

## ПОВЫШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПЕРЕКРЫТИЯ РЕЗОНАНСНЫХ МОД ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НАНОРЕЗОНАТОРА

Казанский Н.Л.<sup>1,2</sup>, Серафимович П.Г.<sup>2</sup>, Хонина С.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт систем обработки изображений РАН,

<sup>2</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва  
(национальный исследовательский университет)

### Аннотация

Предложены и численно исследованы новые фотоннокристаллические резонансные камеры с высоким коэффициентом пространственного перекрытия ортогонально-поляризованных резонансных мод. Рассмотренные камеры позволяют выполнять независимую настройку частот двух резонансных мод. Исследован вариант резонансной камеры с вырожденными модами. Рассчитаны характеристики резонансной камеры с симметрично расположенными круглыми отверстиями. Показано, что использование резонансной камеры со щелевыми отверстиями позволяет повысить коэффициент перекрытия резонансных мод, а использование закрытых щелевых отверстий позволяет повысить добротность резонатора. Исследовано влияние материалов с различным индексом рефракции, заполняющих щели в резонаторе, на добротность резонатора и модовый объём.

**Ключевые слова:** оптический нанорезонатор, фотоннокристаллический волновод, резонансная мода, ортогонально поляризованные моды.

### Введение

Важным элементом ряда современных нанофотонных устройств является оптический нанорезонатор [1]. Высокодобротные нанорезонаторы с малым модовым объёмом на основе фотонных кристаллов позволяют создавать, например, оптические переключатели, фильтры, источники света с низкой пороговой мощностью и интегрировать эти элементы в микросхемы. Оптические резонаторы усиливают различные виды взаимодействия света со средой распространения. Поэтому их используют также для экспериментальных исследований в квантовой электродинамике.

В оптическом нанорезонаторе свет локализован в виде одной или нескольких резонансных мод. Для нелинейных оптических преобразований важно обеспечить максимальное пространственное перекрытие двух или более резонансных мод. В случае использования двух ортогонально поляризованных резонансных мод можно рассчитать коэффициент пространственного перекрытия ортогональных резонансных мод. Эта величина характеризует степень нелинейного оптического взаимодействия и описывается следующей формулой [2]:

$$\gamma \equiv \frac{\varepsilon_{NL} \int_{NL} dV \sum_{i,j,i \neq j} E_{TE,i} E_{TM,j}}{\sqrt{\int dV \varepsilon |E_{TE}|^2} \sqrt{\int dV \varepsilon |E_{TM}|^2}}, \quad (1)$$

где  $\int_{NL}$  – интегрирование по объёму нелинейного материала в резонансной камере.  $E_{TE,i}, E_{TM,j}$  – компоненты электрического поля ортогональных резонансных мод.

В работе [2] рассмотрена резонансная камера на основе гребенчатого фотоннокристаллического волновода. В такой резонансной камере могут быть возбуждены две ортогонально поляризованные моды. Коэффициент перекрытия  $\gamma$  этих мод лежит в диапазоне 0,76 – 0,78. Недостатками предложенной

[2] камеры являются большая толщина волновода и сложность независимой настройки частот двух резонансных мод.

В работе [3] предложена структура на основе пересечения двух гребенчатых фотоннокристаллических волноводов. С одной стороны, для такой структуры возможна гибкая настройка частот, соответствующих двум ортогональным резонансным модам. С другой стороны, коэффициент  $\gamma$  для структуры в работе [3] не превышает 0,07.

В данной работе будем считать, что нелинейным материалом является привнесённый в резонансную камеру материал. Это может быть, например, нелинейный оптический материал или газообразные квантовые точки [4, 5]. В работе [6] нами была предпринята попытка улучшить параметры структуры из работы [3] с помощью кольцевого резонатора. Однако в работе [6] была выполнена только качественная оценка генерируемых резонансных мод. В данной работе рассчитаны коэффициенты перекрытия резонансных мод и их модовый объём. Кроме этого, рассматриваемые здесь резонансные камеры легче изготавливаются стандартными методами нанолитографии, чем камеры, исследованные в [6].

В данной работе предлагается геометрия резонансной камеры, которая позволяет повысить величину коэффициента  $\gamma$  почти в два раза по сравнению с резонансной камерой, предложенной в [3].

