

10,04

Горячие точки в круглых и прямоугольных отверстиях плоскопараллельных диэлектрических резонаторов

© А.П. Четверикова¹, Н.С. Солодовченко¹, К.Б. Самусев^{1,2}, К.А. Бронников¹, М.Ф. Лимонов^{1,2}

¹ Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия

² Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alina.chetverikova@metalab.ifmo.ru

Поступила в Редакцию 8 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 10 ноября 2024 г.

Принята к публикации 10 ноября 2024 г.

Горячие точки — это области локального усиления электромагнитного поля, которые могут возникать в субволновых зазорах между двумя или несколькими близко расположенными металлическими или диэлектрическими резонаторами. В данной работе мы меняем стратегию изучения горячих точек, демонстрируя их возникновение не между резонаторами, а внутри диэлектрических резонаторов в предельно малых воздушных отверстиях. Численно анализируется трансформация и пропадание горячей точки при увеличении размера отверстия до макроскопических значений. Рассматриваются два случая горячих точек: в круглых и прямоугольных отверстиях плоскопараллельных диэлектрических резонаторов.

Ключевые слова: локальное усиление электромагнитного поля, диэлектрические структуры, резонансы Ми, резонансы Фабри-Перо.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59344.299

1. Введение

Современные тенденции миниатюризации оптоэлектронных приборов подразумевают развитие методов и технологий для усиления эффектов, обусловленных взаимодействием света с веществом на микро- и наноразмерах. Поэтому задача концентрации электромагнитного поля на таких масштабах вызывает повышенный интерес. Одним из путей создания полей с высокой интенсивностью магнитной и/или электрической компоненты в нанобъемах является использование так называемых горячих точек (ГТ) [1,2]. Ранее ГТ были обнаружены в одиночных металлических нанобъектах, а также в металлических кластерах различной формы, и успешно использовались для поверхностного усиления рамановского рассеяния (SERS), что, в конце концов, позволило выйти на уровень детектирования отдельных молекул [3–6]. Электромагнитное поле вблизи плазмонного объекта распределено неравномерно и может быть локализовано в пространственно узких областях, таких как нанозазоры между частицами или между частицами и подложкой, где и возникают ГТ с высокой локализацией электромагнитного поля.

Относительно недавно, после экспериментального обнаружения магнитного дипольного резонанса Ми на видимых частотах в сферических наночастицах кремния [7,8] и арсенида галлия [9], резко возрос интерес к диэлектрической фотонике, которая может выиграть конкуренцию у плазмонной фотоники за счет отсутствия омических потерь. Взрывной интерес к диэлектрическим резонансным частицам назвали „эрой Ми-

троники“ [10,11]. Было продемонстрировано, что диэлектрические частицы, находящиеся в непосредственной близости друг от друга, в самых различных конфигурациях, таких как димер из двух сфер [12] и метаповерхности из димеров кольцо–диск [13] могут генерировать ГТ при возбуждении электромагнитной волной.

В настоящей работе мы отступаем от традиционного подхода, который сводится к изучению ГТ в узких промежутках между резонаторами или на заостренных металлических иглах [4–7] и изучаем ГТ, которые возникают в воздушном отверстии в диэлектрической пластине. Мы рассматриваем два случая, а именно: введение круглого соосного отверстия в диэлектрический диск, а также введение квадратного отверстия в центре квадратной диэлектрической пластины. Изучаются зависимости ГТ от размера и формы отверстия и контраста диэлектрической проницаемости между пластинами и воздухом.

