08,16

Усиление поля световой волны в ближнем ИК диапазоне тандемными метаструктурами, объединяющими фотонный кристалл и металлические нанодиски

© А.И. Якимов, А.А. Блошкин

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО А,
Новосибирск, Россия

E-mail: andrewyakimov5@gmail.com

Поступила в Редакцию 27 июля 2026 г.
В окончательной редакции 9 октября 2026 г.
Принята к публикации 16 октября 2026 г.

Предложен новый подход к повышению квантовой эффективности слабо поглощающих фотодетекторов на основе гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками. Основу подхода составляет концепция тандемных структур с гибридными метаповерхностями, объединяющими фотонный кристалл в виде решетки отверстий на поверхности фотодиода и нанодиски Au, размещенные на дне этих отверстий. Вариация глубины отверстий позволяет управлять положением области локализации плазмонного поля относительно активной среды, что принципиально отличает предложенную геометрию от классических плазмонных фотодиодов с поверхностным расположением металлической пленки. Период расположения отверстий фотонного кристалла составлял 400 nm, диаметр отверстий и Au дисков 220 nm, глубина отверстий варьировалась от 75 до 450 nm. Показано, что максимум поля на длинах волн $\sim 2.5\,\mu$m обусловлен возбуждением изолированных локализованных поверхностных плазмонов. Оптический резонанс в области длин волн $1.7\,\mu$m связан с генерацией латеральной моды, распространяющейся в слое с квантовыми точками между нанодисками Au и возникающей в результате взаимодействия изолированных поверхностных плазмонов с модами фотонного кристалла.

Ключевые слова: оптическая телекоммуникация, квантовые точки Ge/Si, локализованные поверхностные плазмоны, волноводные моды, усиление электромагнитного поля.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64098.10324

1. Введение

Кремниевая фотоника является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной науки, нацеленным на интеграцию фотонных устройств передачи и обработки данных в стандартную кремниевую технологическую платформу. Однако фундаментальное ограничение, связанное с прозрачностью кристаллического кремния для фотонов с энергией ниже ширины запрещенной зоны (длины волн более $1\,\mu$m), сужает рабочий спектральный диапазон таких устройств. Перспективным решением данной проблемы выступает использование бездефектных гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками (КТ) германия, которые способны регистрировать оптическое излучение как в ближней, так и в средней инфракрасной (ИК) области спектра [1,2].

Сдерживающим фактором для широкого внедрения таких структур служит относительно слабое оптическое поглощение, обусловленное низкой плотностью состояний в квантово-размерных объектах и разделением электронов и дырок в пространстве. Это ставит перед исследователями фундаментальную задачу поиска методов существенного усиления поглощения в подобных гетеросистемах. В настоящее время одним из наиболее активно развиваемых подходов является интеграция полупроводниковых слоев с метаповерхностями, в частности, с металлическими плазмонными структурами. В зависимости от геометрии метаповерхности, плазмонное усиление может быть связано либо с возбуждением плазмон-поляритонных волн (ППВ) на границе полупроводника с перфорированной металлической пленкой [3–8], либо с генерацией локализованных поверхностных плазмонов (ЛПП) на субволновых наночастицах [9–14]. В первом случае роль плазмонного метаматериала сводится к „развороту“ светового потока вдоль активной среды, что увеличивает эффективную длину оптического пути и, как следствие, поглощение в КТ. Во втором — ключевым фактором выступает локальное усиление электромагнитного поля вблизи металлических наночастиц. Подробный обзор современных плазмонных структур, применяемых в волноводах, модуляторах, фильтрах и резонаторах для телекоммуникационного диапазона, представлен в работе [15].