Рассматриваемые в данной работе резонансные структуры поддерживают вырожденные ортогонально поляризованные резонансные моды. В следующей работе мы исследуем случай невырожденных резонансных мод. Однако и рассмотренная здесь вырожденная резонансная структура может быть использована, например, для накачки квантовых излучателей в резонансной камере [7] или генерации поляризационно связанных фотонных пар [8].

### 1. Базовая структура резонатора

В данной работе численно исследуется структура, включающая в себя пересечение гребенчатых (ridge) фотоннокристаллических волноводов. В таких волноводах полное внутреннее отражение (ПВО) препятствует распространению света в поперечных направлениях. В продольном направлении отражение света в нанорезонаторе обеспечивает фотонный кристалл [9].

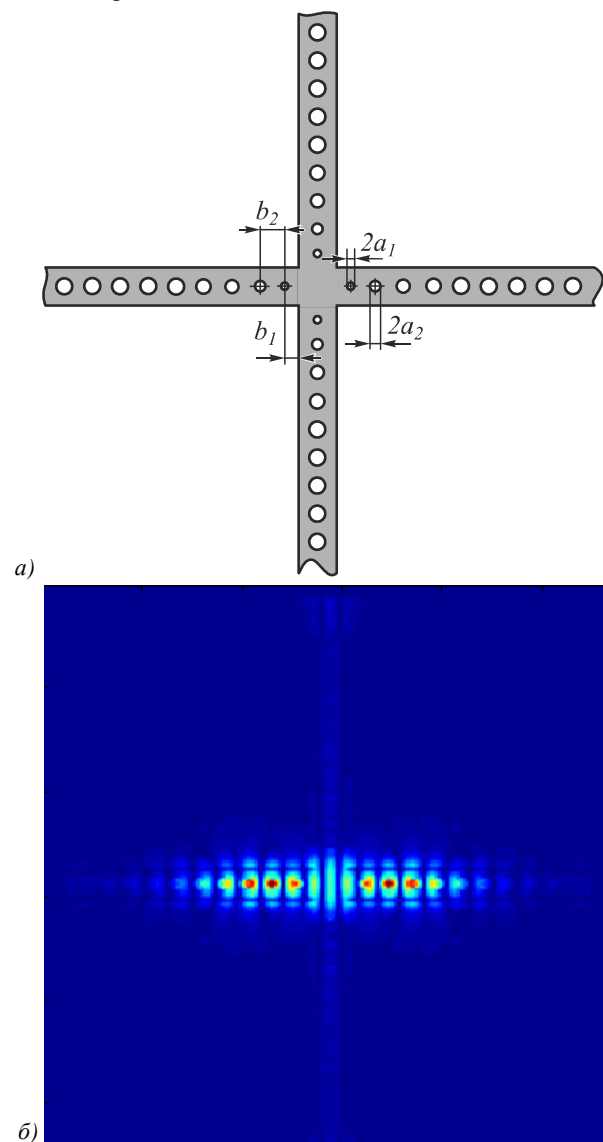


Рис. 1. Базовая структура рассматриваемого оптического нанорезонатора

Для создания оптического резонатора с высокой добротностью используют структуру, состоящую из трёх частей (рис. 1а). Во-первых, это фотоннокристаллические зеркала, которые содержат одинаковые равноотстоящие друг от друга отверстия в волноводах. Каждый из пересекающихся волноводов имеет ширину  $w = 560$  нм и высоту  $h = 240$  нм. Отверстия в волноводе заполнены воздухом, имеют радиус 100 нм и отстоят друг от друга на 385 нм. В расчётной зоне содержится по пять отверстий в ка-

ждом из 4 рукавов резонатора. Данный волновод состоит из кремния ( $n = 3,48$ ) и окружён воздухом.

Вторым элементом структуры является переходная зона между фотоннокристаллическим волноводом и областью резонансной камеры. Эта зона использована для уменьшения потерь энергии в резонаторе. Положения и радиусы отверстий в этой зоне оптимизированы. Переходная зона содержит 5 отверстий, которые заполнены воздухом. Радиусы этих отверстий и расстояния между ними приведены в табл. 1. В табл. 1 отверстие, ближайшее к резонансной камере, имеет радиус  $a_1$  и отстоит от резонансной камеры на расстояние  $b_1$  (рис. 1а).