2. Методика расчетов

Целью работы было численное исследование трансформации картин пространственного распределения амплитуды электрического и магнитного поля в зависимости от размеров и формы воздушных отверстий в плоскопараллельных диэлектрических резонаторах. Расчеты выполнялись в программном пакете COMSOL Multiphysics для ТЕ-поляризации. Мы используем тот факт, что в уравнения Максвелла для среды без дисперсии диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной восприимчивости μ частота не входит, поэтому наши

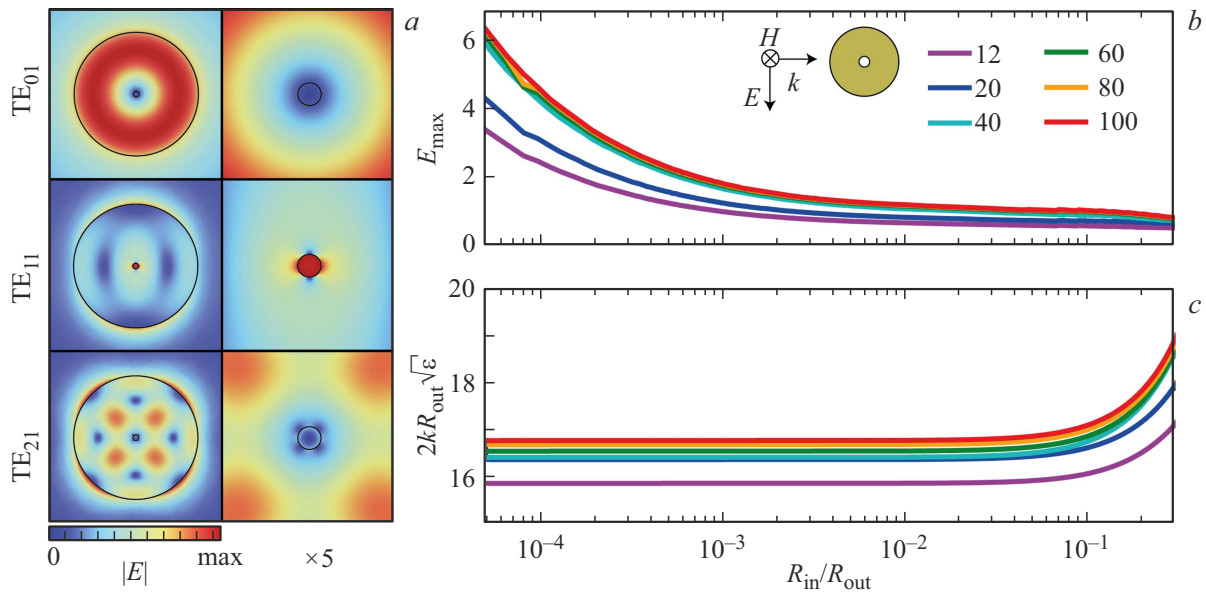


Рис. 1. *a*) Картины распределения амплитуды электрического поля для кольцевого резонатора с отверстием с отношением $R_{in}/R_{out} = 0.05$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 40$ (справа — центральная область отверстия в пятикратном увеличении). Представлены картины для нулевой (TE₀₁), первой (TE₁₁) и второй (TE₂₁) азимутальных мод; использовано обозначение TE_{mr}, где m и r — азимутальный и радиальный индексы соответственно. *b*) Зависимость амплитуды электрического поля в центре отверстия от размера отверстия для первой азимутальной гармоники ($m = 1$) при различной диэлектрической проницаемости резонатора $\epsilon = 12; 20; 40; 60; 80; 100$. *c*) Приведенные собственные частоты $2kR_{out}\sqrt{\epsilon}$ моды TE₁₁ для представленных на панели (b) диэлектрических проницаемостей.

результаты справедливы для любого спектрального диапазона, как оптического, так и микроволнового. Экстинкция и рассеяние света на частице заданной формы зависят только от отношения характерных размеров частицы и длины падающей волны, а также диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной восприимчивости μ на этой длине волны. Отметим, что для общности в расчетах мы использовали как значение $\epsilon = 12$ (параметр для кремния в оптическом диапазоне), так и $\epsilon = 100$ (типичная величина для керамических образцов в микроволновом диапазоне). При этом все результаты работы представлены в зависимости от нормированной к характерному размеру структуры безразмерной приведенной частоты, которая в случае диска составляет $2kR_{out}\sqrt{\epsilon}$, а для квадратной пластины — $ka_{out}\sqrt{\epsilon}$, где k — волновое число падающей электромагнитной волны, R_{out} и a_{out} — радиус диска и сторона квадратной пластины соответственно.