Очевидным достоинством плазмонных структур является сильная локализация электрического поля вокруг металлической наночастицы на субволновых масштабах. Это обстоятельство позволяет сконцентрировать большую часть световой волны в слабо поглощающем слое с квантовыми точками и значительно увеличить погло-

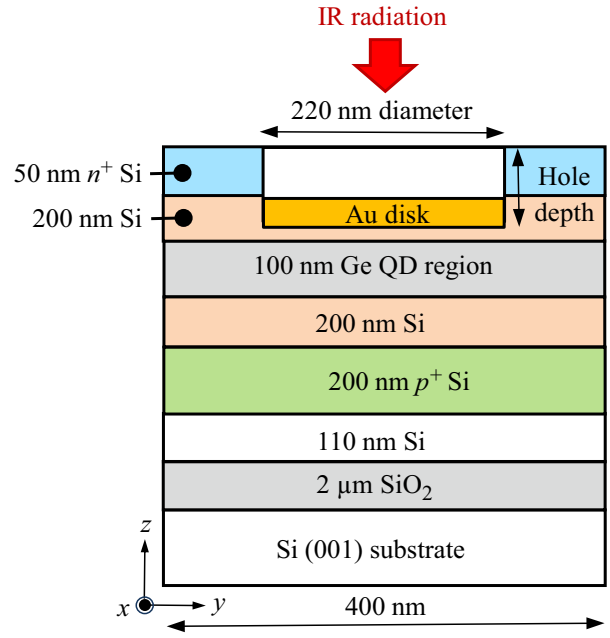


Рис. 1. Схематическое изображение разреза модельной структуры, представляющей собой *pin*-диод с круглым отверстием на его поверхности, на дно которого помещен нанодиск Au. Период расположения отверстий составлял 400 nm, диаметр 220 nm, глубина отверстий варьировалась в диапазоне от $h = 75$ до 450 nm.

щение света. Однако плазмонные системы имеют серьезный недостаток — значительные омические потери при распространении электромагнитной волны, обусловленные поглощением в металле [16]. Этого недостатка лишены диэлектрические волноводы, например, на основе двумерных фотонных кристаллов [17], которые обеспечивают низкие потери и потенциально высокую скорость модуляции. Так в работе Дьякова с соавторами было продемонстрировано гигантское (до 140 раз) усиление фотолюминесценции в системе наностровков Ge/Si, встроенными в фотонный кристалл [18]. Достичь компромисса между низкими потерями и субволновым пространственным связыванием оптических мод можно с привлечением гибридной геометрии, объединяющей плазмонные решетки с диэлектрическими волноводными структурами [16,19–22].

Как правило, полупроводниковые фотодетекторы имеют вертикальную архитектуру и содержат многослойные массивы КТ, а также сильно легированные контактные области. Наиболее распространенным решением для ближнего ИК-диапазона являются *pin*-фотодиоды [22,23]. Толщина таких гетероструктур достигает порядка микрона, при этом плазмонная пленка располагается на поверхности. Глубина же затухания поля ППВ или ЛПП оказывается значительно меньше расстояния до активных слоев с КТ, что обеспечивает лишь незначительное (не более чем 5-кратное) увеличение фототока.

В настоящей работе предлагается альтернативный подход, базирующийся на концепции тандемных структур с гибридными метаповерхностями. В качестве такой метаповерхности выступает фотонный кристалл в виде решетки круглых отверстий, сформированной на поверхности фотодиода, на дно которых осаждены нанодиски Au (рис. 1). Варьирование глубины отверстий позволяет приблизить область локализации поля поверхностного плазмона непосредственно к активной среде с КТ, что должно привести к значительному усилению поглощения в области межзонных оптических переходов. Задачей данной работы является поиск оптимальных геометрических параметров гибридной структуры, обеспечивающих максимальное усиление электромагнитного поля модами ЛПП внутри слоев КТ Ge/Si.

2. Модель

Численное моделирование трехмерного распределения электромагнитного поля в гибридной структуре при оптическом облучении выполнялось в среде Comsol Multiphysics [24]. Детали реализации расчетной схемы подробно описаны в работе [25]. Схематическое изображение модельной структуры, выполненной в конфигурации вертикального *pin*-диода, представлено на рис. 1. Расчетная область представляла собой параллелепипед, горизонтальные размеры которого определялись периодом фотонного кристалла (400 nm), а вертикальная протяженность соответствовала суммарной толщине всех функциональных слоев, учитываемых в модели. В основании структуры располагалась подложка типа „кремний-на-изоляторе“ (КНИ) со скрытым слоем SiO_2 толщиной $2\,\mu$m.

