

09

Сопряжение микродискового лазера с волноводом на основе фотонного кристалла

© К.А. Иванов, И.С. Федосов, В.И. Войтович, А.А. Образцова, Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков

Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: kivanov1992@gmail.com

Поступило в Редакцию 10 марта 2026 г.

В окончательной редакции 27 марта 2026 г.

Принято к публикации 27 марта 2026 г.

Представлены результаты моделирования системы микродисковый резонатор–волновод, образованный дефектом в фотонном кристалле. Учтена конечность фотонного кристалла, окружающего микродиск. Исследованы системы с различным размером фотонного кристалла. Показано, что сопряжение с волноводом в фотонном кристалле позволяет повысить выводимую из микродискового лазера мощность и при этом сохранить добротность (в отличие от схемы с планарным волноводом). Отмечено влияние мод полости в фотонном кристалле, связывающихся с модой резонатора, на эффективность ввода излучения в волновод.

Ключевые слова: микродисковый лазер, моды шепчущей галереи, фотонный кристалл, планарный волновод, фотонная интегральная схема.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.12.62987.20674

Микролазеры с дисковыми и кольцевыми микрорезонаторами диаметром в несколько десятков микрометров (микродисковые лазеры), поддерживающие моды шепчущей галереи (МШГ), вызывают интерес исследователей благодаря своему малому размеру, низким значениям порогового тока (10 мА для диаметра 30 μm), высокой производительности (частота модуляции свыше 5 GHz) и способности работать при высоких температурах (до 100 °С без охлаждения) [1]. С другой стороны, внимание исследователей привлекают фотонные интегральные схемы (ФИС), которые предполагается использовать для перспективных вычислительных устройств, биосенсоров и т.д. [2,3]. Как правило, источниками света для исследуемых схем являются или внешние лазеры, или полосковые лазеры с достаточно длинным (по меркам остальных элементов ФИС) резонатором. Пассивные дисковые и кольцевые резонаторы уже используются в исследуемых схемах, как правило, в качестве фильтров [4]. В связи с этим представляется интересным внедрить микродисковые лазеры непосредственно в ФИС, но этому на первый взгляд мешает изотропия их излучения, следующая из их центрально-симметричной геометрии. Решить проблему направленности излучения предлагается за счет модифицированной геометрии резонатора: в форме выпуклой улитки Паскаля и др. [5,6], а также массивов дисковых микролазеров [7]. Моды таких резонаторов действительно обладают направленностью в дальнем поле, однако в них всегда присутствует и значительная доля излучения, выводимого в обратном направлении. Кроме того, так или иначе остается расходимость излучения вместе с проблемой его маршрутизации в плоскости схемы. Альтернативным решением является сопряжение микролазера с планарным волноводом. В этом случае проблемой является обеспечение

достаточной силы связи при сохранении добротности резонатора, что требует очень небольшого зазора между микродиском и волноводом (порядка 100–200 nm) [8]. При этом диск также излучает и в свободное пространство там, где он не сопряжен с волноводом, что с точки зрения маршрутизации излучения представляет собой потери.

В настоящей работе рассматривается новый способ сопряжения дискового микролазера с окружающей его ФИС. Для этого предлагается использовать фотонный кристалл (ФК) — диэлектрик с периодической вариацией показателя преломления [9]. Как правило, вариация обеспечивается или травлением отверстий, или изготовлением мез (столбиков). В таком случае возникает фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) — область длин волн, для которых распространение света сквозь ФК невозможно; центральная длина волны ФЗЗ имеет порядок двух-трех периодов ФК. В зависимости от конфигурации решетки ФЗЗ меняет свою ширину. Кроме того, в зависимости от поляризации света ФЗЗ может располагаться в разных местах спектра или отсутствовать для одной из поляризаций, что дает возможность использовать ФЗЗ для фильтрации мод микролазера. Наконец, линейный дефект в ФК представляет собой волновод, в котором распространение волн с длиной, попадающей в ФЗЗ, разрешено [10].