В наших расчетах параметры диэлектрических резонаторов в форме диска и квадратной пластины определялись отношением диаметра диска к высоте $2R_{out}/h$ и отношением внешней стороны квадратной пластины к её высоте a_{out}/h . В обоих случаях этот параметр был выбран одинаковым: $2R_{out}/h = a_{out}/h = 6.25$. В резонаторы вводилось и постепенно увеличивалось коаксиальное отверстие в форме круга в диск и соосное квадратное отверстие в квадратную пластину. Размеры отверстия изменялись от $R_{in}/R_{out} = 5 \cdot 10^{-5}$ до $R_{in}/R_{out} = 0.6$ (отношение внутреннего к внешнему радиусу) для диска и от $a_{in}/a_{out} = 1 \cdot 10^{-5}$ до $a_{in}/a_{out} = 0.6$ (отношение

стороны отверстия к внешней стороне квадрата) для квадратной пластины.

3. Результаты и обсуждение

При введении малого коаксиального отверстия в диэлектрический дисковый резонатор ($R_{in}/R_{out} = 5 \cdot 10^{-5}$) наблюдалось возникновение интенсивной ГТ в воздушном отверстии при возбуждении плоской волной в TE-поляризации. Данный эффект можно объяснить, используя разложение поля по векторным цилиндрическим гармоникам для многослойного цилиндра (расширение метода Лоренца–Ми [14,15]). Для нашего случая радиальная E_r и угловая E_ϕ компоненты электрического поля выражаются через функции Бесселя и коэффициенты Лорен–Ми с индексом m . С учетом того, что все функции Бесселя целочисленного ненулевого порядка равны нулю в начале координат, можно показать, что E_r и E_ϕ в центре ($r = 0$) двухслойного (диэлектрик и воздух) бесконечного цилиндра отличны от нуля только для азимутальной гармоники Ми с индексом $m = 1$, а для всех остальных гармоник с $m \neq 1$ равны нулю. Таким образом, ГТ, возникающая в воздушном коаксиальном отверстии диска, определяется резонансом Ми всего диска с порядком $m = 1$. Увеличение напряженности электрического поля в отверстии обусловлено скачком его компоненты, нормальной к границе раздела между двумя средами с различными значениями ϵ .

На рис. 1, *a* представлены расчетные картины распределения амплитуды электрического поля для мод Ми