Геометрия фотонно-кристаллической решетки задавалась цилиндрическими отверстиями диаметром 220 nm. На дно каждого отверстия помещались золотые нанодиски толщиной 50 nm, диаметр которых совпадал с диаметром отверстий. Выбор периода решетки и диаметра дисков был обусловлен необходимостью возбуждения поверхностных плазмонных резонансов в телекоммуникационном диапазоне длин волн и базировался на результатах предшествующих исследований [14]. В модели падающая электромагнитная волна имела линейную поляризацию с вектором напряженности электрического поля, ориентированным вдоль оси Y (в плоскости структуры), и распространялась вдоль нормали к поверхности (ось Z).

При проведении расчетов свойства квантовых точек — их форма, размеры и плотность распределения — не учитывались в явном виде. Данное упрощение оправдано двумя обстоятельствами: во-первых, объемная доля КТ в структуре не превышает 1 %, а во-вторых, в рассматриваемом спектральном интервале диэлектрические константы кремния и германия близки друг к

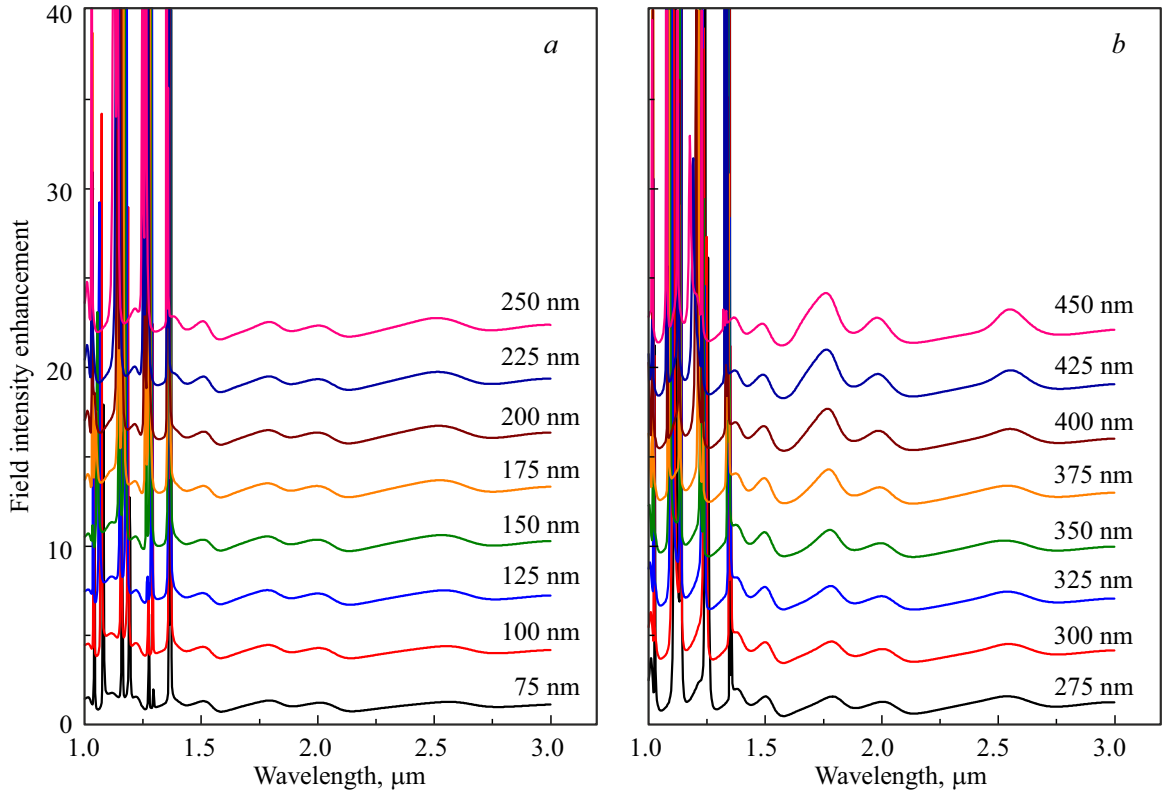


Рис. 2. Спектральные характеристики интегрального фактора усиления интенсивности ближнего поля $\beta(\lambda)$ в слоях с КТ, встроенных в фотонный кристалл, для различной глубины отверстий h. Глубина отверстий варьировалась в диапазоне от 75 до 250 nm (a) и от 275 до 450 nm (b). Спектры сдвинуты по вертикали на 3 единицы.