Табл. 1. Положения и радиусы отверстий переходной зоны для базовой резонансной камеры, нм

$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$	$a_3$	$b_3$	$a_4$	$b_4$	$a_5$	$b_5$
50	300	60	425	70	425	80	425	90	415

Третьим элементом структуры является собственно резонансная камера.

Расчёты выполнялись с помощью параллельного метода FDTD [10]. По краям трёхмерной расчётной зоны были размещены поглощающие слои. Решение вычислительной сетки выбиралось из условия сходимости результатов.

На рис. 1б показано распределение модуля электрического поля для одной из ортогональных мод (негативное изображение). Длина волны равна 1,64 мкм. Добротность резонатора составила ~9000.

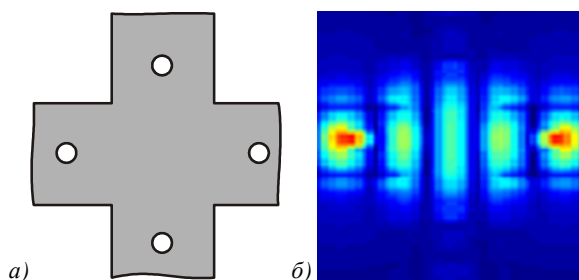


Рис. 2. Подробная схема базовой резонансной камеры (а), распределение модуля электрического поля резонансной моды (негативное изображение) (б)

На рис. 2а показана структура базовой резонансной камеры. На рис. 2б изображено подробное распределение модуля электрического поля резонансной моды.

### 2. Резонансная камера с круглыми отверстиями

Для вырожденной резонансной моды, изображённой на рис. 1б и 2б, величина коэффициента  $\gamma$  составляет 0,03, что соответствует работе [3]. Оптическим нелинейным материалом при расчёте значения  $\gamma$  полагался волновод, как и в работе [3]. В данной работе будем считать, что нелинейным материалом является привнесённый в резонансную камеру материал. Это может быть, например, нелинейный оптический материал или газообразные квантовые точки. Области резонансной камеры, которые

содержат нелинейный материал, имеют индекс рефракции меньше, чем индекс рефракции волновода. Такой подход позволяет эффективно концентрировать электромагнитное поле в областях резонансной камеры с низким коэффициентом рефракции. Вследствие этого усиливается взаимодействие света с материалом, которым заполнены эти области. Кроме того, уменьшаются потери энергии внутри волновода, например, вследствие двухфотонного поглощения света в кремнии.

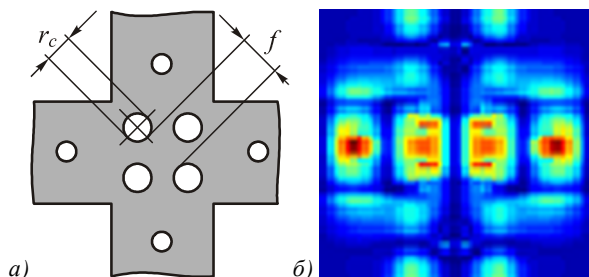


Рис. 3. Схема резонансной камеры с круглыми отверстиями (а), распределение модуля электрического поля резонансной моды (негативное изображение) (б)

Исследуем резонатор, структура которого изображена на рис. 3а. В центре резонансной камеры находятся 4 отверстия радиусом 100 нм. Расстояние между диагональными отверстиями составляет 260 нм. В табл. 2 приведены значения положений и радиусов отверстий переходной зоны.

Таблица 2. Положения и радиусы отверстий переходной зоны для камеры на рис. 3а, нм

$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$	$a_3$	$b_3$	$a_4$	$b_4$	$a_5$	$b_5$
50	260	60	425	70	425	80	425	90	415

На рис. 3б показано распределение модуля электрического поля для одной из ортогональных мод. Энергия моды сконцентрирована в центральной части камеры, там, где располагаются отверстия. Добротность резонатора составила ~5000. Величина коэффициента  $\gamma$  равна 0,05.

### 3. Резонансная камера со щелевыми отверстиями

Изменим форму областей с привнесённым материалом в резонансной камере. Пусть, в соответствии с рис. 4а, они имеют вид щелей. Использование щелевого резонатора [11] даёт возможность усилить электрическое поле в щели резонатора на величину  $n_{wg}^2/n_{sl}^2$ , где  $n_{wg}$  – индекс рефракции волновода,  $n_{sl}$  – индекс рефракции материала, который заполняет щель.