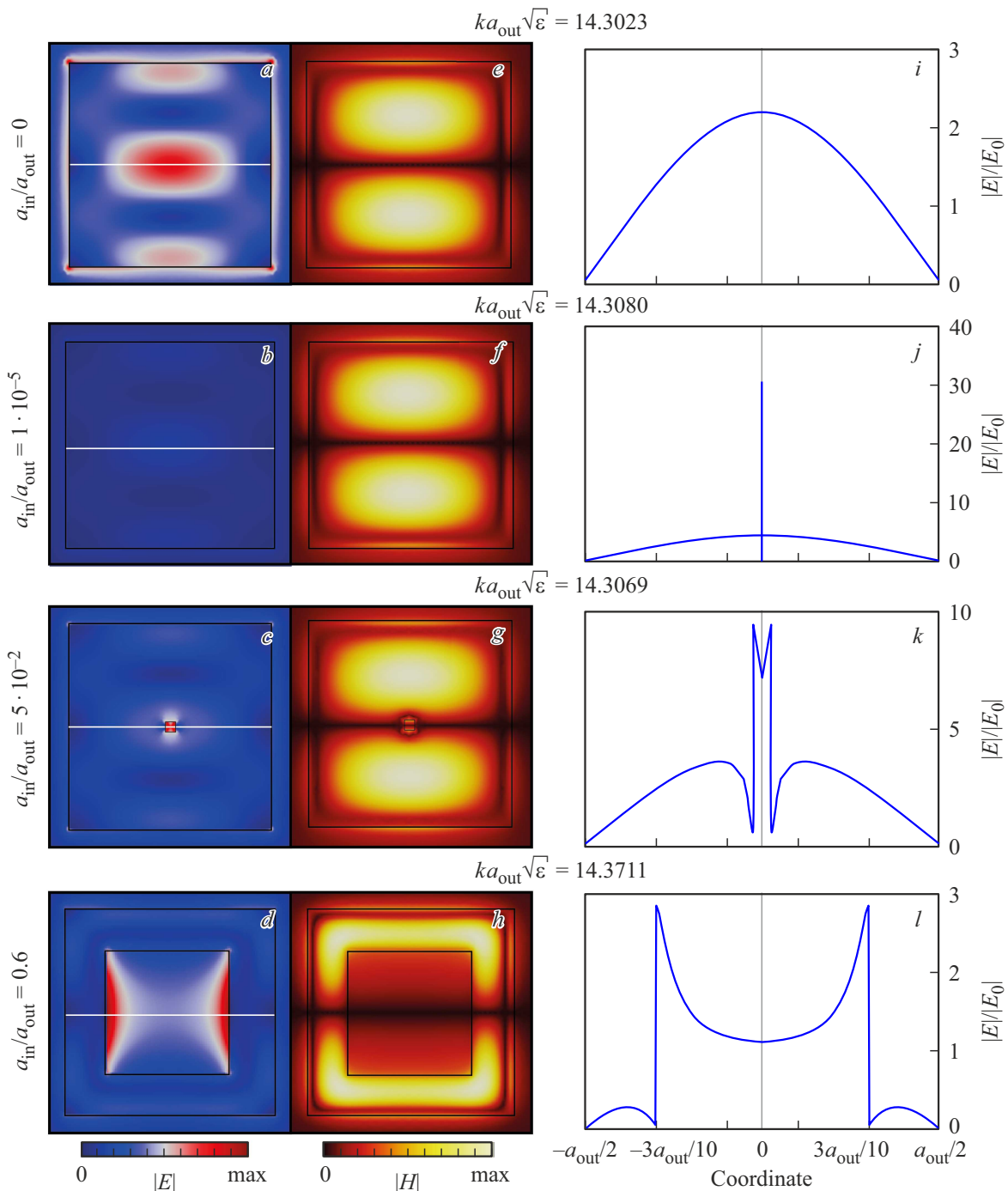


Рис. 2. Картины распределения амплитуды электрического ($a-d$) и магнитного ($e-h$) полей для моды $TE_{xy} = TE_{12}$ в резонаторе в форме квадратной пластины; диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 40$. $i-l$) Распределения электрического поля вдоль прямой, показанной белой линией на ($a-d$) и проходящей через центр резонатора. Распределения представлены как для пластины без отверстия (a, e, i), так и при различных размерах отверстия с $a_{in}/a_{out} = 1 \cdot 10^{-5}$ (b, f, j), $5 \cdot 10^{-2}$ (c, g, k), $0,6$ (d, h, l). Для каждого размера отверстия указана приведенная частота $ka_{out}\sqrt{\epsilon}$.

с индексами $m = 0, 1, 2$ в плоскости резонатора для отверстия с $R_{in}/R_{out} = 0,05$. Видно, что максимум поля в центре резонатора ($r = 0$) существует только при $m = 1$. При увеличении отверстия от исходного значения $R_{in}/R_{out} = 5 \cdot 10^{-5}$ происходит быстрое спадание интенсивности амплитуды поля ГТ, а при достижении

размера отверстия порядка $R_{in}/R_{out} = 0,2$ поле Ми-моды с $m = 1$ в центре отверстия становится сравнимым с полем остальных мод и ГТ полностью исчезает.