В настоящей работе мы представляем результаты моделирования сопряжения дискового микролазера с таким волноводом, а также сравнение с традиционной конфигурацией сопряжения с планарным волноводом. Сначала мы приводим описание модели, свойств выбранного ФК и результаты моделирования отклика системы микродиск–ФК с волноводом на точечное возбуждение в зависимости от размера ФК. Затем сравниваем эту

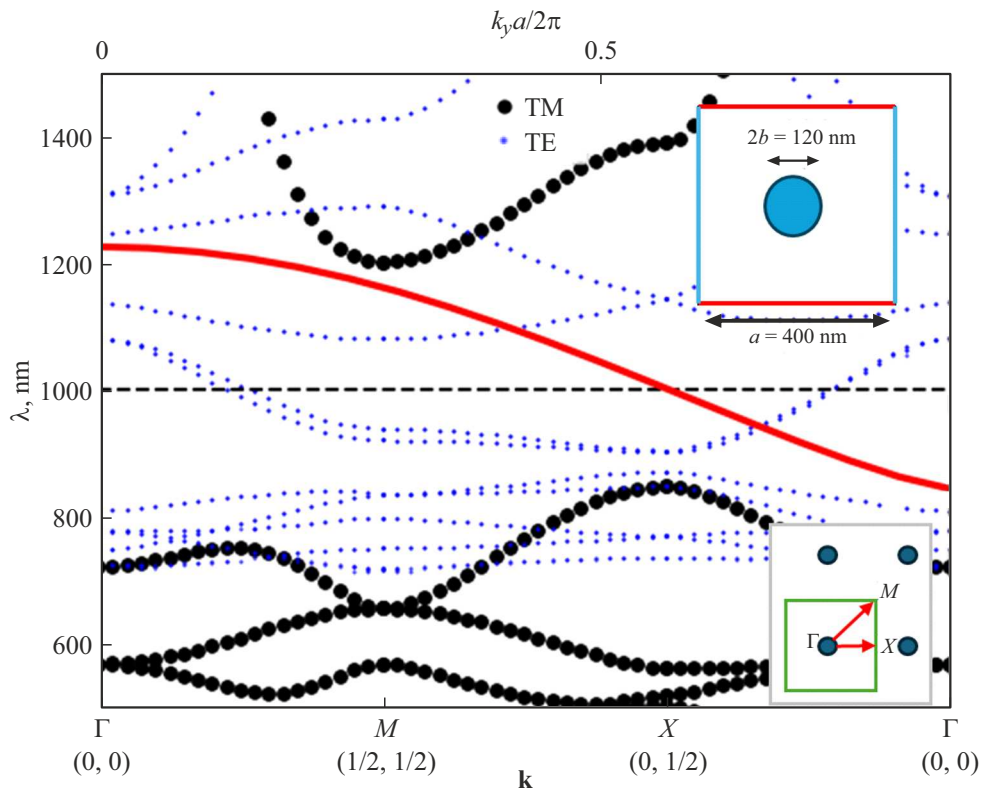


Рис. 1. Дисперсия ФК (нижняя ось, векторные обозначения в единицах векторов обратной решетки ФК) для ТМ-мод (кружки) и ТЕ-мод (точки) вблизи длины волны $1\ \mu\text{m}$ и дисперсия фундаментальной волноводной моды (сплошная линия, верхняя ось, вектор k_x направлен вдоль волновода). На верхней вставке — элементарная ячейка фотонного кристалла, на нижней — обратная решетка и зона Бриллюэна ФК (выделена зеленым квадратом) и ее точки высокой симметрии. Цветной вариант рисунков представлен в электронной версии статьи.

систему с традиционной схемой связи микродиска с планарным волноводом. Для количественного сравнения схем вычисляются полуширина пика интенсивности отклика и доля энергии, выводимой в волновод. Мы демонстрируем, что слой ФК с размером, близким к диаметру микродиска, достаточен для очень эффективного вывода излучения. Добротность МШГ при этом сохраняются, а потери не превышают 5%.

Моделирование проводилось методом конечных элементов, реализованным в пакете COMSOL, в двумерной геометрии. Диаметр резонатора составлял $4\ \mu\text{m}$, показатель преломления $n = 3.5$, как у GaAs на длине волны порядка $1\ \mu\text{m}$. Выбор такого резонатора связан с тем, что микролазеры с квантовыми точками высокой плотности для этой длины волны довольно давно исследуются [1], а кроме того, результаты, полученные для нее, легко масштабировать на другие диапазоны. Диаметр был выбран несколько меньшим, чем обычно используется в экспериментальных исследованиях, чтобы обеспечить достаточно большой межмодовый интервал ($\Delta\lambda \approx \lambda^2/2\pi nR$ для МШГ), не слишком высокую добротность ($Q \propto \exp R/\lambda$) и достаточно высокие потери на вывод излучения для наглядности.