Чтобы использовать усиление электромагнитного поля в щелевом резонаторе, сделаем в резонансной камере 4 прямоугольных отверстия, как показано на рис. 4а. Длина каждого прямоугольного отверстия задаётся параметром  $S_w$ , ширина –  $S_h$ . Расстояние между диагональными отверстиями  $g$  составляет 260 нм. В табл. 2 приведены значения положений и радиусов отверстий переходной зоны резонансной камеры со щелевыми отверстиями.

На рис. 4б показано распределение модуля электрического поля одной из ортогональных мод для прямоугольных щелей размером 170×120 нм,  $g = 220$  нм. Добротность резонатора составила ~8000. Величина коэффициента  $\gamma$  равна 0,15.

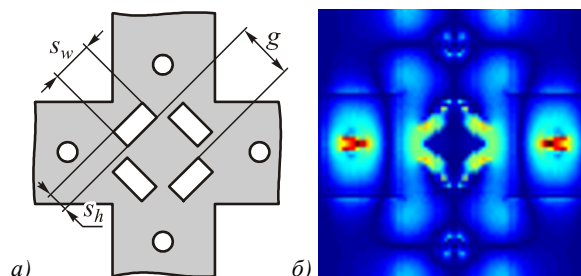


Рис. 4. Схема резонансной камеры со щелевыми отверстиями (а), распределение модуля электрического поля резонансной моды (негативное изображение) (б)

Изменение ширины щелей влияет на добротность резонатора, коэффициент перекрытия мод и величину модового объёма. Модовый объём  $V_m$  определяется в соответствии со следующей формулой

$$V_m \equiv \frac{\int dV \epsilon |E|^2}{\epsilon_{\max} \max[|E|^2]} \left( \frac{n_{\max}}{\lambda} \right)^3, \tag{2}$$

где  $\epsilon_{\max}$  и  $n_{\max}$  – значения соответствующих величин в точке максимальной интенсивности поля.

На рис. 5а показаны распределения  $|E|$  на линии, которая проходит через центр резонатора и повернута на 45° к оси волновода для нескольких значений ширины щели. Максимум амплитуды поля достигается при малой ширине щели. Рис. 5б изображает зависимости добротности резонатора и модового объёма от ширины щели.

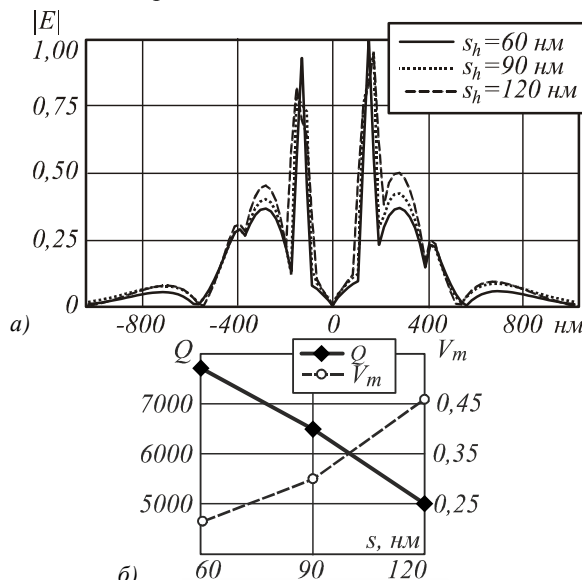


Рис. 5. Распределения модуля электрического поля  $|E|$  резонансной моды на центральной диагонали волновода для нескольких значений ширины щелей (а), величины добротности резонатора  $Q$  и модового объёма  $V_m$  для нескольких значений ширины щелей (б)

Рис. 6 иллюстрирует способ уменьшить поперечные потери в резонаторе. Высота щелей в резонаторе может быть уменьшена так, чтобы они находились внутри волновода. Изготовление такой структуры потребует дополнительных усилий. Тем не менее, такие щели позволяют увеличить добротность резонатора и уменьшить модовый объём.