Исследование зависимости амплитуды электрического поля в центре резонатора от размера отверстия для первой азимутальной гармоники $m = 1$ при различной

диэлектрической проницаемости (рис. 1, *b*) показало, что ГТ наблюдается в широком диапазоне, включая значение $\epsilon = 12$, соответствующее кремнию. По мере увеличения диэлектрической проницаемости кольца напряженность электрического поля в отверстии увеличивается, и ГТ становится более яркой. Важно отметить, что представленные моды являются первыми низкочастотными резонансами, а резонансная длина волны сопоставима с длиной резонатора, рис. 1, *c*.

Для квадратной диэлектрической плоскопараллельной пластины с малым квадратным отверстием в ее центре ГТ также наблюдается только для некоторых мод при ТЕ-поляризации. Аналогично случаю кольцевого резонатора, где вклад в эффект дают моды Ми с азимутальным индексом $m = 1$, имеющие максимум электрического поля в центре диска, в отверстии квадратной пластины ГТ возникает для мод Фабри-Перо с максимумом электрического поля, приходящимся на центр пластины. Пользуясь стандартными обозначениями мод в резонаторах с прямоугольным сечением, мы запишем такие моды, как TE_{xy} , где один или оба индекса x, y являются четными. Численно индексы $x, y \geq 1$ и равны числу полувольт, укладываемых в размер квадратной пластины вдоль соответствующей координаты, что для ТЕ-поляризации также равно числу максимумов магнитного поля вдоль оси x или y .

В первых двух столбцах на рис. 2 представлены картины распределения амплитуды электромагнитного поля $|E|$ и $|H|$ в квадратной пластине без отверстия и с отверстием, при возбуждении плоской волной резонанса Фабри-Перо симметрии TE_{12} . Кроме того, в третьем столбце показано распределение амплитуды электрического поля вдоль белой линии на рис. 2, *a-d*, проходящей через центр пластины. Из рис. 2, *a* и *e* видно, что для моды TE_{12} в центре пластины $|E|$ имеет максимум, а $|H|$ имеет минимум, поэтому при появлении квадратного отверстия в её центре можно ожидать появление „электрической“ ГТ. Разделение на „электрические“ и „магнитные“ ГТ обсуждалось ранее в ряде работ [12]. Действительно, при введении в пластину предельно малого квадратного отверстия $a_{in}/a_{out} = 1 \cdot 10^{-5}$, амплитуда электрического поля $|E|$ в этом воздушном отверстии возрастает на порядок по отношению к полю в центре диэлектрической пластины без отверстия, со значения $|E|/|E_0| \approx 2$ до $|E|/|E_0| \approx 30$, где $|E_0|$ — амплитуда падающей волны, рис. 2. Отметим, что размер $a_{in}/a_{out} = 1 \cdot 10^{-5}$ настолько мал, что ГТ не разрешается на рис. 2, *b*. На рис. 2, *b* в цветовой шкале $0 \leq |E| \leq \max$ распределение поля по всей пластине представлено синим цветом, так как красный цвет соответствует $\max(|E|/|E_0|) \approx 30$, что отличается от рис. 2, *a*, для которого красный цвет соответствует $\max(|E|/|E_0|) \approx 2$. Важно отметить, что в данном случае не происходит возгорания „магнитной“ ГТ — цветовые картины магнитного поля на рис. 2, *e* и *f* полностью совпадают.

С увеличением размера отверстия область ГТ становится видна в распределении поля $|E|$ (красная квадратная область на рис. 2, *c*), при этом форма распределения

поля $|E|$ по центральной оси существенно изменяется, рис. 2, *k*. Интенсивность ГТ уменьшается с 30 до 8 arb. units, причем область максимума смещается к краям отверстия, в результате чего в самом центре формируется небольшой минимум. При дальнейшем увеличении размера отверстия ГТ полностью пропадает, и амплитуда поля в центре $|E|/|E_0| \approx 2$ (рис. 2, *l*) становится сравнимой с амплитудой в исходной пластине, рис. 2, *i*.

