

# Усиление фототока в кремниевых фотодиодах с квантовыми точками Ge гибридными плазмонными и диэлектрическими модами планарного волновода

© А.И. Якимов<sup>1</sup>, В.В. Кириенко<sup>1</sup>, А.А. Блошкин<sup>1,2</sup>, А.В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, Д.Е. Уткин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского, отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: andrewyakimov5@gmail.com

Поступила в Редакцию 2 августа 2024 г.

В окончательной редакции 27 августа 2024 г.

Принята к публикации 3 сентября 2024 г.

Исследованы спектральные характеристики фототока в вертикальных Ge/Si-фотодиодах с квантовыми точками Ge, встроенными в планарный волновод и сопряженными с плазмонной структурой на поверхности фотодиода. Двумерная регулярная решетка круглых отверстий в алюминиевой пленке выступала в качестве плазмонной метаповерхности, позволяющей преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностные плазмонные моды на границе Al-Si. Диаметр отверстий — 300 нм, период — 600 нм. В области длин волн  $\sim 2$  мкм обнаружена серия оптических резонансов, приводящих к многократному усилению фототока по сравнению с образцами без перфорированной пленки Al. Установлено, что максимальное усиление фототока (до 8 раз) обеспечивается гибридными волнами, представляющими собой суперпозицию плазмонной и диэлектрической волноводных мод.

**Ключевые слова:** оптическая телекоммуникация, квантовые точки Ge/Si, поверхностные плазмонные волны, волноводные моды.

DOI: 10.61011/FTP.2024.07.59183.6952

## 1. Введение

Расширение спектрального диапазона оптических элементов на основе кремния вплоть до длин волн  $\sim 8$  мкм становится возможным благодаря использованию бездефектных гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge, способных регистрировать оптическое излучение как в ближнем, так и в среднем инфракрасном (ИК) диапазонах [1,2]. Являясь легко интегрируемыми в различные метаматериалы, КТ Ge позволяют перейти к конструированию нового поколения устройств интегральной кремниевой фотоники, в рамках которого рабочий диапазон длин волн контролируется размерами и конструкцией метаматериала. Проблема, ограничивающая широкое применение КТ Ge/Si, заключается в малом коэффициенте поглощения света квантовыми точками. В связи с этим возникает круг фундаментальных задач, связанных с поиском физических механизмов, обеспечивающих значительное усиление оптического поглощения и фототока в гетероструктурах с КТ.

Наиболее простым и распространенным подходом, позволяющим добиться увеличения поглощения оптического излучения в тонких слабо поглощающих полупроводниковых слоях, является использование волноводных структур [3–5]. Так, например, если слои с квантовыми точками разместить на подложке кремний-на-изоляторе (КНИ), то из-за различия показателей преломления Si и SiO<sub>2</sub> поле световой волны окажется зажатым между

захороненным слоем окисла и поверхностью гетероструктуры с максимальной напряженностью в области квантовых точек. Усиление фототока в структурах КНИ является результатом вертикальных резонансов типа Фабри-Перо, обусловленных интерференцией волн, отраженных от границ раздела воздух/Si и Si/SiO<sub>2</sub>. Однако величина фактора усиления невелика и редко превышает 100% из-за больших потерь на границах.

Увеличить коэффициент поглощения в тонком полупроводниковом слое можно путем интеграции диэлектрических волноводов с различным типом метаструктур, в частности с металлическими плазмонными метаповерхностями [6–11]. В последнее десятилетие плазмоника превратилась в мощную отрасль науки, позволившую получить прорывные результаты в области биосенсорики и молекулярной спектроскопии, создания сверхплотных элементов памяти, повышения эффективности оптоэлектронных приборов, таких как солнечные элементы, источники излучения, полупроводниковые лазеры и фотодетекторы [12–15]. Для перфорированных тонких металлических пленок с субволновыми периодическими отверстиями на поверхности гетероструктур с КТ Ge/Si и InGaAs было обнаружено многократное (до 40 раз) увеличение фототока в окнах среднего спектрального ИК диапазона 3–5 мкм [20–22] и 8–14 мкм [23–25]. Дальнейший теоретический анализ показал [26], что следует ожидать проявления плазмонных эффектов и в ближней ИК области спектра, так как в этом диапазоне