На рис. 6а показано распределение модуля электрического поля  $|E|$  в плоскости, которая проходит через центр резонатора и повернута на  $45^\circ$  к оси волновода для щелей, проходящих через всю высоту волновода – 240 нм. На рис. 6б изображено распределение  $|E|$  для щелей высотой 180 нм.

Для сквозных щелей на рис. 6а коэффициент  $\gamma$  равен 0,12, добротность составляет 7800, модовый объём – 0,32. Для закрытых щелей на рис. 6а эти величины составляют 0,14; 7900 и 0,29, соответственно.

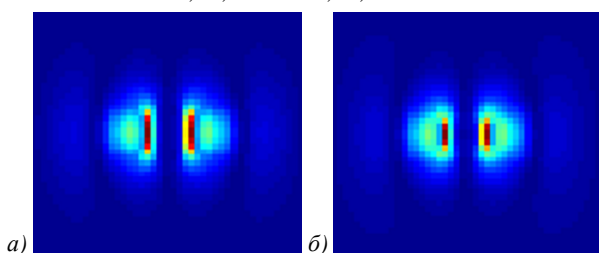


Рис. 6. Распределение модуля электрического поля  $|E|$  резонансной моды на центральной диагональной плоскости волновода (негативное изображение), ширина щелей – 120 нм, высота щелей – 240 нм (а), высота щелей – 180 нм (б)

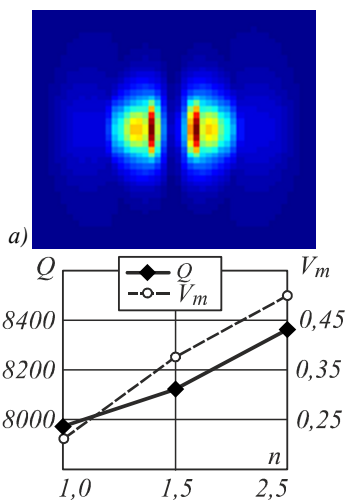


Рис. 7. Распределение модуля электрического поля  $|E|$  резонансной моды на центральной диагональной плоскости волновода, щель заполнена материалом со значением индекса рефракции 2,5, ширина щелей – 120 нм, высота щелей – 240 нм (негативное изображение) (а), зависимости добротности резонатора  $Q$  и модового объёма  $V_m$  для нескольких значений индекса рефракции материала, заполняющего щели (б)

Рис. 7 иллюстрирует результаты расчёта при заполнении щелей в резонаторе каким-либо материалом, например, оптически нелинейным [4]. В качестве такого материала может быть использовано халькогенидное (chalcogenide) стекло (ХС) [12]. Стёкла этого се-

мейства имеют индекс рефракции в диапазоне 2,3–2,8 для длины волны 1,5 мкм. ХС демонстрируют коэффициент нелинейности на 3 порядка выше, чем у кремния, низкий уровень двухфотонного поглощения и высокое время отклика (<100 фемтосекунд).

На рис. 7а показано сечение, аналогичное сечениям на рис. 6 для сквозных щелей, которые заполнены материалом с индексом рефракции 2,5. Модовый объём по сравнению с рис. 6а заметно увеличился. Добротность, согласно расчётам, также несколько возросла.

Рис. 7б изображает зависимости добротности резонатора и модового объёма от индекса рефракции материала, заполняющего щели в резонаторе.

### Заключение

В работе численно исследованы новые структуры оптических нанорезонаторов в пересечении гребенчатых фотоннокристаллических волноводов. Простая геометрия данных нанорезонаторов позволяет изготавливать их стандартными средствами нанолитографии. Рассмотренные структуры концентрируют энергию электромагнитного поля в тех областях резонатора, которые содержат привнесённый в резонансную камеру материал. Это могут быть, например, нелинейные оптические материалы или газообразные квантовые точки. Показано, что с помощью дополнительной щели в области привнесённого в резонансную камеру материала можно добиться дополнительной локализации энергии резонансной моды. Исследованы возможности привнесённых материалов с различным индексом рефракции для оптимизации величины показателя добротности нанорезонатора. Предложенные в работе резонаторы имеют коэффициент пространственного перекрытия ортогональных резонансных мод около 0,15. Данное значение в два раза превышает показатель, полученный в работе [3].