другу [26]. Это позволяет корректно описывать электродинамический отклик активной области без детализации морфологии нанокластеров.

Вычислительный эксперимент проводился поэтапно, с последовательным усложнением модельной геометрии. На первом этапе рассчитывалось распределение поля в гладкой тестовой структуре, лишенной как отверстий, так и плазмонных наночастиц. Полученное решение служило референтным (базовым) для последующего сравнения. На втором этапе исследовались образцы с решеткой отверстий различной глубины, представляющие собой классический фотонный кристалл без металлического покрытия на дне. На заключительном этапе анализировались гибридные структуры, в которых отверстия фотонного кристалла дополнялись нанодисками Au.

Количественной мерой эффективности плазмонного усиления служил безразмерный фактор β, определяемый как отношение интенсивности ближнего поля в активном слое КТ структуры с метаповерхностью к соответствующей величине для тестового диода:

$$\beta = \frac{\int_{V_{QD}} |\mathbf{E}|^2 dV}{\int_{V_{QD}} |\mathbf{E}_0|^2 dV}, \qquad (1)$$

где $|\mathbf{E}|^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2$, а $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}_0$ — векторы напряженности электрического поля в структурированном и гладком образцах, соответственно. Интегрирование проводилось по объему V_{QD}, занимаемому германиевыми квантовыми точками.

3. Результаты

На рис. 2 представлены спектральные зависимости фактора усиления интенсивности электрического поля β для структур, содержащих только воздушные отверстия различной глубины (без золотых нанодисков). В коротковолновой области спектра ($\lambda < 1.36\,\mu$m) наблюдается группа узких резонансных пиков, соответствующих возбуждению планарных мод фотонного кристалла падающей световой волной [24]. Слабая модуляция функции $\beta(\lambda)$ во всем исследуемом диапазоне длин волн обусловлена интерференционными эффектами типа Фабри–Перо, возникающими при многократном отражении волн от границ раздела сред с различными показателями преломления.

Переход к гибридным структурам, содержащим нанодиски Au на дне отверстий, приводит к существенному изменению спектрального отклика (рис. 3). Наряду с коротковолновыми резонансами фотонно-кристаллической природы, в спектрах $\beta(\lambda)$ появляются дополнительные длинноволновые максимумы, локализованные вблизи $2.46\,\mu$m (пик A) и $1.67\,\mu$m (пик B). Важно отметить,