4. Заключение

Обнаружено возникновение ГТ в предельно малом отверстии у диэлектрических резонаторов различной геометрии при возбуждении электромагнитной волной с ТЕ-поляризацией, обусловленное собственными электромагнитными резонансами структур: резонансами Ми для кольцевого резонатора и резонансами Фабри-Перо для прямоугольной пластины. Возникновение и быстрое пропадание яркой ГТ при создании и увеличении отверстия в диэлектрических пластинах различной формы можно рассматривать как „визитную карточку“ перехода между двумя структурами с разной топологией. Результаты работы могут быть использованы в области сенсорики.

Финансирование работы

А.П.Ч., Н.С.С., К.А.Б. и М.Ф.Л. благодарят поддержку гранта РФФИ № 23-12-00114, К.Б.С. благодарит поддержку гранта РФФИ № 22-12-00258.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White, M.L. Brongersma. *Nature Mater.* **9**, 3, 193 (2010). <https://doi.org/10.1038/nmat2630>
- [2] E. Calandrini, A. Cerea, F. De Angelis, R. Proietti Zaccaria, A. Toma. *Nanophotonics* **8**, 1, 45 (2019). <https://doi.org/10.1515/nanoph-2018-0138>
- [3] M. Lorente-Crespo, L. Wang, R. Ortuno, C. Garcia-Meca, Y. Ekinici, A. Martinez. *Nano Lett.* **13**, 6, 2654 (2013). <https://doi.org/10.1021/nl400798s>
- [4] S. Ding, J. Yi, J. Li, B. Ren, D. Wu, R. Panneerselvam, Z. Tian. *Nature Rev. Mater.* **1**, 6, 16021 (2016). <https://doi.org/10.1038/natrevmats.2016.21>
- [5] В.И. Кукушкин, А.Б. Ваньков, И.В. Кукушкин. *Письма в ЖЭТФ* **98**, 2, 72 (2013). [V.I. Kukushkin, A.B. Van'kov, I.V. Kukushkin. *JETP Lett.* **98**, 2, 64 (2013). <https://doi.org/10.1134/S0021364013150113>]
- [6] J. Tittel, F. Knechtel, E. Ploetz. *Adv. Funct. Mater.* **34**, 43, 2307518 (2024). <https://doi.org/10.1002/adfm.202307518>

- [7] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Y.H. Fu, J.B. Zhang, B. Luk'yanchuk. *Sci. Rep.* **2**, 1, 492 (2012).
<https://doi.org/10.1038/srep00492>
- [8] A.B. Evlyukhin, S.M. Novikov, U. Zywiets, R.L. Eriksen, C. Reinhardt, S.I. Bozhevolnyi, B.N. Chichkov. *Nano Lett.* **12**, 7, 3749 (2012). <https://doi.org/10.1021/nl301594s>
- [9] S. Person, M. Jain, Z. Lapin, J. Sáenz, G. Wicks, L. Novotny. *Nano Lett.* **13**, 4, 1806 (2013).
<https://doi.org/10.1021/nl4005018>
- [10] R. Won. *Nature Photonics* **13**, 9, 585 (2019).
<https://doi.org/10.1038/s41566-019-0512-5>
- [11] Yu. Kivshar. *Nano Lett.* **22**, 9, 3513 (2022).
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.2c00548>
- [12] R.M. Bakker, D. Permyakov, Y.F. Yu, D. Markovich, R. Paniagua-Domínguez, L. Gonzaga, A. Samusev, Y. Kivshar, B. Luk'yanchuk, A.I. Kuznetsov. *Nano Lett.* **15**, 3, 2137 (2015). <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00128>
- [13] S. Tian, J. Wang, S. Sun, M. He, Y. Mao, Y. Gao, P. Ding. *Res. Phys.* **49**, 106485 (2023).
<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2023.106485>
- [14] C.F. Bohren, D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley (1998).
<https://doi.org/10.1002/9783527618156>
- [15] Y. Huang, Z. Zhen, Y. Shen, C. Min, G. Veronis. *Opt. Express*, **27**, 2, 1310 (2019). <https://doi.org/10.1364/OE.27.001310>

Редактор Е.В. Толстякова