Для ФК была выбрана квадратная решетка цилиндрических столбиков с тем же показателем преломле-

ния, что и у резонатора. Такая решетка обеспечивает частичную ФЗЗ (только для ТМ-мод), что позволяет исследовать моды с ограничением и без него в одной модели. Отметим, что существуют ФК с полной ФЗЗ для всех типов мод: например, с треугольной решеткой цилиндрических отверстий при определенном периоде или гексагональной решетке столбиков (аналогичной решетке графена); также можно подобрать треугольную решетку столбиков с частичной ФЗЗ для ТЕ-мод [10]. Параметры решетки (длина стороны квадратной элементарной ячейки $a = 400\ \text{nm}$ и радиус мезы $b = 60\ \text{nm}$) были подобраны так, чтобы длина волны $1\ \mu\text{m}$ попала в ФЗЗ для ТМ-мод (мод, электрическое поле которых перпендикулярно плоскости подложки). Волновод представляет собой ФК, в котором отсутствует один ряд столбиков. Как и сам ФК, он обеспечивает ограничение только для ТМ-мод, и его частота отсечки находится вблизи середины ФЗЗ. Дисперсия бесконечного ФК и дисперсия фундаментальной волноводной моды представлены на рис. 1. Приведенные результаты получены путем постановки на каждой из пар противоположных сторон элементарной ячейки периодических граничных условий с блоховским вектором \mathbf{k} , который пробегал ряд значений в первой зоне Бриллюэна, для каждого из которых вычислялись собственные энергии.