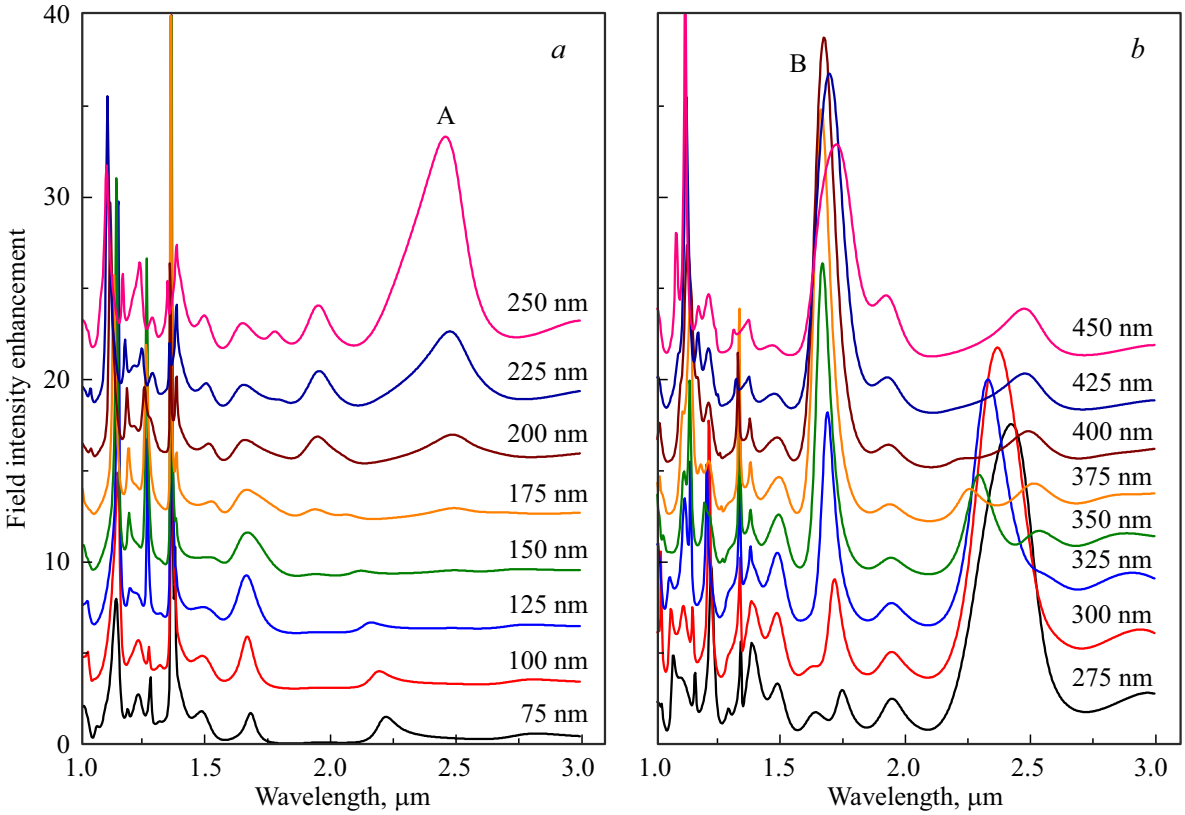


Рис. 3. Спектральные характеристики интегрального фактора усиления интенсивности ближнего поля $\beta(\lambda)$ для гибридных структур с отверстиями различной глубины и золотыми нанодисками на их дне для различной глубины отверстий h. Глубина отверстий варьировалась в диапазоне от 75 до 250 nm (a) и от 275 до 450 nm (b). Спектры сдвинуты по вертикали на 3 единицы.

что данный спектральный интервал совпадает с рабочим диапазоном оптоволоконных систем нового поколения — с полой сердцевиной и тулиевыми усилителями [27–29]. Характерная ширина пиков A и B значительно превосходит ширину коротковолновых резонансов фотонного кристалла, что, по-видимому, связано с диссипативными потерями в металле и служит косвенным подтверждением их плазмонной природы.

Ключевым результатом является выраженная зависимость интенсивности этих пиков от глубины отверстий h, то есть от положения плазмонной наночастицы относительно активного слоя с КТ. Пик A доминирует в диапазоне глубин 250–325 nm, тогда как пик B достигает максимальной амплитуды при $h = 350$–425 nm. Таким образом, варьирование глубины отверстий выступает эффективным инструментом селективной настройки резонансного усиления.

Для идентификации природы оптических резонансов был проведен детальный анализ пространственного распределения компонент электрического поля. На рис. 4 представлены цветовые карты распределения вертикальной ($|E_z|$) и параллельной плоскости структуры ($|E_y|$) компонент для пиков A ($h = 275$ nm, $\lambda = 2.42\,\mu$m) и B ($h = 400$ nm, $\lambda = 1.67\,\mu$m). Анализ показал, что в обоих случаях компонента $|E_x|$ равна нулю. Все изображения построены в сечениях $x-z$ и $y-z$, проходящих через центр золотого диска, при параметрах, соответствующих максимумам резонансов.

Для обоих пиков регистрируется появление вертикальной компоненты поля, отсутствующей в падающей волне, что является прямым следствием индуцирования поверхностного заряда в Au [16]. Однако топология поля существенно различается. В случае резонанса A компоненты $|E_z|$ и $|E_y|$ локализованы в непосредственной близости от края золотого диска и экспоненциально затухают при удалении от гетерограницы Au–полупроводник. Совокупность этих признаков — появление $|E_z|$ и сильная локализация поля на субволновых масштабах — однозначно свидетельствует в пользу изолированного дипольного локализованного плазмонного резонанса как механизма, ответственного за пик A.

