Резонаторы ИК лазеров на основе двумерных фотонных кристаллов для организации поверхностного вывода излучения

© И.В. Орешко, В.В. Золотарев ¶, С.О. Слипченко, А.Е. Казакова, Н.А. Пихтин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 25 апреля 2025 г.
Принята к публикации 7 мая 2025 г.

В рамках гетероструктуры AlGaAs/GaAs/InGaAs были рассчитаны потери на выход для резонаторов на основе 2D фотонных кристаллов с решеткой квадратной симметрии, узлы которых сформированы в верхней обкладке лазерного волновода отверстиями различной симметрии. Теоретически показано, что в отличие от фотонных кристаллов, сформированных отверстиями с симметрией C_2, характеризуемых наличием высокодобротных мод с нулевыми потерями на выход, фотонные кристаллы, сформированные отверстиями в форме равнобедренных прямоугольных треугольников или равносторонней трапеции, обладают наибольшей модовой дискриминацией между двумя самыми низкопороговыми модами с ненулевыми потерями на выход. Расчеты потерь на выход показывают, что предпочтительнее всего конструкции, для которых отверстия характеризуются большой глубиной, оставляя между областью фотонного кристалла и волноводом тонкий ($\sum 0.1$ мкм) остаточный слой, а итоговая оптимизация величины потерь на выход должна производиться при известной величине внутренних оптических потерь в конкретной гетероструктуре.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, фотонный кристалл, распределенная обратная связь, резонаторные моды.

DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60986.7665

1. Введение

Полупроводниковые лазеры, излучающие с поверхности чипа, с резонатором на основе двумерного (2D) фотонного кристалла (ФК), представляют значительный интерес для современной фотоники и оптоэлектроники, поскольку позволяют получать выходной лазерный пучок большой площади и малой симметричной расходимости [1–6], направленный по нормали к поверхности гетероструктуры. Симметричная диаграмма направленности с малым углом расходимости позволяет существенно повысить эффективность ввода лазерного излучения в оптоволокно или сформировать новые области прямого применения мощных полупроводниковых лазеров. Одним из самых востребованных направлений применения таких лазеров могут являться современные ЛИДАРные системы (англ. LiDAR — Light Detection and Ranging), используемые в беспилотном управлении транспортным средством. Зонная структура 2D-ФК также формирует спектральную селекцию, что позволяет получить одномодовое когерентное излучение [7,8] с узким спектром, что крайне востребовано в системах оптической связи в свободном пространстве. Геометрические параметры ФК (форма и размеры воздушных отверстий, формирующих ФК; размер апертуры излучения) определяют в том числе оптические потери на выход (добротность резонатора), поляризацию и диаграмму направленности выходящего луча [9–11].

Большой потенциал поверхностно-изучающих лазеров на основе 2D-ФК требует разработки моделей, с целью оптимизации параметров конструкции резонатора и ФК для различных прикладных задач. Данные модели расчетов должны продемонстрировать связь между конструктивными параметрами ФК, такими как геометрическая форма и симметрия отверстий, с характеристиками резонатора и его излучательной эффективностью.

Одними из наиболее популярных методов расчета столь сложных структур как ФК являются метод конечных разностей во временно́й области (Finite-Difference Time-Domain — FDTD) [12–14] и метод конечных элементов (Three-Dimensional Finite Element Method — 3D FEM) [15–17]. Однако у обоих методов имеется ряд недостатков, связанных с требованием значительных вычислительных мощностей, особенно для расчета структур большой площади (порядка сотен периодов решетки ФК), которые обычно используются в реальных поверхностно-излучающих лазерах.

В связи с этим ранее был разработан ряд полуаналитических методов расчета характеристик резонатора, сформированного ФК, на основе теории связанных мод (Coupled Wave Theory — CWT) [18,19]. В первоначальных двумерных расчетах Сакаи [20,21] предполагалось, что распределение поля вдоль оси роста гетероструктуры является плоской волной, что не отражает реальные волноводные свойства лазерной гетероструктуры. Решение данной проблемы было предложено в работе [22] на основе методики Стрейфера [19] для лазеров с одномерной распределенной обратной связью (РОС). Суть метода состоит в разделении переменных и разложении электромагнитного поля согласно теореме Блоха, таким

образом, итоговые поля представляются как произведение фундаментальной моды многослойной волноводной гетероструктуры, зависящей только от z-координаты и связанных мод ФК, зависящих от x-, y-координат.

В данной работе нами рассматривается модель бесконечного 2D-ФК с квадратной симметрией и поперечной электрической поляризацией в составе четырехслойной волноводной лазерной структуры. Расчеты проводились нами именно для бесконечного кристалла, поскольку в реальных поверхностно-излучающих лазерах используются структуры размером порядка сотен периодов решетки ФК, что необходимо для повышения выходной оптической мощности. Исследование бесконечных ФК позволяет получить фундаментальные закономерности между параметрами ФК и характеристиками резонатора полупроводникового лазера. Данное приближение позволяет значительно упростить расчеты путем исключения граничных условий и сведения системы дифференциальных уравнений к системе обычных линейных уравнений.

Расчет ФК проводился по методу 3D-CWT, разработанному в работе [22]. Данный метод позволяет рассчитывать ФК квадратной симметрии с произвольной формой отверстий. Условием применимости данного метода является небольшой коэффициент связи ($\kappa\Lambda \ll 1$, где κ — коэффициент связи, Λ — период фотонного кристалла), при котором период обмена энергией двух связанных волн много больше периода фотонного кристалла, что соответствует нашему случаю. В отличие от авторов работы [22], мы вводим существенное конструкционное отличие, предполагая, что ФК является поверхностным (незаращенным), т. е. слой с периодическим изменением диэлектрической проницаемости сформирован в верхней обкладке лазерного волновода (p-эмиттере). Такой выбор конструкции обусловлен большей простотой технологической реализации рассчитываемой структуры, поскольку исключает двухступенчатый эпитаксиальный рост. Данная работа сконцентрирована на анализе потерь на выход как критически важного параметра, который используется для оптимизации мощностных и пороговых характеристик полупроводниковых лазеров, а также формирует требования к конструкции активной области (материальное усиление, фактор оптического ограничения). Были получены результаты для ФК с различной формой воздушных отверстий, обладающих различной симметрией (круг, треугольник, прямоугольник, трапеция). Для всех типов отверстий были рассчитаны оптические потери на выход и длины волн для различных мод, а также проведен анализ потерь в зависимости от глубины травления отверстий.