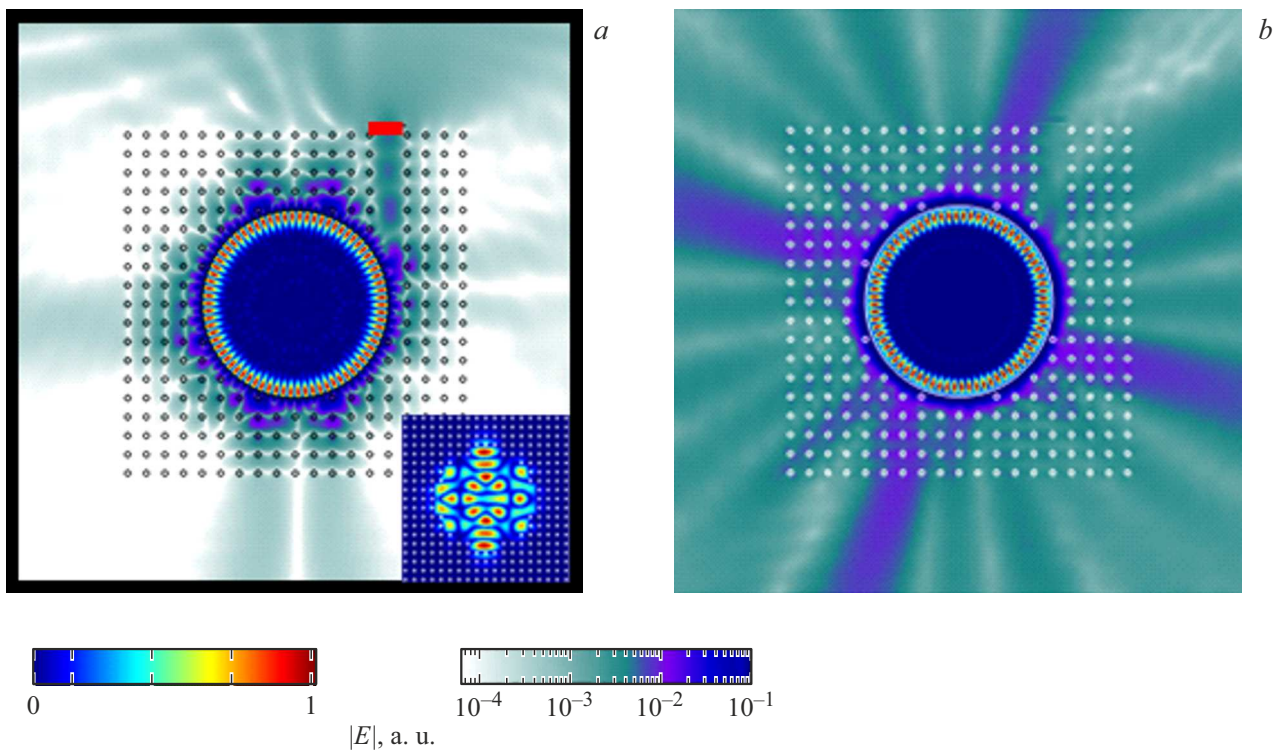


Рис. 2. Распределение модуля электрического поля ТМ- (*a*) и ТЕ-моды (*b*) в микродисковом резонаторе (линейная шкала) и в окружающей области с волноводом на основе ФК (логарифмическая шкала). На вставке — отклик полости, оставленной в ФК микродисковым резонатором, на возбуждение излучением на длине волны МШГ. Черным выделен контур интегрирования для определения величины полного потока энергии Φ_0 , красным — величины потока энергии через волновод Φ_{WG} .

Аналогично вычислена дисперсия волноводной моды, для этого выбрана элементарная ячейка, составленная из 21 ячейки ФК, расположенных в ряд, причем в центральной удалена меза. Периодическое граничное условие с одномерным блоховским вектором k_y связывает теперь только поля на длинных гранях, а на коротких поле принимается равным нулю. Отметим, что существует определенная область возможных значений периода решетки и диаметра столбиков, в которой существует волноводная мода для данной МШГ. Таким образом, взаимное расположение волновода и резонатора может настраиваться. Например, в рассматриваемой модели диаметр микродиска в точности равен десяти периодам ФК, так что при симметричном расположении столбиков край микродиска попадает в центр волновода. Увеличив период ФК a на 5%, мы по-прежнему будем иметь ФК с ФЗЗ, в которую попадает длина волны $1\ \mu\text{m}$, однако на микродиск будет приходиться 9.5 периодов ФК, и его край теперь будет приходиться на край волновода. Для эффективного вывода представляется правильным сопрягать волновод и микродиск таким образом, чтобы пространственная область максимума МШГ примерно совпадала с максимумом волноводной моды. Возможность такой настройки является еще одним преимуществом предлагаемой конструкции: в случае традиционного сопряжения волновод не может перекрываться с микрезонатором.

После вычисления дисперсии ФК и волновода были найдены собственные моды микродиска. Для дальнейшего исследования выбраны две МШГ первого радиального порядка с длиной волны $1016.8\ \text{nm}$ для ТМ-моды и $1018.1\ \text{nm}$ для ТЕ-моды. Моделирование отклика системы ФК–микродиск проводилось следующим образом: на расстоянии порядка $100\ \text{nm}$ от границы микродиска располагался точечный диполь с моментом, направленным перпендикулярно (для ТМ-моды) или параллельно (для ТЕ-моды) подложке, после чего осуществлялся поиск стационарного решения уравнений Максвелла в частотном представлении. Отклик системы определялся интегралом плотности энергии электрического поля внутри диска $W_{WGM} = \frac{1}{4\pi} \iint_{MD} \varepsilon |E|^2 ds$ (где ε — диэлектрическая проницаемость, E — напряженность поля), выводимая мощность — интегралом вектора Пойнтинга \mathbf{S} по ширине волновода $\Phi_{WG} = \int_{WG} \mathbf{S} \cdot \mathbf{ndl}$, а рассеиваемая — разностью $\Phi_0 - \Phi_{WG}$ (где $\Phi_0 = \oint \mathbf{S} \cdot \mathbf{ndl}$ — интеграл вектора Пойнтинга по всей границе). Распределение модуля электрического поля показано на рис. 2, *a, b*, где также изображены и области интегрирования. Можно отметить, что ТМ-мода быстро затухает внутри ФК, но распространяется в волновод, а ТЕ-мода, наоборот, связывается с ТЕ-модой ФК и рассеивается, выходя из него. При другом выборе решетки ФК можно осуществить