длин волн реальная часть диэлектрической функции большинства металлов отрицательна. Однако до недавнего времени создать реальные плазмонные структуры, интегрированные с перфорированными металлическими пленками для ближнего ИК диапазона (в области оптической телекоммуникации) не удавалось, так как это требует отверстий с периодом расположения и диаметром нанометрового масштаба.

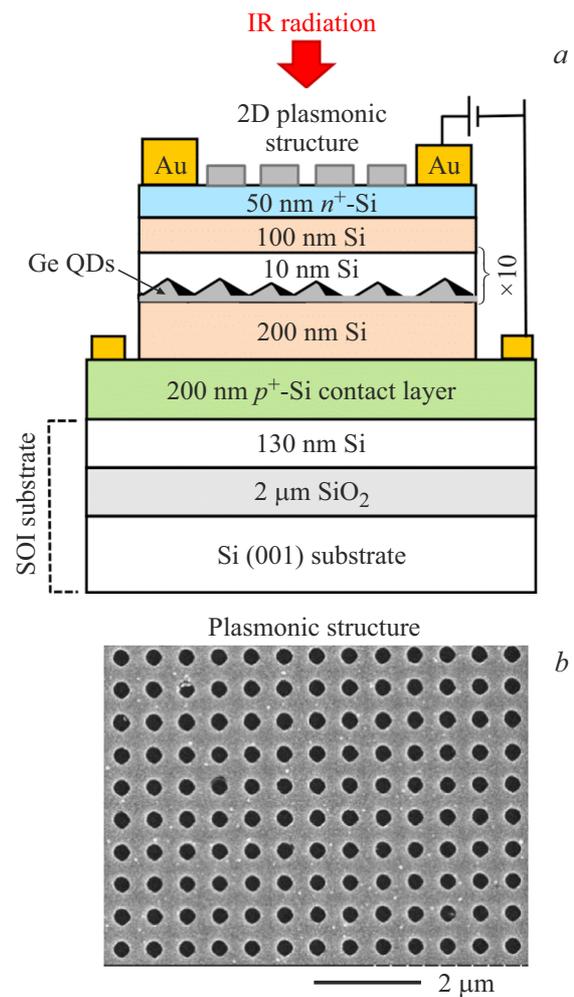
В настоящей работе исследованы оптические резонансы в ближней ИК области в гибридных Ge/Si *pin*-фотодиодах (ФД) с квантовыми точками Ge, выращенными на подложках КНИ и сопряженными с плазмонной решеткой нанодоверстий в пленке Al на поверхности гетероструктуры. Диаметр отверстий составлял 300 нм, период решетки — 600 нм. Обнаружены два типа планарных волноводных мод, возбуждаемых световым излучением на разных длинах волн. Первый тип соответствует плазмон-поляритонным волнам, распространяющимся вдоль границы Al-Si. Второй тип носит гибридный характер и представляет собой суперпозицию плазмонной и диэлектрической волноводных мод. Именно гибридные моды обеспечивают максимальный рост поглощения оптического излучения в слоях КТ.

## 2. Методика эксперимента

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках КНИ и представляли собой вертикальные *pin*-ФД диаметром 700 мкм (рис. 1, *a*). Подробное описание электронной структуры КТ Ge/Si и условий роста, таких как температура и скорость осаждения материалов, было представлено ранее в работе [27]. Для синтеза массивов КТ Ge использовалось явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим рассогласованием параметров решетки. Плотность, размеры и элементный состав КТ можно найти в работе [28].