2. Методика расчета

2.1. Общие положения

Одной из важнейших особенностей поверхностно-излучающих лазеров на двумерных ФК является возможность строго вертикального вывода лазерного пучка. Данное преимущество реализуется за счет выполнения условий брэгговской дифракции 2-го порядка. Для длин волн, соответствующих условию Брэгга, $\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda/N$, где λ — длина волны, излучаемая лазером, n_{eff} — эффективный показатель преломления моды волновода гетероструктуры, а $N = 2$ — порядок дифракции; формируется распределенная обратная связь в плоскости волноводного слоя, обусловливающая резонаторные свойства ФК и дифрагированное лазерное излучение, распространяющееся ортогонально плоскости кристалла (выходная оптическая мощность).

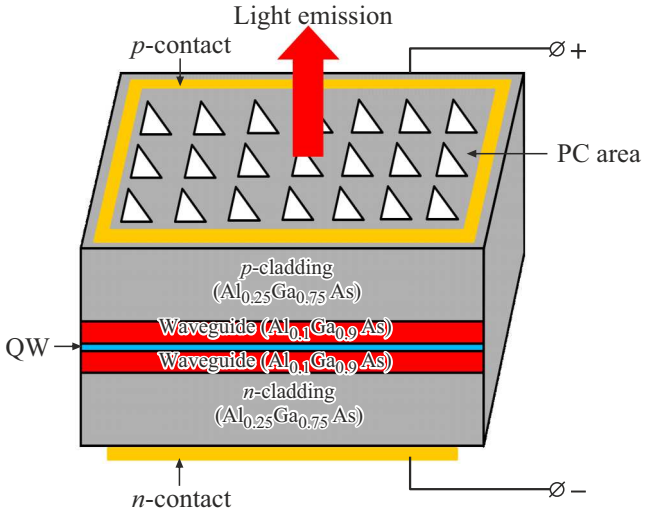

Рис. 1. Схематическое изображение лазерной структуры со сформированной на поверхности p-эмиттера областью ФК.

В нашей работе рассматривается 2D-ФК с простой квадратной симметрией. Конструктивно он представляет собой воздушные отверстия, протравленные в материале p-эмиттера лазерной гетероструктуры (рис. 1). Таким образом, разница между диэлектрическими проницаемостями эмиттера ε_b и воздуха ε_a создает двумерную фотонную кристаллическую решетку, которая характеризуется средней диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{av} = f\varepsilon_a + (1-f)\varepsilon_b$, где f — фактор заполнения, безразмерный параметр, определяемый отношением $f = S_{\text{hole}}/S_{\text{cell}}$, в котором S_{hole} — площадь воздушного отверстия, зависящая от его геометрии, а $S_{\text{cell}} = \Lambda^2$ — площадь элементарной ячейки ФК.

Квадратная решетка 2D-ФК обладает характерной зонной структурой с тремя экстремальными точками — Г, X и M (рис. 2), обусловленными ее симметрией [23,24]. Условию Брэгга с $N = 2$ соответствует Г-точка 2-го порядка, расположенная в центре зоны Бриллюэна, в которой происходят организация распределенной обратной связи и дифракция излучения в направлении, нормальном к поверхности структуры. В общем случае для рассмотренной симметрии ФК в точке Г для TE-поляризации поля мы наблюдаем 4 дисперсионные частотные ветви, соответствующие 4 модам — A, B,

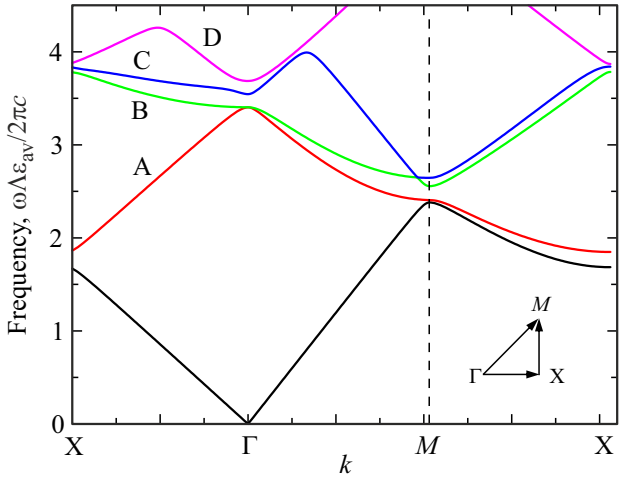

Рис. 2. Зонная диаграмма ФК с квадратной симметрией, сформированного отверстиями с формой равнобедренного прямоугольного треугольника.

C и D. Излучательные способности этих мод характеризуются оптическими потерями на выход, которые в свою очередь зависят от параметров ФК геометрической формы и симметрии воздушного отверстия, а также его размеров. Одной из основных целей нашего расчета как раз является анализ влияния этих факторов на излучательную способность ФК и определение того, какая из мод будет наиболее эффективно излучать.

2.2. Формулировка модели

В данной работе мы сосредоточились на рассмотрении TE-поляризации поля, электрическое поле распределено строго в плоскости ФК. Данный выбор обусловлен активной областью, которая для лазеров ближнего ИК диапазона (950–1100 нм) чаще всего сформирована упругонапряженной квантовой ямой InGaAs, для которой стимулированная рекомбинация характеризуется TE-поляризацией.