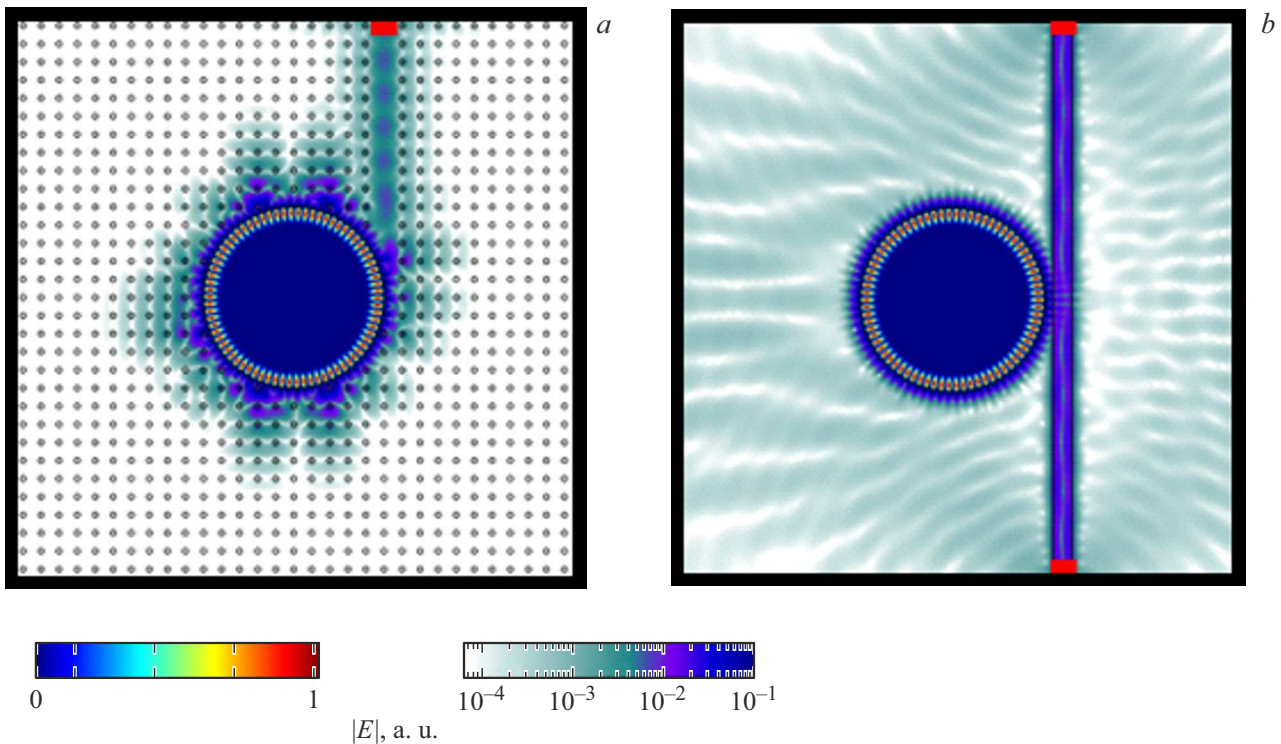


Рис. 3. Распределение модуля электрического поля (ТМ-поляризация) в структуре с десятью периодами ФК и волноводом (а) и в структуре с традиционным планарным волноводом (b). Обозначения шкал и контуров совпадают с приведенными на рис. 2.

обратную ситуацию — рассеяние ТМ-моды и оптическое ограничение ТЕ-моды. Для этого следует выбрать, например, ФК с треугольной решеткой, где для отношения радиуса столбика к периоду $b/a \approx 0.4$ существует запрещенная зона только для ТЕ-мод (см. [10], Appendix С).

Важно отметить, что в определенных направлениях электрическое поле затухает заметно медленнее. Это объясняется взаимодействием МШГ с модами образовавшейся в ФК полости, которую занимает микрорезонатор [10]. Такие моды имеют меньшую добротность, чем МШГ, поэтому достаточно легко с ней связываются даже при заметной расстройке длины волны. На вставке к рис. 2, а приведен отклик полости на аналогичное возбуждение на частоте МШГ при отсутствии микрорезонатора. Результирующее распределение поля является линейной комбинацией распределений полей нескольких ТМ-мод полости, ближайшие из которых находятся на длинах волн 1009.3 и 1018.1 nm.

