. Konyaev, Yu.V. Kurnyavko, M.A. Ladugin, A.V. Lobintsov, A.A. Marmalyuk, S.M. Sapozhnikov, V.A. Simakov, Bull. Lebedev Phys. Inst., **50** (Suppl 4), S405 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623160030].
- [3] S. Arslan, B. King, P. Della Casa, D. Martin, A. Thies, A. Knigge, P. Crump, IEEE Photon. Technol. Lett., **36** (16), 977 (2024). DOI: 10.1109/LPT.2024.3419552
- [4] Н.В. Гультиков, К.Ю. Телегин, А.Ю. Андреев, Л.И. Шестак, В.А. Панарин, М.Ю. Старынин, А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин, Квантовая электроника, **53** (8), 667 (2023). [N.V. Gul'tikov, K.Yu. Telegin, A.Yu. Andreev, L.I. Shestak, V.A. Panarin, M.Yu. Starynin, A.A. Marmalyuk, M.A. Ladugin, Bull. Lebedev Phys. Inst., **50** (Suppl 12), S1391 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623602224].
- [5] M. Yoshida, M. De Zoysa, K. Ishizaki, Y. Tanaka, M. Kawasaki, R. Hatsuda, B. Song, J. Gellera, S. Noda, Nat. Mater., **18** (2), 121 (2019). DOI: 10.1038/s41563-018-0242-y

- [6] T. Inoue, M. Yoshida, J. Gellela, K. Izumi, K. Yoshida, K. Ishizaki, M. De Zoysa, S. Noda, *Nat. Commun.*, **13** (1), 3262 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-30910-7
- [7] K.-B. Hong, L.-R. Chen, K.-C. Huang, H.-T. Yen, W.-C. Weng, B.-H. Chuang, T.-C. Lu, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **28** (1), 1700207 (2022). DOI: 10.1109/JSTQE.2021.3095961
- [8] Z. Bian, K.J. Rae, A.F. McKenzie, B.C. King, N. Babazadeh, G. Li, J.R. Orchard, N.D. Gerrard, S. Thoms, D.A. MacLaren, R.J.E. Taylor, D. Childs, R.A. Hogg, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **32** (24), 1531 (2020). DOI: 10.1109/LPT.2020.3039059
- [9] Y. Liang, C. Peng, K. Sakai, S. Iwahashi, S. Noda, *Phys. Rev. B*, **84** (19), 195119 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.195119
- [10] Y. Liang, C. Peng, K. Sakai, S. Iwahashi, S. Noda, *Opt. Express*, **20** (14), 15945 (2012). DOI: 10.1364/oe.20.015945