

## Обнаружение “медленного” света в спектрах фототока в слоях квантовых точек Ge/Si, сопряженных с фотонным кристаллом

А. И. Якимов<sup>+1)</sup>, В. В. Кириенко<sup>+</sup>, А. В. Двуреченский<sup>+\*</sup>, Д. Е. Уткин<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 июля 2023 г.

После переработки 17 июля 2023 г.

Принята к публикации 17 июля 2023 г.

Исследованы спектральные характеристики фототока в ближней инфракрасной области в вертикальных Ge/Si pin фотодиодах с квантовыми точками Ge, встроенными в двумерный фотонный кристалл. Из зависимости фототока от угла падения света определены дисперсионные соотношения для блоховских фотонных мод, взаимодействие с которыми приводит к резонансному увеличению чувствительности фотодиодов. На дисперсионных характеристиках обнаружены участки, характеризующиеся групповой скоростью фотонов, стремящейся к нулю. Установлено, что максимальное усиление фототока, достигающее значений  $\sim 60$  относительно фотодиода без фотонного кристалла, является результатом взаимодействия квантовых точек с “медленными” блоховскими модами.

DOI: 10.31857/S1234567823160036, EDN: isyof0

Кремний является базовым материалом современной микроэлектроники. Однако этот полупроводник прозрачен для фотонов с длинами волн больше 1 мкм, что сдерживает применение кремниевой фотоники для создания эффективных источников излучения и фотоприемников. Существенный прорыв в этой области мог бы состоять в использовании бездефектных гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge, способных регистрировать оптическое излучение в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн (1–2 мкм) за счет межзонных оптических переходов в КТ. Свежие обзоры по фундаментальным и прикладным аспектам полупроводниковых КТ можно найти в работах [1, 2]. Проблема, ограничивающая широкое применение КТ Ge, заключается в малом коэффициенте поглощения света как результат малой плотности состояний, связанных с КТ [3–6], пространственным разделением электронов и дырок на гетерогранице Ge-Si [7–10] и большой эффективной массой носителей заряда. Недавно было обнаружено, что встраивание слоев КТ Ge/Si в двумерный фотонный кристалл (ФК) приводит к многократному (до 5 раз) усилению фототока в ближнем ИК диапазоне [11]. ФК представлял собой регулярную двумерную решетку отверстий в гетероструктуре Si/Ge/Si с периодом, существенно меньшем длины волны излучения. Результаты были объяснены

комбинацией двух эффектов: (1) возбуждением падающей световой волной планарных мод ФК, распространяющихся вдоль слоев Ge/Si и эффективно взаимодействующих с межзонными переходами в КТ, и (2) уменьшением коэффициента отражения от микроструктурированной поверхности из-за более низкого эффективного показателя преломления структуры с отверстиями. В литературе метаповерхности, позволяющие за счет оптической дифракции перенаправлять падающий по нормали к поверхности свет в латеральном направлении, получили название структур с фотонными ловушками (*photon-trapping structures*) [12–19]. Вопросы распространения света и его связь со структурой ФК детально обсуждались в работах [20, 21]. В общем случае, для увеличения коэффициента поглощения света структуры с фотонными ловушками не обязаны представлять собой ФК с его характерной зонной структурой [22]. Необходимо лишь осуществить генерацию волноводных мод в латеральном направлении – вдоль слоев с КТ. Однако недавние результаты моделирования фотонных наноструктур показали, что специфика распространения световых волн в ФК может существенно повлиять на процессы возникновения фототока и стать причиной резонансного поглощения электромагнитного излучения в солнечных элементах [23].

Отличительной особенностью ФК является наличие в материале пространственно периодической модуляции диэлектрической проницаемости с периодом