Взаимодействие МШГ с модами полости вынуждает использовать ФК большего размера для предотвращения утекания моды микродиска вне волновода. Первое моделирование проводилось для ФК с четырьмя периодами решетки, отделяющей микродиск от свободного пространства, а следующее — с десятью периодами, что дало существенно лучшее ограничение, как следует из рис. 3, а и будет показано далее. При этом десять периодов как раз соответствуют диаметру микродиска;

таким образом, полный размер всей системы лишь втрое больше его.

Для сравнения предлагаемой конструкции с традиционным методом сопряжения было также проведено моделирование системы микродиск—планарный волновод, изготовленный из того же материала, что и резонатор (рис. 3, b), в которой минимальный зазор между диском и волноводом составлял 200 nm, а ширина волновода — 400 nm, что совпадает с периодом ФК и, следовательно, с шириной волновода в нем. Такие параметры были выбраны, чтобы обеспечить ту же величину выводимой в волновод мощности, что и в конструкции с десятипериодным ФК. Отметим, что планарный волновод проложен в обе стороны, чтобы избежать рассеяния на его конце. В схеме с ФК такой проблемы не возникает, так как на конце волновода обеспечивается полное оптическое ограничение. На основе рис. 3 можно сделать вывод, что ФК обеспечивает существенное затухание электромагнитного излучения, а в традиционной схеме с планарным волноводом излучение рассеивается в пространстве.

На рис. 4 представлено сравнение откликов трех схем вывода излучения: волновод в четырехпериодном ФК („малая“ схема), волновод в десятипериодном ФК („большая“ схема) и планарный волновод в свободном пространстве („традиционная“ схема). На рис. 4, а сравнивается интегральная энергия электрического поля моды W_{WGM} внутри микродиска. Как видно, в схемах с