Фундаментальной методикой нашего расчета является стандартная для периодических структур идея о разложении электрического поля внутри ФК по отдельным гармоникам в соответствии с теоремой Блоха [25], согласно которой амплитуда поля внутри структуры, обладающей трансляционной симметрией, должна иметь такую же периодичность:

$$E_i(\vec{r}) = \sum_{m,n} E_{i,m,n}(z) \cdot e^{-i(m\beta_0 x + n\beta_0 y)}, \quad i = x, y, \qquad (1)$$

где $E_{i,m,n}$ — распределение электромагнитного поля вдоль оси роста гетероструктуры, волноводная мода; $\beta_0 = 2\pi/\Lambda$ — компонента вектора обратной решетки ФК, m и n — произвольные целые числа. В связи с тем что ФК является периодической структурой, показатель преломления в слое ФК также может быть представлен в виде ряда Фурье:

$$n^2(x, y) = n_0^2 + \sum_{m\neq 0, n\neq 0} \xi_{m,n} \cdot e^{-i(m\beta_0 x + n\beta_0 x)}, \qquad (2)$$

где $n_0^2 = \varepsilon_{av}$ — средняя диэлектрическая проницаемость ФК, $\xi_{m,n}$ — амплитуды фурье-разложения. Данное выражение выполняется только в слое ФК. Амплитуды фурье-разложения равны нулю за пределами области фотонного кристалла, внутри ФК амплитуды фурье-разложения определяются интегральным соотношением:

$$\xi_{m,n} = (1/\Lambda^2) \cdot \iint\limits_{PC} \Delta n^2 \cdot e^{i(m\beta_0 x + n\beta_0 y)} dx dy, \qquad (3)$$

где $\Delta n^2 = \varepsilon_a - \varepsilon_b$ — разность диэлектрических проницаемостей ФК. Интегрирование проводится по примитивной ячейке (совпадающей с ячейкой Вигнера-Зейца) и интеграл нормирован на ее площадь — Λ^2. PC — область, соответствующая геометрической форме отверстия ФК. Таким образом, пределы двойного интеграла зависят от геометрии и симметрии воздушного отверстия и влияют на такие характеристики резонатора на основе ФК, как оптические потери на выход и резонансная длина волны.

Решение уравнений Максвелла и переход к системе уравнений связанных мод подробно представлены в работе [22], поэтому мы не будем здесь его повторять, однако отметим ряд характерных результатов. В выражении (1) разложение электромагнитного поля разбивается на группы в зависимости от величины волнового числа в плоскости ФК: базовые волны — $\sqrt{(m^2 + n^2)} = 1$, волны высокого порядка — $\sqrt{(m^2 + n^2)} > 1$ и излучательные волны — $\sqrt{(m^2 + n^2)} = 0$. Базовые волны представляют собой волны, соответствующие четырем направлениям распространения $+/-x$ и $+/-y$, для которых распределение электромагнитного излучения вдоль оси роста гетероструктуры соответствует фундаментальной волноводной моде, рассчитанной из приближения отсутствия ФК (ФК заменяется сплошным слоем с $\varepsilon = \varepsilon_{av}$):

$$E_{y,1,0} = \Theta(z) \cdot R_x, \quad E_{y,-1,0} = \Theta(z) \cdot S_x,$$
$$E_{x,0,1} = \Theta(z) \cdot R_y, \quad E_{x,0,-1} = \Theta(z) \cdot S_y. \qquad (4)$$

Излучательная волна с волновым вектором в плоскости ФК, равным нулю ($k_{x,y} = 0$), формирует выходное излучение с поверхности кристалла. Для случая бесконечного ФК величины (R_x, S_x, R_y, S_y) не являются функциями координат (x, y), что позволяет систему дифференциальных уравнений связанных мод преобразовать в систему линейных уравнений относительно амплитуд базовых волн:

$$\varphi_q V = C_{\text{sum}} V, \qquad (5)$$

где φ_q — собственные числа матрицы C_{sum}, $\mathbf{V} = (R_x, S_x, R_y, S_y)^t$ — 4-мерный вектор, компонентами

которого являются амплитуды базовых волн, $C_{\text{sum}} = C_{180^\circ} + C_{\text{rad}} + C_{\text{highorder}}$ — матрица 4×4 интегральных коэффициентов связи. Вид матриц C_{180°, C_{rad}, $C_{\text{highorder}}$ также подробно представлен в работе [22]. Матрица C180° выражает одномерную связь между двумя встречно распространяющимися в плоскости ФК волнами (например, R_x, S_x), ее элементы аналогичны коэффициентам связи для одномерного РОС лазера, полученным в работе [19]. Матрица C_{rad} состоит из коэффициентов, связывающих базовые волны и излучательную волну. Матрица $C_{\text{highorder}}$ характеризует связь волн высших порядков (с волновым вектором в (1) с $\sqrt{(m^2 + n^2)} > 1$). Вообще говоря, в (1) суммирование по m и n происходит от минус бесконечности до плюс бесконечности, однако наши предварительные расчеты показали, что с увеличением номера гармоники ее вклад в решение (5) становится все меньше и меньше, а значения собственных чисел матрицы C_{sum} почти перестают изменяться. В нашем расчете матрицы $C_{\text{highorder}}$ суммирование проходило для $-10 \leq m, n \leq 10$, т. е. было использовано 21×21 количество гармоник.