<sup>1)</sup>e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

меньше длины волны оптического излучения [24]. Микро- или наноотверстия, как правило, являются потенциальными барьерами как для фотонных, так и для электронных волн. С точки зрения квантовой механики, в двумерной периодической решетке формируются электронные блоховские волны. По аналогии с электронами, блоховские моды могут возникать и для фотонов в результате интерференции волн, отраженных от отверстий, формируя зоны Бриллюэна. Дисперсионные соотношения для этих блоховских волн  $\omega(k_{\parallel})$  характеризуются наличием пологих участков, на которых групповая скорость фотонов  $v_g = d\omega/dk_{\parallel}$  близка к нулю (“медленный” свет), здесь  $\omega$  и  $k_{\parallel}$  – частота и планарный волновой вектор блоховской моды [25, 26]. Большое время жизни “медленных” фотонов увеличивает эффективность взаимодействия света с веществом и может являться фактором значительного усиления оптического поглощения в слабо поглощающих материалах. В настоящей работе впервые измерены дисперсионные характеристики оптических возбуждений в слоях КТ Ge/Si, встроенных в ФК. Обнаружено, что максимальное увеличение фототока (до 60 раз) в гибридной структуре с ФК осуществляется за счет взаимодействия межзонных переходов в КТ с “медленными” блоховскими модами.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремний-на-изоляторе (КНИ) и представляли собой вертикальные pin фотодиоды (рис. 1а). Подробное описание электронной структуры КТ Ge/Si и условий роста, таких как температура и скорость роста, было представлено ранее в [10, 22]. Толщина скрытого слоя SiO<sub>2</sub> составляла 2 мкм. Активная область детекторов состояла из десяти слоев Ge КТ, разделенных кремниевыми барьерами толщиной 10 нм. Для роста барьеров использовался двухстадийный процесс. Для синтеза массивов КТ Ge использовалось явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим несоответствием параметров решетки (механизм роста Странского–Крастанова). Осаждение слоев Ge с номинальной толщиной покрытия 0.9 нм проводилось при температуре 250 °С со скоростью 0.04 нм/с. Согласно данным сканирующей туннельной микроскопии КТ точки Ge имели форму hut-кластеров [10]. Плотность КТ составляет  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , длина основания  $\simeq 10 \text{ нм}$ , высота  $\sim 1 \text{ нм}$ . На заключительном этапе на выращенных структурах выполнялось формирование двумерного ФК. Массив круглых отверстий диаметром 0.85 мкм создавался с помощью реактивного

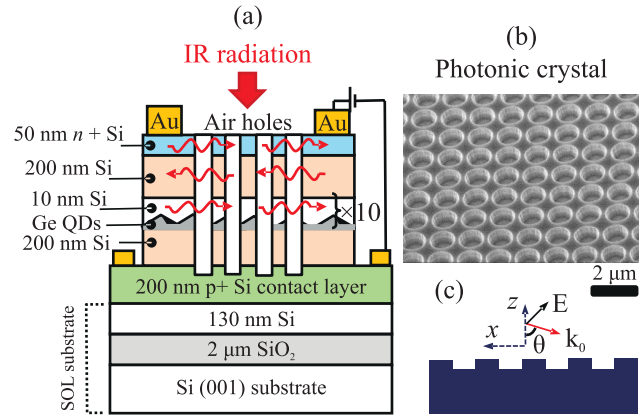


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематический разрез вертикального pin фотодиода с КТ Ge в матрице Si на подложке КНИ, встроенными в 2D ФК. (б) – Изображение регулярной решетки микроотверстий в слоях Si/Ge/Si, представляющей собой двумерный ФК, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. Диаметр отверстий 0.85 мкм, период решетки 1.3 мкм, глубина 0.68 мкм. (с) – Геометрия измерений. Здесь  $\theta$  – угол падения света относительно нормали к плоскости образца,  $\mathbf{k}_0$  – волновой вектор падающей волны,  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля

ионного травления слоев Ge/Si через металлическую маску. Маской служила перфорированная пленка Ст толщиной 30 нм, сформированная на поверхности гетероструктуры посредством электронно-лучевой литографии, осаждения металла в вакууме и последующего lift-off процесса. Отверстия упорядочены в прямоугольной решетке с периодом  $p = 1.3 \text{ мкм}$  и проникают на глубину 0.68 мкм (рис. 1б). Для выявления особенностей фототока, связанных с возбуждением мод ФК, были изготовлены также стандартные pin фотодиоды Ge/Si с КТ Ge. Их отличие от микроструктурированных образцов заключалось лишь в отсутствии отверстий.