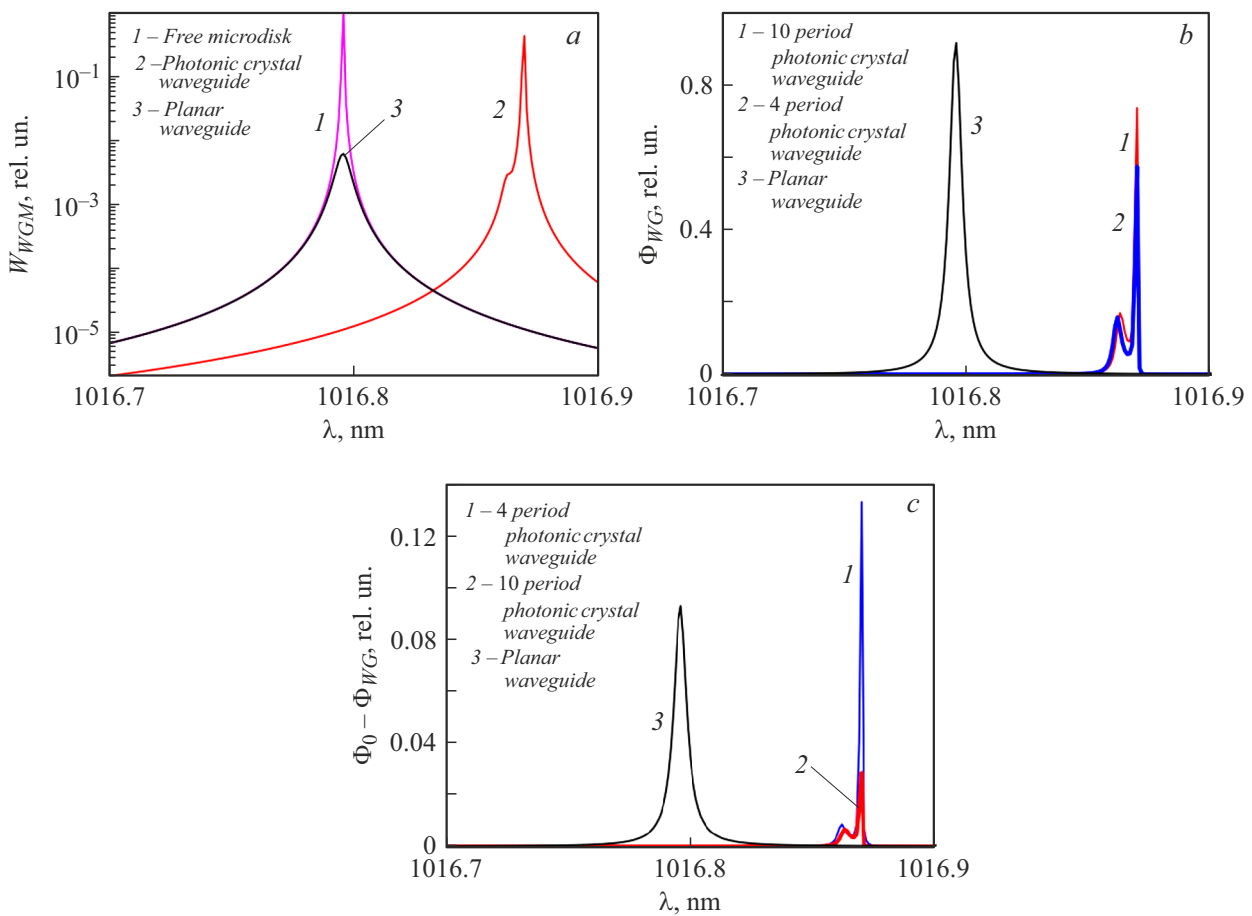


Рис. 4. *a* — энергия электрического поля внутри микродиска (нормирована на максимум энергии в свободном микродиске); *b* — поток энергии через сечение волновода; *c* — поток рассеиваемой энергии. Потоки на частях *b* и *c* нормированы на максимальный полный поток Φ_0 в традиционной схеме.

ФК ширина пика практически совпадает с шириной пика для свободного резонатора, в то время как в схеме с планарным волноводом пик уширяется, что указывает на уменьшение добротности моды. При этом сильное взаимодействие с модой полости ФК (ближайшая из которых находится с длинноволновой стороны, как указано выше) приводит к длинноволновому сдвигу МШГ на величину 74 pm (или около $7 \cdot 10^{-5} \lambda$) и расщеплению на 8 pm . Для традиционной схемы сдвига не происходит.

На рис. 4, *b* приведена величина Φ_{WG} — интеграл потока энергии (вектора Пойнтинга) через сечение волновода. Для большой и традиционной схем величины Φ_{WG} близки (расхождение около 20%) благодаря подбору зазора в традиционной схеме. Очевидно, что величину выводимой энергии в традиционной схеме можно увеличить, уменьшая зазор, однако это еще больше снизит добротность моды [8].

Причина сохранения добротности в схемах с ФК и ее уменьшения в традиционной схеме наглядно объясняется на рис. 4, *c*, где приводится спектр потока рассеиваемой энергии, равный полному (по всем направлениям) потоку энергии Φ_0 за вычетом Φ_{WG} . Видно, что для тра-

диционной схемы величина рассеиваемой энергии втрое превышает таковую для большой схемы с ФК и близка к той же величине для малой схемы. При этом полный поток энергии в малой схеме все же меньше, чем в традиционной, и примерно совпадает с потоком для большой схемы. Таким образом, в традиционной схеме имеются два канала вывода мощности: через волновод и рассеяние в свободное пространство. При этом связь с модами свободного пространства сильнее из-за того, что оно вплотную прилегает к диску, а также из-за наличия волновода, нарушающего симметрию МШГ. В то же время в схемах с фотонным кристаллом вывод через волновод является единственным сильным каналом (сильнее в большой схеме), а связь с модами свободного пространства (сильнее в малой схеме) подавлена ФКЗ.