Комплекснозначные собственные числа матрицы C_{sum}, с размерностью см$^{-1}$, определяют оптические потери на выход и отклонение от брэгговской длины волны для каждой из четырех мод в Г-точке 2-го порядка (A, B, C или D). Мнимая часть собственных чисел соответствует оптическим потерям на выход (в приближении отсутствия внутренних оптических потерь), вещественная часть соответствует отклонению волнового вектора моды от брэгговского волнового вектора, из которого можно определить длину волны моды из соотношения

$$\lambda_q = 2\pi n_{\text{eff}} / \left(\text{Re}\,(\varphi_q) + \beta_{\text{Bragg}}\right). \tag{6}$$

Собственный вектор **V** содержит амплитуды базовых волн для каждой моды и с его помощью можно найти амплитуды более высоких порядков и, таким образом, построить распределение электрического поля в плоскости ФК. Таким образом, задача нахождения полей внутри ФК сводится к задаче на собственные числа и собственные векторы матричного оператора C_{sum}.

3. Описание рассчитываемой лазерной структуры

В качестве отправной точки расчетов мы используем классическую лазерную гетероструктуру, имеющую в своей основе симметричный 3-слойный оптический волновод, в верхнем эмиттере которого протравлены воздушные отверстия, образующие ФК (см. рис. 1). В центре волновода сформирована напряженная InGaAs-квантовая яма, являющаяся источником генерации лазерного излучения с длиной волны ~ 1.045 мкм. Мы предполагаем, что размеры квантовой ямы (~ 8 нм) крайне малы в сравнении с длиной волны излучения, следовательно, при расчете волновода ее показатель преломления можно не учитывать. В качестве материалов эмиттеров и волновода используется полупроводниковый твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$, в котором доля Al составляет 25% для эмиттеров и 10% для волновода. Период решетки ФК выбран таким образом, чтобы соответствовать условию брэгговской дифракции 2-го порядка, и составляет ~ 0.305 мкм.

Параметры лазерной гетероструктуры

Слой	Толщина, мкм	Показатель преломления
n-Эмиттер	2	3.385
Волновод	0.3	3.449
p-Эмиттер	2	3.385
Область ФК	1.9	$\sqrt{\varepsilon_{av}}$

Показатели преломления эмиттеров и волновода рассчитывались по упрощенной модели межзонных переходов для материалов с решеткой типа цинковая обманка [26]. Рассчитанные показатели преломления слоев для брэгговской длины волны и толщины слоев представлены в таблице. Показатель преломления области фотонного кристалла соответствует средней проницаемости ε_{av}, зависящей от поперечных размеров воздушных отверстий.

4. Результаты моделирования и обсуждение

4.1. Влияние формы воздушных отверстий на потери на выход при фиксированной глубине травления

Потери на выход определяют пороговые условия генерации мод и эффективность лазерного излучения. Пороговые условия генерации прежде всего выполняются для моды, обладающей минимальными потерями на выход, таким образом, из четырех мод одна (или две, в случае вырождения) обладает приоритетом для генерации. Чем больше модовая дискриминация между модой с наименьшими потерями на выход и второй, следующей за ней, тем стабильнее будет поддерживаться одномодовый режим в большем диапазоне токов накачки. Если же потери на выход оказываются равными нулю, то излучение такой моды в свободное пространство становится невозможным. Такая мода характеризует резонатор с высокой добротностью (при условии малых внутренних оптических потерь), однако не позволяет достичь высокую выходную оптическую мощность. Каждая из мод (A, B, C, D) характеризуется собственной величиной оптических потерь.

Помимо симметрии решетки потери также существенно зависят от формы и размера самого воздушного отверстия. Первоначально было рассчитано и проанализировано, как меняется величина потерь на выход при изменении латеральных размеров отверстия, при