Измерения спектров фототока проводились при комнатной температуре с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 70 в режиме Rapid-Scan с разрешением  $10 \text{ см}^{-1}$  в комбинации с низкошумящим токовым предусилителем SR 570 компании Stanford Research System. Источником излучения служила галогеновая лампа. Полученные с помощью фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения галогеновой лампы, измеренный пироэлектрическим детектором DLATGS. Измерения зависимостей фототока от обратного смещения  $U_b$  показали, что при  $U_b \geq 1 \text{ В}$  фотоотклик не зависит от напряжения, что свидетельствует об эффективном сборе всех фотовозбужденных носителей заряда [27]. Диспер-

сионные соотношения для мод ФК были получены из измерений спектральных характеристик фототока при различных углах падения света  $\theta$  [28]. Пусть поверхность образцов совпадает с плоскостью  $(x, y)$ . Тогда, вращая образцы вокруг оси  $y$ , можно восстановить закон дисперсии блоховских волн в направлении  $k_x = |\mathbf{k}_0| \sin \theta$  (рис. 1с). В экспериментах образцы крепились на вращающейся платформе с электронным управлением. Угол  $\theta$  варьировался от  $0^\circ$  до  $70^\circ$  с точностью  $1^\circ$ . Свет был линейно поляризован перпендикулярно оси вращения.

На рисунке 2а приведены спектральные характеристики токовой чувствительности двух фотодиодов Ge/Si с КТ Ge для  $\theta = 0^\circ$ . Первый образец (контрольный) не содержит решетки отверстий, отличие второго фотодиода от первого заключается в наличии двумерного ФК, в который встроены КТ Ge (рис. 2а, кривая 2). Осцилляции фототока на спектре контрольного образца являются результатом вертикальных резонансов типа Фабри–Перо, обусловленных интерференцией волн, отраженных от границ раздела воздух/Si и Si/SiO<sub>2</sub> [22, 29]. Фотодиод с ФК характеризуется более слабыми вертикальными резонансами, что свидетельствует об успешном преобразовании исходной падающей вертикальной плоской волны в ансамбль поперечно распространяющихся мод, поглощение которых КТ приводит к значительному росту фототока. Наиболее сильно этот эффект наблюдается в длинноволновой части спектра – в области длин волн от 2 до 3 мкм. На рисунке 2б приведена спектральная зависимость фактора усиления чувствительности фотодиода  $K$  фотонным кристаллом в этой области. Величина  $K(\lambda)$  определялась как отношение спектральных характеристик фототока образца с ФК и без него. Наблюдается серия узких резонансов, отвечающих возбуждению блоховских мод ФК, основные из которых обозначены на рис. 2б буквами А, В, С, D и Е. Важным является то, что величина усиления фототока составляет  $K \simeq 50$  и значительно превышает наблюдаемые ранее величины  $K \simeq 5$  [11].

На рисунке 3 приведены спектральные характеристики токовой чувствительности в диапазоне длин волн от 2 до 3.1 мкм при различных углах падения света на поверхность фотодиода с ФК. Сразу обращает на себя внимание, что резонансы В и Е на длинах волн  $\lambda = 2.5$  и  $2.8$  мкм существуют только в узком диапазоне  $\theta$  вблизи  $0^\circ$  и исчезают в спектрах уже при  $\theta > 10^\circ$ . Такое поведение говорит о том, что они обусловлены взаимодействием оптических переходов в КТ Ge/Si с модами ФК вблизи точки  $\Gamma$  зоны Бриллюэна [23]. Наиболее интересным оказалось поведе-