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 10-07-00553, 11-07-00153, 11-07-12051-офи-м-2011, 11-07-13164-офи-м-2011-РЖД), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-4128.2012.9, Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (государственный контракт № 07.514.11.4055) и Программы № 5 фундаментальных исследований Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН «Фундаментальные проблемы физики и технологии эпитаксиальных наноструктур и приборов на их основе».

### Литература

1. **Lalanne, P.** Photon confinement in photonic crystal nanocavities / P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin // *Laser & Photon.* – 2008. – Rev. 2, N 6. – P. 514-526.
2. **Zhang, Y.** Ultra-high-Q TE/TM dual-polarized photonic crystal nanocavities / Y. Zhang, M.W. McCutcheon, I.B. Burgess, M. Loncar // *Opt. Letters.* – 2009. – Vol. 34, N 17. – P. 2694-2696.

3. **Rivori, K.** Multiply resonant photonic crystal nanocavities for nonlinear frequency conversion / K. Rivore, S. Buckley, J. Vuckovic // *Opt. Express*. – 2011. – Vol. 19, N 22. – P. 22198-22207.
  4. **Schriever, C.** Designing the quality factor of infiltrate photonic wire slot microcavities / C. Schriever, C. Bohley, J. Schilling // *Opt. Express*. – 2010. – Vol. 18, N 24. – P. 25217-25224.
  5. **Yamamoto, T.** Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab / T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, T. Kuga // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16, N 18. – P. 13809-13817.
  6. **Казанский, Н.Л.** Оптический нанорезонатор в пересечении гребенчатых фотоннокристаллических волноводов / Н.Л. Казанский, П.Г. Серафимович, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2011. – Т. 35, № 4. – С. 426-431.
  7. **Ota, Y.** Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot embedded in a H1 photonic crystal nanocavity / Y. Ota, M. Shirane, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yorozu, Y. Arakawa // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 94. – P. 033102-033102.
  8. **Stace, T.M.** Entangled two-photon source using biexciton emission of an asymmetric quantum dot in a cavity / T.M. Stace, G.J. Milburn, C.H. W. Barnes // *Phys. Rev. B*. – 2003. – Vol. 67. – P. 085317-085332.
  9. **Fan, S.** Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides / S. Fan, J.N. Winn, A. Devenyi, J.C. Chen, R.D. Meade and J.D. Joannopoulos // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1995. – Vol. 12(7). – P. 1267-1272.
  10. **Головашкин, Д.Л.** Расчёт дифракции на оптическом микрорельефе методом FDTD / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский, С.М. Малышева. – LAP Lambert Academic Publishing, 2011. – 236 с.
  11. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu, C.A. Barrios, M. Lipson // *Opt. Letters*. – 2004. – Vol. 29, N 11. – P. 1209-1211.
  12. **Волков, А.В.** Формирование микрорельефа с использованием халькогенидных стеклообразных полупроводников / А.В. Волков, Н.Л. Казанский, О.Ю. Моисеев // *Компьютерная оптика*. – 2002. – Т. 24. – С. 74-77.
- References**
1. **Lalanne, P.** Photon confinement in photonic crystal nanocavities / P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin // *Laser & Photon*. – 2008. – Rev. 2, N 6. – P. 514-526.
  2. **Zhang, Y.** Ultra-high-Q TE/TM dual-polarized photonic crystal nanocavities / Y. Zhang, M. W. McCutcheon, I. B. Burgess, M. Loncar // *Opt. Letters*. – 2009. – Vol. 34, N 17. – P. 2694-2696.
  3. **Rivori, K.** Multiply resonant photonic crystal nanocavities for nonlinear frequency conversion / K. Rivore, S. Buckley, J. Vuckovic // *Opt. Express*. – 2011. – Vol. 19, N 22. – P. 22198-22207.
  4. **Schriever, C.** Designing the quality factor of infiltrate photonic wire slot microcavities / C. Schriever, C. Bohley, J. Schilling // *Opt. Express*. – 2010. – Vol. 18, N 24. – P. 25217-25224.
  5. **Yamamoto, T.** Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab / T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, T. Kuga // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16, N 18. – P. 13809-13817.
  6. **Kazanskiy, N.L.** Optical nanoresonator in the ridge of photonic crystal waveguides crossing / N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2011. – V. 35, N 4. – P. 426-431. – (In Russian).
  7. **Ota, Y.** Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot embedded in a H1 photonic crystal nanocavity / Y. Ota, M. Shirane, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yorozu, Y. Arakawa // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 94. – P. 033102-033102.
  8. **Stace, T.M.** Entangled two-photon source using biexciton emission of an asymmetric quantum dot in a cavity / T.M. Stace, G.J. Milburn, C.H. W. Barnes // *Phys. Rev. B*. – 2003. – Vol. 67. – P. 085317-085332.
  9. **Fan, S.** Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides / S. Fan, J.N. Winn, A. Devenyi, J.C. Chen, R.D. Meade and J.D. Joannopoulos // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1995. – Vol. 12(7). – P. 1267-1272.
  10. **Golovashkin, D.L.** Optical microrelief diffraction calculation by FDTD method / D.L. Golovashkin, N.L. Kazanskiy, S.M. Malysheva. – LAP Lambert Academic Publishing, 2011. – 236 p. – (In Russian).
  11. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu, C.A. Barrios, M. Lipson // *Opt. Letters*. – 2004. – Vol. 29, N 11. – P. 1209-1211.
  12. **Volkov, A.V.** Microrelief formation with chalcogenide glass semiconductors / A.V. Volkov, N.L. Kazanskiy, O.Yu. Moiseev // *Computer Optics*. – 2002. – V. 24. – P. 74-77. – (in Russian).