Картина распределения поля для пика B имеет принципиально иной характер. Компонента $|E_y|$ не привязана к границе металлической частицы, а распространяется вдоль направления x в виде поперечной волны. При этом ширина пика B заметно уже, чем у пика A (рис. 3). Аналогичные латеральные моды ранее наблюдались в волноводных структурах с решетками отверстий в пленках Al [30] и были идентифицированы как гибридные TE_0-моды планарного волновода, представляющие собой

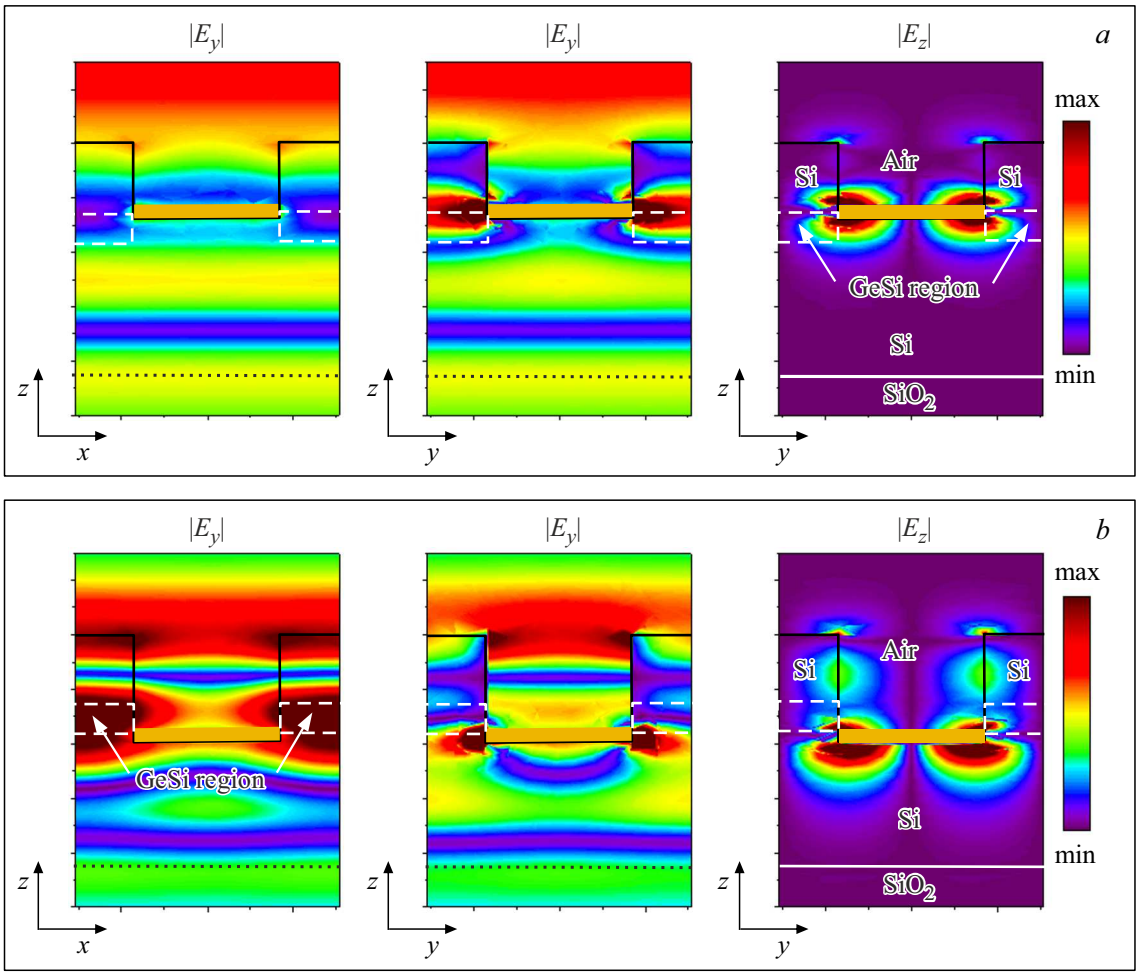


Рис. 4. Пространственное распределение компонент электрического поля $|E_y|$ и $|E_z|$ в плоскостях $x-z$ и $y-z$, проходящих через центр золотого диска для резонансов A ($h = 275$ nm, $\lambda = 2.42\,\mu$m) (a) и B ($h = 400$ nm, $\lambda = 1.67\,\mu$m) (b). Цветовая шкала одинакова для всех панелей. Свет линейно поляризован вдоль оси y и падает по нормали к поверхности структуры. Желтый прямоугольник показывает положение Au диска. Белые штриховые линии ограничивают активную область, содержащую Ge КТ.