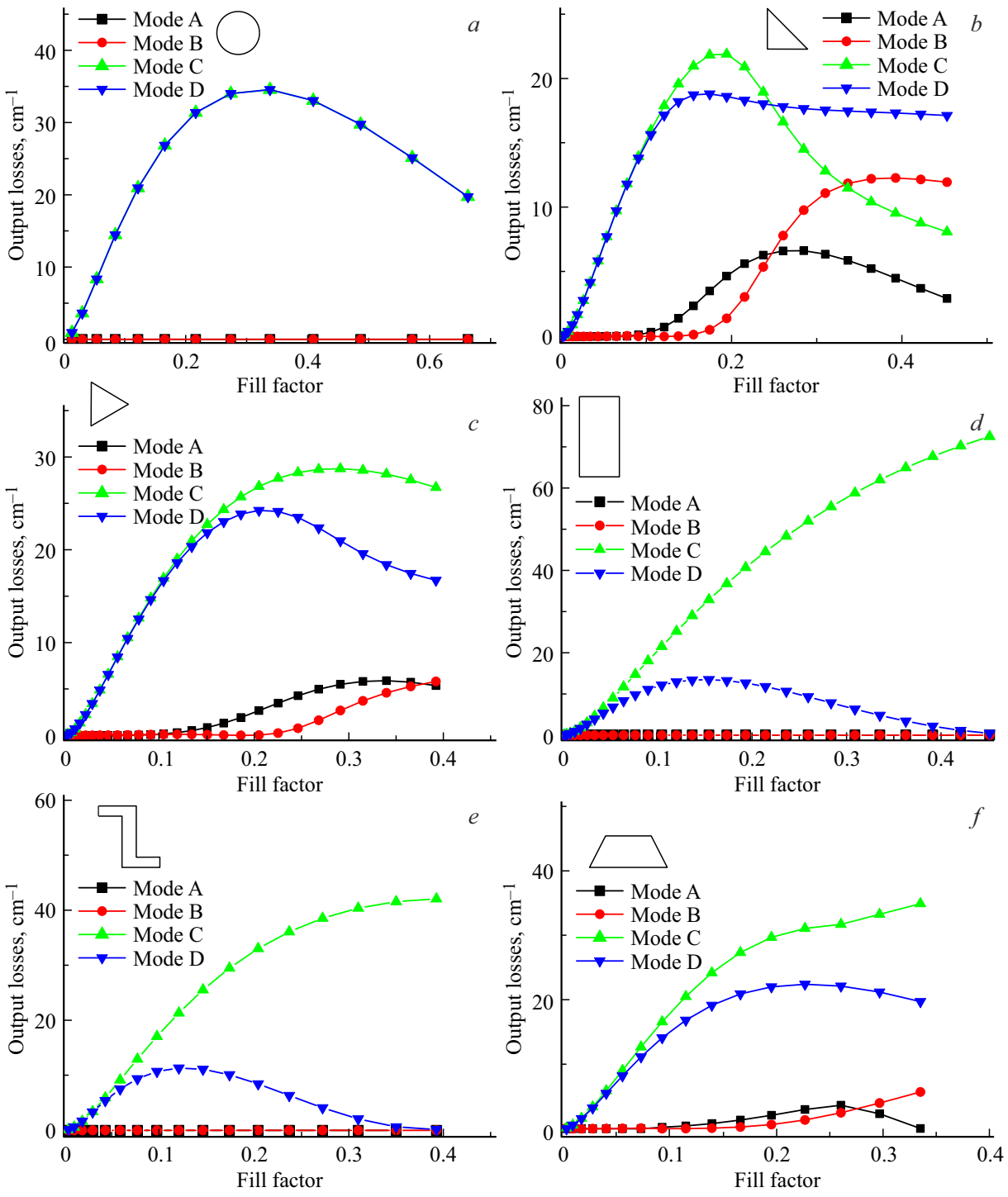

Рис. 3. Потери на выход резонатора на основе ФК с отверстиями различной формы при глубине травления 1.9 мкм в зависимости от фактора заполнения: *a* — круг, *b* — равнобедренный прямоугольный треугольник, *c* — равносторонний треугольник, *d* — прямоугольник, *e* — Z-форма, *f* — равносторонняя трапеция.

глубине травления, зафиксированной на уровне 1.9 мкм, т. е. волновод и ФК разделяет остаточный слой p-эмиттера толщиной 0.1 мкм. Для удобства сравнения зависимостей, соответствующих разным типам геометрий, графики потерь были построены в зависимости от фактора заполнения.

На рис. 3, *a* представлены зависимости потерь на выход от фактора заполнения для ФК, сформированного круглыми отверстиями, для четырех мод. В силу симметрии наблюдается попарное вырождение мод, моды C и D обладают одинаковыми потерями и являются излучающими, потери мод A и B являются не только равными,

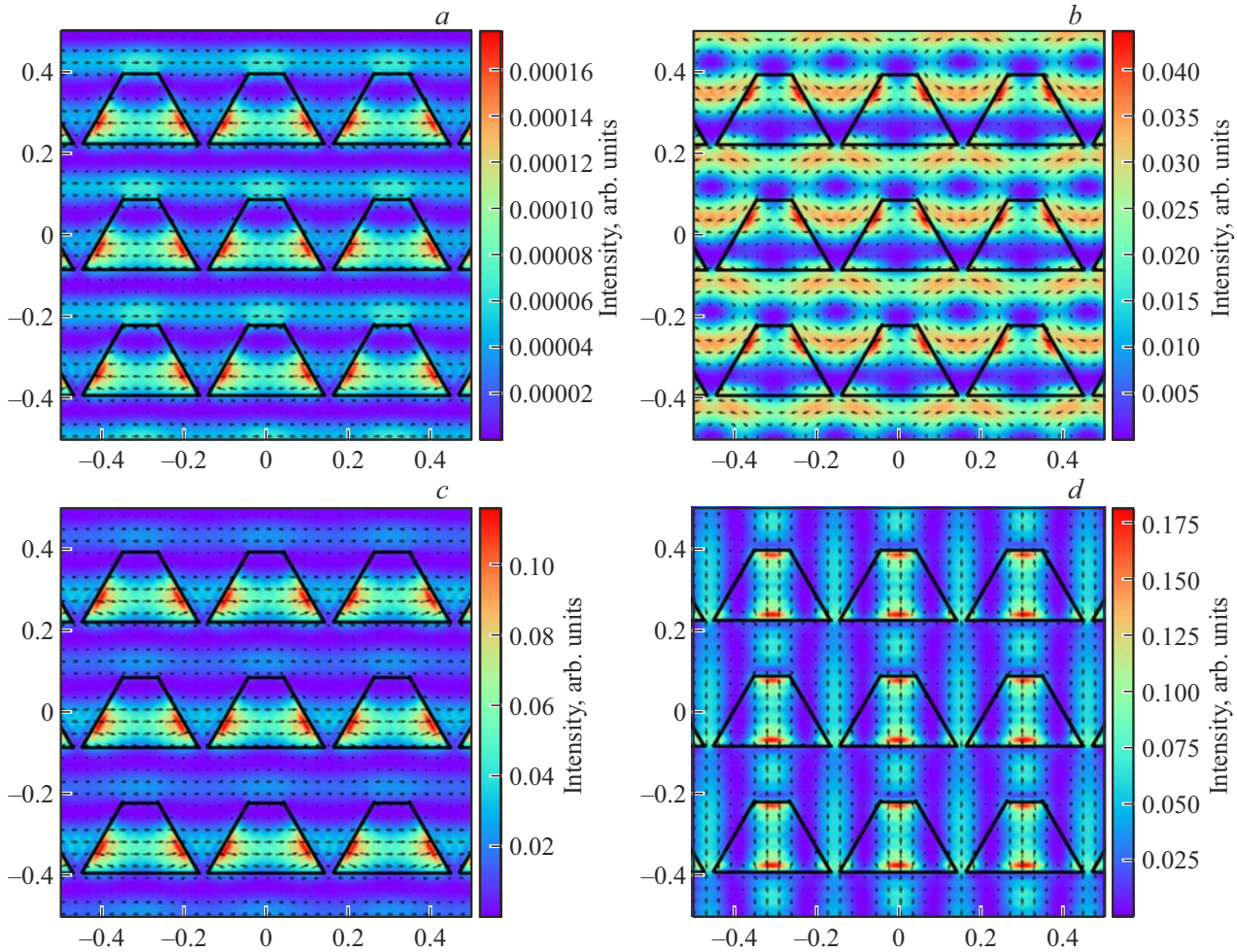

Рис. 4. Распределение электрического поля (стрелки) и интенсивности (цвет) в ФК с трапециевидными отверстиями (сплошные черные линии) при факторе заполнения 33.5% для: *a* — моды A (потери на выход 0.04 см$^{-1}$), *b* — моды B (5.7 см$^{-1}$), *c* — моды C (34.9 см$^{-1}$), *d* — моды D (19.7 см$^{-1}$).