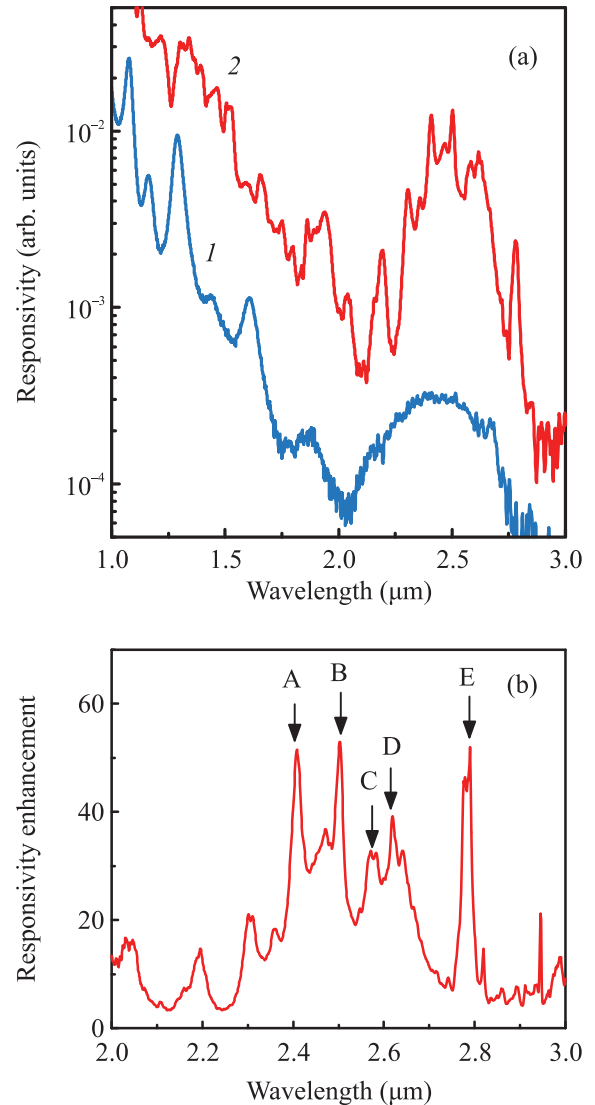


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Спектры фототока контрольного фотодиода Ge/Si без ФК (кривая 1) и гибридного образца, в котором слои КТ встроены в 2D фотонный кристалл (кривая 2), для  $\theta = 0^\circ$ . К образцам приложено напряжение 2 В. (б) – Спектральная характеристика фактора усиления фототока  $K$  в структуре с фотонным ФК в диапазоне длин волн 2–3 мкм

ние моды С. Амплитуда этого резонанса минимальна при малых углах и сильно возрастает с увеличением  $\theta$ . При  $\theta \geq 30^\circ$  он становится доминирующим резонансом в структуре, для которого фактор усиления фототока достигает значений  $K \simeq 60$  (рис. 3с).

На рисунке 4 показаны зависимости нормированной угловой частоты  $\omega p/2\pi c$  резонансов А, С и D от планарного волнового вектора  $k_x$ . Здесь  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ,  $c$  – скорость света в вакууме. Дисперсионная характеристика моды D носит осциллирующий характер. Это говорит о том, что она является результатом пе-