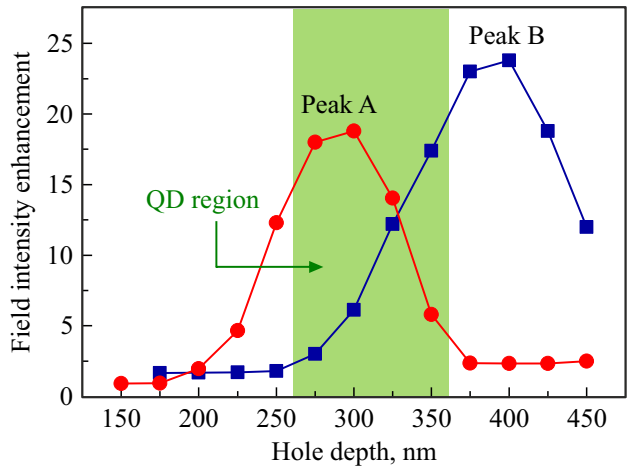


Рис. 5. Фактор усиления интенсивности ближнего поля β на длине волны $\lambda = 2.42\,\mu$m (пик A) и $1.67\,\mu$m (пик B) как функция глубины отверстий h. Заштрихованная (зеленая) область заполнена квантовыми точками.

суперпозицию плазмонной и диэлектрической волноводной мод. Именно гибридная природа резонанса B объясняет его меньшую спектральную ширину по сравнению с „чистым“ плазмонным пиком A.

Для достижения максимального усиления поля в фотоактивной области необходимо, чтобы максимум интенсивности оптической моды был пространственно совмещен со слоем КТ. Однако углубление отверстий, приближая нанодиски к активной области, одновременно уменьшает объем полупроводника, участвующего в поглощении. На рис. 5 приведена зависимость фактора усиления β (амплитуды пиков A и B) от глубины отверстий, позволяющая определить оптимальные условия. Установлено, что для изолированного ЛПП-резонанса (пик A) максимальное усиление (~ 19 раз) достигается при расположении золотых дисков в центре слоя КТ. Для гибридной моды (пик B) максимальный эффект оказывается еще более значительным (~ 24 раза) и реализуется при смещении нанодисков Au ниже слоя КТ.

4. Заключение

Методами численного электродинамического моделирования исследовано пространственное распределение поля в тандемных структурах, объединяющих фотонный кристалл в виде решетки отверстий на поверхности фотодиода и нанодиски Au, размещенные на дне этих отверстий. В телекоммуникационном диапазоне длин волн обнаружено многократное (вплоть до 24 раза) усиление интенсивности ближнего поля оптической волны в слое квантовых точек по сравнению с референтными фотодиодами без метаповерхности. Показано, что оптический резонанс вблизи $2.5\,\mu$m обусловлен возбуждением изолированных локализованных поверхностных плазмонов, тогда как резонанс в области $1.7\,\mu$m имеет гибридную природу и связан с формированием латеральной волноводной моды.