но и имеют нулевое значение. При лазерной генерации в резонаторе данной конструкции лазерное излучение практически не будет покидать кристалл, поскольку пороговые условия генерации будут выполняться прежде всего для мод A и B. Таким образом, ФК с круглыми отверстиями хорошо подходит для задач, в которых необходим резонатор с высокой добротностью, и не подходит для мощных инжекционных лазеров.

Для отверстий в форме равнобедренного прямоугольного треугольника (рис. 3, *b*) и равностороннего треугольника (рис. 3, *c*) наблюдается снятие вырождения, и все моды обладают ненулевыми потерями на выход при больших значениях фактора заполнения. Для прямоугольного треугольника (рис. 3, *b*) до значения фактора заполнения 25% приоритетной модой является мода B, с увеличением фактора заполнения приоритетной модой становится мода A. При факторе заполнения $\sim 25\%$ будет существовать конкуренция мод, при этом длина волны мод A и B не совпадает, вырождения нет, что будет обусловливать многомодовый режим генерации. Таким образом, данная точка не подходит для одномодового резонатора для мощных полупроводниковых лазеров. Для равностороннего треугольника (рис. 3, *c*) приоритетной модой является мода B вплоть до максимального значения фактора заполнения 40%. Однако модовая дискриминация по абсолютному значению меньше чем для прямоугольного треугольника.

Чтобы определить фундаментальные причины появления мод с нулевыми потерями, нами были проведены расчеты ФК с прямоугольными отверстиями (рис. 3, *d*) и отверстиями с двумя изгибами (в форме прямоугольной буквы Z) (рис. 3, *e*). Данные формы выбраны исходя из соображений симметрии. Прямоугольник обладает симметрией C_2 и зеркальным отражением. Для данной конструкции также наблюдаются две моды с нулевыми потерями на выход. Чтобы отделить C_2-симметрию и зеркальное отражение, были проведены расчеты для отверстий Z-формы, которые не обладают зеркальным отражением, но обладают C_2-симметрией. Однако присутствие двух мод с нулевыми потерями осталось, что

позволяет сделать вывод о том, что именно наличие C_2-симметрии в форме отверстий, формирующих ФК, обусловливает наличие высокодобротных мод в резонаторе.

Также были проведены расчеты для трапециевидной формы отверстий (равнобедренная трапеция, рис. 3,*f*), которые продемонстрировали результаты, схожие с прямоугольным треугольником, который обладает той же группой симметрии. На рис. 4 представлены картины напряженности электрического поля (стрелки) и его интенсивности (цвет) в плоскости ФК для трапециевидных отверстий с фактором заполнения 33.5%, для которого характерно, что потери на выход для моды A практически равны нулю. Пространственное распределение интенсивности света обладает симметрией решетки ФК. Наибольшие значения интенсивность света принимает в области воздушных отверстий.

4.2. Влияние деформации трапециевидной формы отверстия на потери на выход

Чтобы посмотреть, как изменяются потери на выход при переходе от отверстий с симметрией C_2, которые порождают нулевые потери на выход к отверстиям без симметрии C_2, были проведены расчеты для ФК, сформированного равносторонней трапецией, чье малое основание изменяется в размерах от нуля до величины большого основания. Таким образом, геометрия отверстия изменялась от равнобедренного треугольника до прямоугольника, который обладает симметрией C_2. На рис. 5 представлены полученные результаты для двух мод — A и B, обладающих наименьшими потерями. Расчет проводился для размеров большого основания и высоты трапеции, соответствующих фактору заполнения 26% на рис. 3,*f*. При переходе от трапеции к прямоугольнику, как и ожидалось, потери на выход

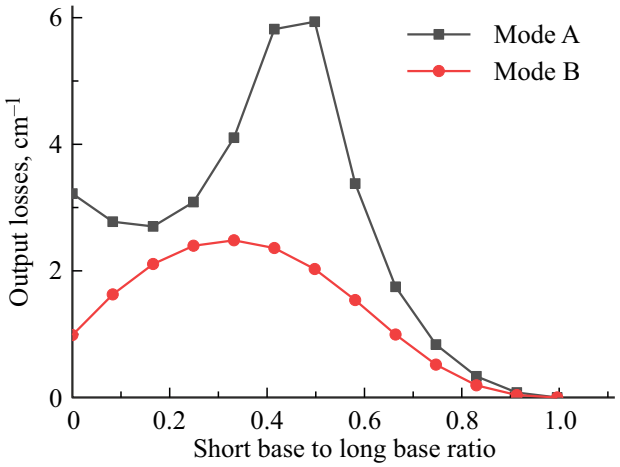

Рис. 5. Потери на выход резонатора на основе ФК с отверстиями трапециевидной формы при глубине травления 1.9 мкм в зависимости от отношения длины малого основания к длине большого основания.

уменьшаются и приближаются к нулю. Мода B во всем диапазоне параметра является низкопороговой. При этом поведение мод A и B достаточно существенно различаются. Мода A имеет хорошо выраженный максимум при значениях величины малого основания трапеции $\sim 50\%$ от большого. В данной области резко увеличивается модовая дискриминация, пороговые условия для моды A значительно увеличиваются, что делает данную конструкцию наиболее подходящей для одномодового режима генерации.