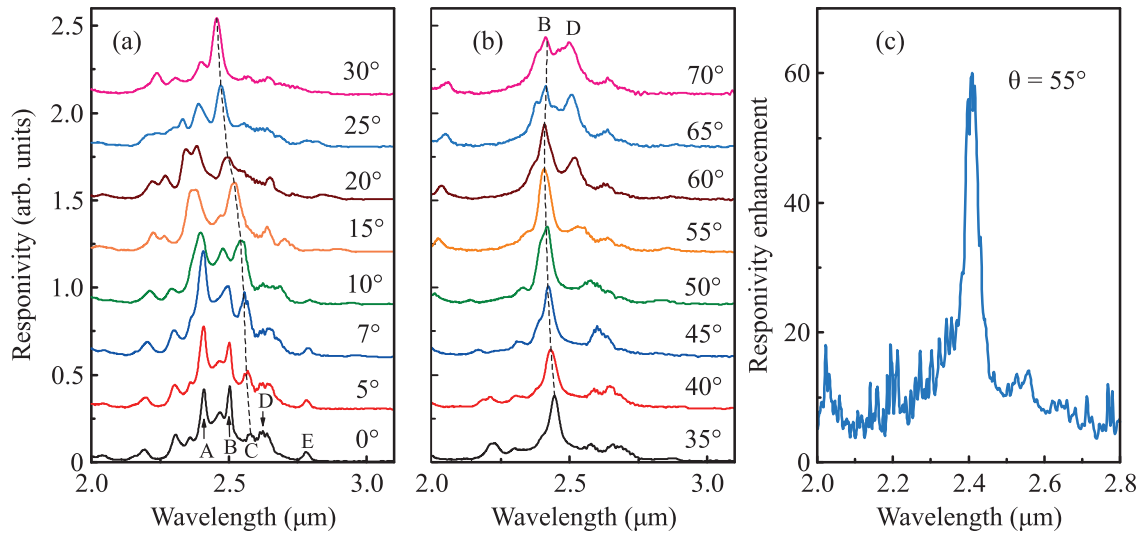


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a), (b) – Спектральные характеристики чувствительности фотодиода, интегрированного с ФК, при углах падения света  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $30^\circ$  (a) и от  $35^\circ$  до  $70^\circ$  (b). Угол  $\theta$  отсчитывается от нормали к поверхности образца. Для удобства восприятия спектры сдвинуты по вертикали на 0.3 единицы. (c) – Спектральная характеристика фактора усиления фототока  $K$  для  $\theta = 55^\circ$

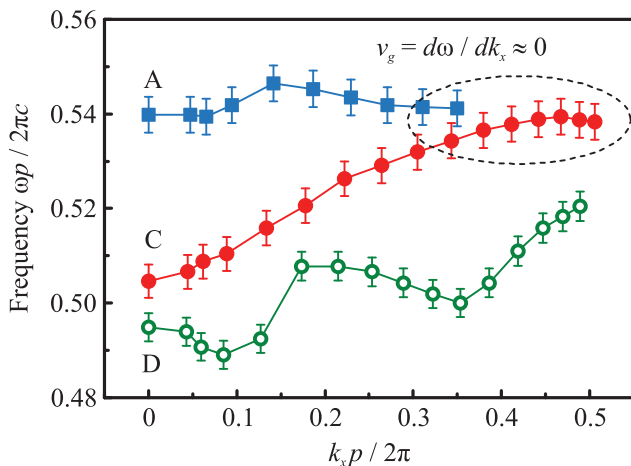


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости нормированной частоты оптических резонансов в фотодиоде с КТ Ge/Si, сопряженного с ФК, от компоненты волнового вектора фотонов в плоскости ФК

ресекающихся соседних взаимодействующих ветвей блоховских волн [24, 30]. Энергия моды С растет с ростом  $k_x$ , приближаясь к ветви А, и вырождается при  $k_x > 0.34(2\pi/p)$  ( $\theta > 40^\circ$ ). В этой области волновых векторов моды А и С вырождаются, групповая скорость фотонов  $v_g$  стремится к нулю и наблюдается многократное (до 60 раз) увеличение фототока относительно фотодиода без ФК (рис. 3с). Этот результат позволяет сделать вывод о том, что максимальное увеличение фототока в гетероструктурах Ge/Si с КТ Ge, встроенными в ФК, является результатом взаимодействия КТ с “медленными” блоховскими модами ФК.

В заключении следует обратить внимание на то, что размещение КТ в наноструктурированных материалах может приводить к формированию и других необычных, например, нелинейных, эффектов [31].

Электронная литография была проведена в Научно-исследовательском центре физического факультета Новосибирского государственного университета.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 19-12-00070-П).

1. А. И. Аржанов, А. О. Севостьянов, К. А. Магарян, К. Р. Каримуллин, А. В. Наумов, Фотоника **15**, 622 (2021).
2. А. И. Аржанов, А. О. Севостьянов, К. А. Магарян, К. Р. Каримуллин, А. В. Наумов, Фотоника **16**, 96 (2022).
3. S. Tong, J. L. Liu, J. Wan, and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **80**, 1189 (2002).
4. A. Alguno, N. Usami, T. Ujihara, K. Fujiwara, G. Sasaki, K. Nakajima, and Y. Shiraki, Appl. Phys. Lett. **83**, 1258 (2003).
5. A. Elfving, G. V. Hansson, and W.-X. Ni, Physica E **16**, 528 (2003).
6. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, Mater. Res. Express **3**, 105032 (2016).
7. K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002).
8. O. G. Schmidt, K. Eberl, and Y. Rau, Phys. Rev. B **62**, 16715 (2000).
9. D. Grützmacher, T. Fromherz, C. Dais, J. Stangl, E. Müller, Y. Ekinici, H. Solak, H. Sigg, R. Lechner,