## ENHANCEMENT OF SPATIAL MODAL OVERLAP FOR PHOTONIC CRYSTAL NANOCAVITIES

*N.L. Kazanskiy<sup>1,2</sup>, P.G. Serafimovich<sup>2</sup>, S.N. Khonina<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*Image Processing Systems Institute RAS,*

<sup>2</sup>*S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)*

### Abstract

New photonic crystal nanocavity geometries are suggested and numerically studied. Such nanocavities have an enhanced spatial modal overlap. It is also possible to independently tune the cavity resonance modes frequencies. The case of degenerate resonance modes is studied. Nanocavities with circle holes and slots are studied. It is demonstrated that the nanocavities with slots allow to enhance spatial overlap of orthogonally polarized resonance modes. It is shown that closed slots can be used to increase the quality factor of nanocavities.

**Key words:** optical nanoresonator; photonic crystal waveguide; resonance mode; orthogonally polarized modes.



**Сведения об авторах**

**Казанский Николай Львович**, 1958 года рождения. В 1981 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (1996 год), профессор, работает заместителем директора по научной работе и заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Руководитель научно-образовательного центра компьютерной оптики, созданного совместно ИСОИ РАН и СГАУ, заведующий базовой (СГАУ в ИСОИ РАН) кафедрой высокопроизводительных вычислений. Является членом международных научных обществ *SPIE* и *IAPR*. Н.Л. Казанский – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанопластики. В списке научных работ Н.Л. Казанского 240 статей, 7 монографий, 35 авторских свидетельств и патентов.

Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/kazansky.htm>.

E-mail: [kazansky@smr.ru](mailto:kazansky@smr.ru).

**Nikolay Lvovich Kazanskiy** (b. 1958) graduated with honours (1981) from the S. P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, S. P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths (1988) and Doctor in Physics & Maths (1996) degrees from Samara State Aerospace University. He is the vice-director for research and the head of Diffractive Optics laboratory at the Samara Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is the manager of the Research & Education Center of Computer Optics established jointly by SSAU and IPSI RAS, holding the chair of SSAU's base sub-department of High-Performance Computing at IPSI RAS. He is a SPIE and IAPR member. He is co-author of 240 scientific papers, 7 monographs, and 35 inventions and patents. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.



**Серафимович Павел Григорьевич**, кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Области научных интересов: моделирование и проектирование нанопластических устройств, методы исследования фотонных кристаллов, разработка и исследование программных средств распределенной и параллельной обработки крупноформатных изображений.

E-mail: [serp@smr.ru](mailto:serp@smr.ru).

**Pavel Grigorievich Serafimovich**, Candidate in Physics and Mathematics; senior researcher at the Image Processing Systems Institute of RAS. His areas of research are nanooptics, simulation and design of photonic crystals, parallel and distributed image processing.

*Сведения об авторе Хонина Светлана Николаевна – см. стр. 182 этого номера.*

*Поступила в редакцию 17 марта 2012 г.*