4.3. Влияние глубины травления воздушных отверстий на потери на выход для отверстий типа равнобедренный прямоугольный треугольник

Нами рассматривалась зависимость изменения потерь на выход от глубины травления воздушных отверстий для поверхностного 2D-ФК, дающего существенное технологическое преимущество за счет отсутствия двухступенчатого эпитаксиального роста, с отверстиями в форме равнобедренного прямоугольного треугольника. Расчеты были проведены при 3 различных глубинах травления — 1.35, 1.6 и 1.85 мкм. Полученные результаты сравнивались с данными потерь на выход для исходной глубины травления — 1.9 мкм. Так как минимальными потерями на выход обладают моды A и B, зависимости потерь от фактора заполнения при различных глубинах травления анализировались именно для них (рис. 6).

Как можно видеть на рис. 6, характер зависимостей не меняется. Потери просто масштабируются относительно оси ординат. При наибольшей глубине травления (1.9мкм) наблюдаются максимальные потери на выход. Данное явление объясняется тем, что с уменьшением толщины остаточного слоя (слоя эмиттера, отделяющего область ФК от области волновода) происходит увеличение фактора оптического ограничения в области фотонного кристалла, таким образом, в область ФК проникает большая доля оптического излучения из волновода. С другой стороны, можно было бы ожидать, что слой ФК, который обладает меньшей диэлектрической проницаемостью, при больших глубинах травления будет „выдавливать“ волноводную моду в сторону *n*-эмиттера и, таким образом, снижать свой собственный фактор оптического ограничения. Однако расчеты данного конкретного дизайна ФК и двойной гетероструктуры (ДГС) продемонстрировали, что данный эффект не наступает при разумных глубинах травления (отсутствует втравливание в волноводный слой), что позволяет оптимизировать величину потерь на выход резонатора параметром глубины травления. Итоговая оптимизация величины потерь на выход будет производиться при известной величине внутренних оптических потерь в конкретной ДГС. Таким образом, можно заключить, что наиболее эффективным является травление глубоких отверстий ($\sim 1.8-1.9$ мкм), с очень тонким (~ 0.1 мкм)

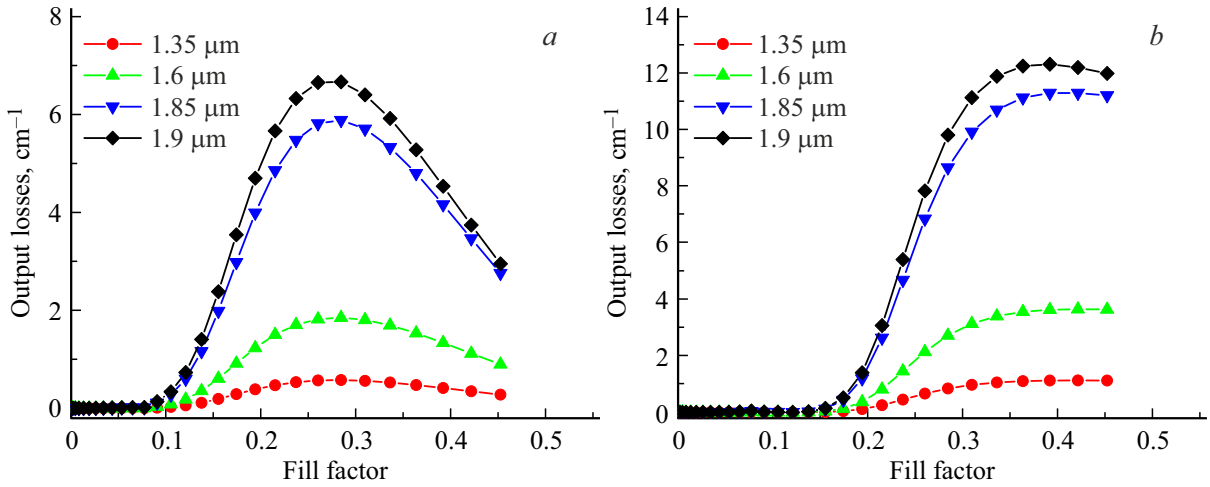

Рис. 6. Зависимость потерь на выход от глубины травления воздушных отверстий в форме равнобедренного прямоугольного треугольника: *a* — мода A, *b* — мода B.

остаточным слоем между кристаллом и волноводом, что должно обеспечивать наилучшую связь волноводной моды с областью ФК.