- E. Wintersberger, S. Birner, V. Holý, and G. Bauer, *Nano Lett.* **7**, 3150 (2007).
10. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, A. A. Bloshkin, A. V. Dvurechenskii, and D. E. Utkin, *J. Appl. Phys.* **128**, 143101 (2020).
  11. А. И. Якимов, А. А. Блошкин, В. В. Кириенко, А. В. Двуреченский, Д. Е. Уткин, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 501 (2021).
  12. J. L. Donnelly, B. C. P. Sturmberg, K. B. Dossou, L. C. Botten, A. A. Asatryan, C. G. Poulton, R. C. McPhedran, and M. de Sterke, *Opt. Express* **22**, A1343 (2014).
  13. Y. Gao, H. Cansizoglu, K. G. Polat, S. Ghandiparsi, A. Kaya, H. H. Mamtaz, A. S. Mayet, Y. Wang, X. Zhang, T. Yamada, E. Ponizovskaya Devine, A. F. Elrefaie, S. Y. Wang, and M. S. Islam, *Nat. Photonics* **11**, 301 (2017).
  14. H. Cansizoglu, C. Bartolo-Perez, Y. Gao, E. Ponizovskaya Devine, S. Ghandiparsi, K. G. Polat, H. H. Mamtaz, T. Yamada, A. F. Elrefaie, S. Y. Wang, and M. S. Islam, *Photonics Res.* **6**, 734 (2018).
  15. S. Ghandiparsi, A. F. Elrefaie, A. S. Mayet, T. Landolsi, C. Bartolo-Perez, H. Cansizoglu, Y. Gao, H. H. Mamtaz, H. R. Golgir, E. Ponizovskaya Devine, T. Yamada, S. Y. Wang, and M. S. Islam, *J. Light. Technol.* **37**, 5748 (2019).
  16. H. Zhou, S. Xu, Y. Lin, Y. C. Huang, B. Son, Q. Chen, X. Guo, K. H. Lee, S. C. K. Gon, X. Gong, and C. S. Tan, *Opt. Express* **28**, 10280 (2020).
  17. H. Cansizoglu, E. Ponizovskaya Devine, Y. Gao, S. Ghandiparsi, T. Yamada, A. F. Elrefaie, S. Y. Wang, and M. S. Islam, *IEEE Trans. Electron Devices* **65**, 372 (2018).
  18. T. Yamada, E. Ponizovskaya Devine, S. Ghandiparsi, C. Bartolo-Perez, A. S. Mayet, H. Cansizoglu, Y. Gao, A. Ahamed, S. Y. Wang, and M. S. Islam, *Nanotechnology* **32**, 365201 (2001).
  19. C. Bartolo-Perez, S. Chandiparsi, A. S. Mayet, H. Cansizoglu, Y. Gao, W. Qarony, A. Ahamed, S. Y. Wang, S. R. Cherry, M. S. Islam, and G. Arino-Estrada, *Opt. Express* **29**, 19024 (2021).
  20. Yu. V. Dvuzhilova, I. S. Dvuzhilov, and M. B. Belonenko, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 1354 (2021).
  21. П. С. Емельянец, Н. И. Пышков, С. Е. Свяховский, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 826 (2023).
  22. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, D. E. Utkin, and A. V. Dvurechenskii, *Nanomaterials* **12**, 2993 (2022).
  23. D. Duché, L. Escoubas, J. J. Simon, P. Torchio, W. Vervisch, and F. Flory, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 193310 (2008).
  24. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: Molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton (2008).
  25. T. Baba, *Nat. Photonics* **2**, 465 (2008).
  26. И. А. Колмычек, И. В. Мальшева, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, А. П. Леонтьев, К. С. Напольский, Т. В. Мурзина, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 727 (2021).
  27. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский, С. А. Гийс, *ФТП* **37**, 1383 (2003).
  28. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 171107 (2018).
  29. K. Zang, X. Jiang, Y. Huo, X. Ding, M. Morea, X. Chen, C. Y. Lu, J. Ma, M. Zhou, Z. Xia, Z. Yu, T. I. Kamins, Q. Zhang, and J. S. Harris, *Nat. Commun.* **8**, 628 (2017).
  30. H. Shigeta, M. Fujita, Y. Tanaka, A. Oskooi, H. Ogawa, Y. Tsuda, and S. Noda, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 161103 (2012).
  31. Ю. М. Серов, А. И. Галимов, А. А. Торопов, *Известия Российской академии наук. Серия физическая* **87**, 885 (2023).