Установлены критерии пространственного согласования резонансных мод с активной областью: максимальное усиление для ЛПП-механизма ($\sim$ 19 раз) достигается при центральном расположении нанодисков внутри слоя КТ, тогда как для гибридного механизма оптимальный коэффициент усиления ($\sim$ 24 раза) реализуется при размещении нанодисков ниже слоя КТ. Полученные результаты открывают путь к созданию высокочувствительных ИК-фотодетекторов, совместимых с кремниевой технологией, и предоставляют практические рекомендации по оптимизации их геометрических параметров.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] K.L. Wang. Proc. IEEE **95**, 1866 (2007).
[2] A.V. Dvurechenskii, A.I. Yakimov. In Advances in semiconductor nanostructures / ed. by A.V. Latyshev, A.V. Dvurechenskii, A.L. Aseev. Elsevier, Amsterdam (2017), p. 59.
[3] S. Law, V. Podolskiy, D. Wasserman. Nanohotonics **2**, 103 (2013).
[4] S.C. Lee, S. Krishna, S.R.J. Brueck. Opt. Express **17**, 23160 (2009).
[5] C.-C. Chang, Y. D. Sharma, Y.-S. Kim, J. A. Bur, R.V. Shenoi, S. Krishna, D. Huang, S.-Y. Lin. Nano Lett. **10**, 1704 (2010).
[6] R. Liu, P. Vasinajindakaw, G. Gu, J. Vaillancourt, X. Lu. J. Appl. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 015102 (2013).
[7] H. Liu, Y. Kang, T. Meng, C. Tian, G. Wei. Nanoscale Res. Lett. **15**, 98 (2020).
[8] A. Yakimov, V. Kirienko, A. Bloshkin, A. Dvurechenskii, D. Utkin. J. Appl. Phys. D: Appl. Phys. **53**, 335105 (2020).
[9] W. Wu, A. Bonakdar, H. Mohseni. Appl. Phys. Lett. **96**, 161107 (2010).
[10] G. Gu, J. Vaillancourt, X. Lu. Opt. Express **22**, 24970 (2014).
[11] Y. Wu, J. Niu, M. Danesh, J. Liu, Y. Chen, L. Ke, C. Qui, H. Yang. Appl. Phys. Lett. **109**, 041106 (2016).
[12] M. Auger-Berger, V. Tretnak, F.-P. Wenzl, J.R. Krenn, E. List-Kratochvil. Appl. Phys. Lett. **111**, 173301 (2017).
[13] X. Tang, G.F. Wu, K.W. Lai. J. Mater. Chem. C **5**, 362 (2017).
[14] A. Yakimov, V. Kirienko, A. Bloshkin, A. Dvurechenskii, D. Utkin. J. Appl. Phys. **128**, 143101 (2020).
[15] W.O.F. Carvalho, J.R. Mejia-Salazar. Sensors **20**, 2488 (2020).
[16] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen. Nature **424**, 824 (2003).
[17] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic crystals: Molding the flow of light* (Princeton University Press, Princeton, 2008).
[18] S.A. Dyakov, M.V. Stepikhova, A.A. Bogdanov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, Z.F. Krasilnik, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius. Laser Photonics Rev. **15**, 2000242 (2021).
[19] H. Saito, H. Kurata. J. Appl. Phys. **117**, 133107 (2015).
[20] B. Zhang, Y. Bian, L. Ren, F. Guo, S.-Y. Tang, Z. Mao, X. Liu, J. Sun, J. Gong, X. Guo, T. J. Huang. Sci. Rep. **7**, 40479 (2017).
[21] A. Messner, D. Moor, D. Chelladurai, R. Svoboda, J. Smajic, J. Leuthold. APL Photon. **8**, 100901 (2023).
[22] A. Yakimov, V. Kirienko, A. Bloshkin, D. Utkin, A. Dvurechenskii. Phys. Status Solidi A, **222**, 202500606 (2025).
[23] A. Yakimov, V. Kirienko, A. Bloshkin, D. Utkin, A. Dvurechenskii. Nanomaterials **11**, 2302 (2021).
[24] Comsol Multiphysics software. http://comsol.com
[25] А.А. Блошкин, А.И. Якимов. ФТП **59**, 235 (2025).
[26] H.H. Li. J. Phys. Chem. Ref. Data **9**, 561 (1980).
[27] H. Zhang, N. Kavanagh, Z. Li, J. Zhao, N. Ye, Y. Chen, N. Wheeler, J.Wooler, J. Hayes, S. Sandoghchi. Opt. Express **23**, 4946 (2015).
[28] Z. Li, A. Heidt, J. Daniel, Y. Jung, S. Alam, D.J. Richardson. Opt. Express **21**, 9289 (2013).
[29] D.J. Richardson. Science **330**, 327 (2010).
[30] А.И. Якимов, В.В. Кириенко, А.А. Блошкин, А.В. Двуреченский, Д.Е. Уткин. ФТП **58**, 386 (2024).

Редактор А.Н. Смирнов