5. Заключение

Расчеты оптических потерь на выход для резонатора на основе ФК, сформированного воздушными отверстиями различной геометрической формы в гетероструктуре AlGaAs/GaAs/InGaAs, продемонстрировали связь между симметрией отверстий и зависимостью величин потерь от фактора заполнения. 2D-ФК с отверстиями, обладающими симметрией C_2, формируют высокодобротный резонатор, неподходящий для задач создания высокомощных инжекционных полупроводниковых лазеров. Расчет для конструкции с отверстиями в виде равнобедренного прямоугольного треугольника и равнобедренной трапеции продемонстрировали схожие между собой зависимости. При этом у трапеции появляется еще один геометрический параметр, который можно независимо изменять, что позволяет управлять модовой дискриминацией между двумя низкопороговыми модами A и B. При этом важно понимать, что при усложнении геометрической формы отверстий существенным образом возрастают требования к технологическим процессам литографии и травления. Расчет изменения потерь на выход в зависимости от глубины травления показывает, что предпочтительнее всего травить отверстия большой глубины, оставляя между областью ФК и волноводом тонкий (~ 0.1 мкм) остаточный слой, обеспечивающий наиболее эффективную связь волноводной моды с ФК. Дизайн ДГС влияет как на внешние, так и на внутренние оптические потери, что позволяет эффективно оптимизировать значение внешней дифференциальной квантовой эффективности лазера путем подстройки толщины волновода и глубины отверстий.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранту Российского научного фонда (проект № 23-72-01038).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, G. Sasaki. Appl. Phys. Lett., **75** (3), 316 (1999). DOI: 10.1063/1.124361
[2] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R.E. Slusher, J.D. Joannopoulos, O. Nalamasu. Appl. Phys. Lett., **74** (1), 7 (1999). DOI: 10.1063/1.123116
[3] S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan, M. Mochizuki. Science, **293** (5532), 1123 (2001). DOI: 10.1126/science.1061738
[4] M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, M. Mochizuki. Phys. Rev. B, **65** (19), 195306 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.195306
[5] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. IEEE J. Quant. Electron., **39** (6), 689 (2003). DOI: 10.1109/JQE.2003.811943
[6] D. Ohnishi, T. Okano, M. Imada, S. Noda. Opt. Express, **12** (8), 1562 (2004). DOI: 10.1364/opex.12.001562
[7] M. Yoshida, M. Kawasaki, M. De Zoysa, K. Ishizaki, T. Inoue, Y. Tanaka, R. Hatsuda, S. Noda. Proc. IEEE, **108** (5), 819 (2020). DOI: 10.1109/JPROC.2019.2935159
[8] M. Yoshida, M. De Zoysa, K. Ishizaki, Y. Tanaka, M. Kawasaki, R. Hatsuda, B. Song, J. Gelleta, S. Noda. Nature Materials, **18** (2), 121 (2019). DOI: 10.1038/s41563-018-0242-y
[9] K. Kitamura, M. Kitazawa, S. Noda. Opt. Express, **27** (2), 1045 (2019). DOI: 10.1364/oe.27.001045
[10] R. Sakata, K. Ishizaki, M. De Zoysa, S. Fukuhara, T. Inoue, Y. Tanaka, K. Iwata, R. Hatsuda, M. Yoshida, J. Gelleta, S. Noda. Nature Commun., **11** (1), 1 (2020). DOI: 10.1038/s41467-020-17092-w

[11] E. Miyai, K. Sakai, T. Okano, W. Kunishi, D. Ohnishi, S. Noda. Nature, **441** (7096), 946 (2006). DOI: 10.1038/441946a
[12] M. Yokoyama, S. Noda. IEICE Trans. Electron., **87** (3), 386 (2004).
[13] M. Yokoyama, S. Noda. Opt. Express, **13** (8), 2869 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.002869
[14] D.-U. Kim, S. Kim, J. Lee, S.-R. Jeon, H. Jeon. IEEE Photon. Technol. Lett., **23** (20), 1454 (2011). DOI: 10.1109/LPT.2011.2162944
[15] L.-R. Chen, K.-B. Hong, K.-C. Huang, H.-T. Yen, T.-C. Lu. Opt. Express, **29** (7), 11293 (2021). DOI: 10.1364/OE.421019
[16] K.-B. Hong, L.-R. Chen, K.-C. Huang, H.-T. Yen, W.-C. Weng, B.-H. Chuang, T.-C. Lu. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **28** (1), 1 (2022). DOI: 10.1109/JSTQE.2021.3095961
[17] S. Saito, R. Hashimoto, K. Kaneko, T. Kakuno, Y. Yao, N. Ikeda, Y. Sugimoto, T. Mano, T. Kuroda, H. Tanimura, S. Takagi, K. Sakoda. Appl. Phys. Express, **14** (10), 102003 (2021). DOI: 10.35848/1882-0786/ac2240
[18] H. Kogelnik, C.V. Shank. J. Appl. Phys., **43** (5), 2327 (1972). DOI: 10.1063/1.1661499
[19] W. Streifer, D. Scifres, R. Burnham. IEEE J. Quant. Electron., **13** (4), 134 (1977). DOI: 10.1109/JQE.1977.1069328
[20] K. Sakai, E. Miyai, S. Noda. Appl. Phys. Lett., **89** (2), 021101 (2006). DOI: 10.1063/1.2220057
[21] K. Sakai, E. Miyai, S. Noda. IEEE J. Quant. Electron., **46** (5), 788 (2010). DOI: 10.1109/JQE.2009.2037597
[22] Y. Liang, C. Peng, K. Sakai, S. Iwahashi, S. Noda. Phys. Rev. B, **84** (19), 195119 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.195119
[23] K. Sakai, E. Miyai, T. Sakaguchi, D. Ohnishi, T. Okano, S. Noda. IEEE J. Select. Areas Commun., **23** (7), 1335 (2005). DOI: 10.1109/JSAC.2005.851205
[24] M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin, P. Sheng. Optics Commun., **80** (3–4), 199 (1991). DOI: 10.1016/0030-4018(91)90250-H
[25] F. Bloch. Zeitschrift Physik, **52** (7), 555 (1929). DOI: 10.1007/BF01339455
[26] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58** (3), R1 (1985). DOI: 10.1063/1.336070

Редактор Г.А. Оганесян

Resonators of IR lasers based on two-dimensional photonic crystals for organization of surface output of radiation

I.V. Oreshko, V.V. Zolotarev, S.O. Slipchenko, A.E. Kazakova, N.A. Pikhtin

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Within the AlGaAs/GaAs/InGaAs heterostructure, the output losses were calculated for resonators based on 2D photonic crystals with square symmetry lattice, which nodes formed in the upper cladding layer of the laser waveguide by holes of different symmetries. It is shown theoretically that, in contrast to photonic crystals formed by holes with C_2 symmetry, characterized by the presence of high-Q modes with zero output losses, photonic crystals formed by holes in the shape of isosceles right triangles or equilateral trapezoids demonstrated the greatest mode discrimination between the two lowest-threshold modes with non-zero output losses. Calculations of output losses show that the most preferable designs with holes characterized by a large depth, leaving a thin ($\sim 0.1\,\mu$m) residual layer between the photonic crystal region and the waveguide, and the final optimization of the output loss value should be performed with a known value of internal optical losses in a specific heterostructure.