В таблице приведено сравнение полуширин пиков отклика $\delta\lambda$ для всех рассмотренных моделей и соответствующих им добротностей, вычисленных как $Q = \lambda/\delta\lambda$, а также доли выводимой в волновод мощности на резонансной длине волны. Для малой схемы величина выводимой в волновод мощности ниже. Причиной этого является более слабая связь с волноводной модой: в

Характеристики МШГ в исследованных схемах сопряжения (за единицу относительных потоков выбран полный поток Φ_0 в традиционной схеме (на длине волны МШГ))

Модель	Полуширина пика $\delta\lambda$, pm	Добротность Q	Относительный поток мощности в волноводе Φ_{WG}	Относительный поток рассеиваемой мощности $\Phi_0 - \Phi_{WG}$	Доля выводимой в волновод мощности Φ_{WG}/Φ_0 , %
Свободный микродиск	1.0	$9.4 \cdot 10^5$	—	—	—
Связь с планарным волноводом	6.3	$1.6 \cdot 10^5$	0.91	0.09	91
Связь с волноводом в четырехпериодном ФК	1.2	$8.5 \cdot 10^5$	0.57	0.13	81
Связь с волноводом в десятипериодном ФК	1.2	$8.3 \cdot 10^5$	0.73	0.03	96

данной схеме волновод довольно короткий, что приводит к неравномерному (по оси y) распределению поля в нем и уменьшению интеграла перекрытия. Добротности для малой и большой схем практически совпадают благодаря балансу подавления рассеяния и связи с волноводом (см. выше).

Таким образом, представлен способ реализации направленного вывода и маршрутизации исходно изотропного излучения микролазера с дисковым резонатором при помощи волновода на основе фотонного кристалла. Показано, что фотонный кристалл с линейными размерами, всего в 3 раза превышающими диаметр микродиска, практически полностью подавляет рассеяние излучения в свободное пространство, а волновод, организованный в нем путем удаления одного периода, позволяет осуществлять вывод мощности. При этом не происходит значительного снижения добротности моды микрорезонатора. В фотонном кристалле меньшего размера возможно ухудшение ограничения из-за связи моды микрорезонатора с модой полости фотонного кристалла.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-00130 (<https://rscf.ru/project/25-72-00130/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, A.M. Nadtochiy, I.A. Melnichenko, N.A. Fominykh, K.A. Ivanov, S.D. Komarov, I.S. Makhov, E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, A.V. Nahorny, A.E. Zhukov, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **31** (2), 1501312 (2025). DOI: 10.1109/JSTQE.2024.3450812
- [2] W. Tian, Y. Wang, H. Dang, H. Hou, Y. Xi, Photonics, **12** (8), 821 (2025). DOI: 10.3390/photonics12080821
- [3] K. Baek, M. Kim, H. Kim, J. Ahn, H. So, Adv. Mater. Technol., **10** (19), 01848 (2025). DOI: 10.1002/admt.202401848
- [4] Y. Shi, Y. Zhang, Y. Wan, Y. Yu, Y. Zhang, X. Hu, X. Xiao, H. Xu, L. Zhang, B. Pan, Photon. Res., **10** (9), A106 (2022). DOI: 10.1364/PRJ.456772
- [5] E. Moiseev, K. Ivanov, R. Khabibullin, R. Galiev, A. Pavlov, K. Tomosh, M. Maximov, F. Zubov, I. Makhov, A. Nahorny, M. Kulagina, N. Kalyuzhnyy, S. Mintairov, N. Kryzhanovskaya, A. Zhukov, Opt. Laser Technol., **183**, 112299 (2025). DOI: 10.1016/j.optlastec.2024.112299
- [6] K. Kim, S. Bittner, Y. Jin, Y. Zeng, Q.J. Wang, H. Cao, Phys. Rev. Lett., **131** (15), 153801 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.153801
- [7] J. Kreisman, J. Kim, M. Bosch, M. Hein, S. Sinzinger, M. Hentschel, Phys. Rev. Res., **1** (3), 033171 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.1.033171
- [8] N.V. Kryzhanovskaya, K.A. Ivanov, N.A. Fominykh, S.D. Komarov, I.S. Makhov, E.I. Moiseev, J.A. Guseva, M.M. Kulagina, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.I. Lihachev, R.A. Khabibullin, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, K.N. Tomosh, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, J. Appl. Phys., **134** (10), 103101 (2023). DOI: 10.1063/5.0165279
- [9] E. Yablonovitch, J. Opt. Soc. Am. B, **10** (2), 283 (1993). DOI: 10.1364/JOSAB.10.000283
- [10] J.D. Joannopoulos, J.N. Winn, S.G. Johnson, *Photonic crystals: molding the flow of light*, 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton, N.J., 2011). DOI: 10.1515/9781400828241