Далее на поверхности ФД изготавливалась металлическая плазмонная структура путем нанесения пленки Al толщиной 50 нм и формирования в ней квадратной решетки из круглых отверстий с использованием электронной литографии (рис. 1, *b*). Диаметр отверстий  $d = 300$  нм, период решетки  $p = 600$  нм. Поверхностная доля, занимаемая отверстиями в пленке Al, составляла 19.6%. Для выявления оптических резонансов, связанных с плазмонными эффектами, были изготовлены аналогичные *pin*-ФД Ge/Si с КТ Ge на КНИ. Их отличие от плазмонных фотодетекторов заключалось лишь в отсутствии перфорированной алюминиевой пленки на поверхности. Чтобы определить влияние квантовых точек Ge на спектры фототока, был изготовлен эталонный фотодиод Si без Ge и наноструктурированной пленки Al в условиях, аналогичных описанным выше.

Измерения фотоотклика проводились при комнатной температуре с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker

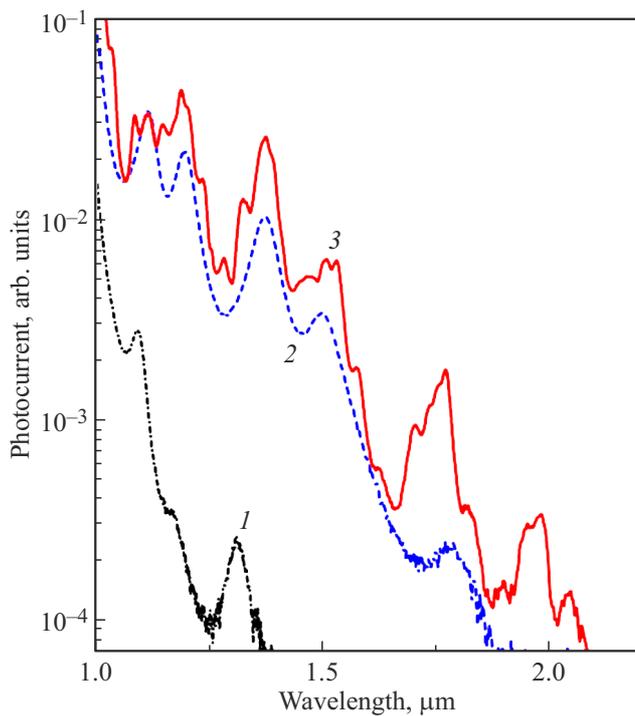


**Рис. 1.** Разрез вертикального *pin*-ФД с КТ Ge в матрице Si на подложке КНИ, сопряженного с 2D плазмонной решеткой субволновых отверстий в пленке Al (*a*). Изображение перфорированной пленки Al на поверхности фотодиода, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии (*b*). Диаметр отверстий — 300 нм, период решетки — 600 нм.

Vertex-70 с разрешением  $10 \text{ см}^{-1}$ . Засветка фотодиодов осуществлялась со стороны плазмонной решетки по нормали к поверхности образцов вдоль направления  $z$ . Свет был линейно поляризован, вектор электрического поля в падающей электромагнитной волне направлен вдоль оси  $x$  в плоскости гетероструктуры.

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектральные характеристики токовой чувствительности трех образцов, выращенных на подложке КНИ. Первый образец не содержит ни слоев КТ Ge, ни поверхностной плазмонной структуры (кривая 1). Второй представляет собой ФД Ge/Si с квантовыми точками Ge, но без перфорированной пленки Al (кривая 2). Отличие третьего детектора от второго



**Рис. 2.** Спектры фототока тестового *pin*-ФД без КТ Ge и без поверхностной плазмонной структуры (1), контрольного диода без плазмонной пленки Al, но содержащего 10 слоев КТ Ge (2), и гибридного ФД Ge/Si с КТ Ge, на поверхности которого размещена перфорированная пленка Al (3). Измерения были выполнены при комнатной температуре при напряжении обратного смещения 2 В.

заключается в наличии 2D плазмонной метаструктуры на поверхности детектора (кривая 3). На спектрах всех трех образцов наблюдаются широкие резонансы фототока, вызванные интерференцией волн, отраженных от границ раздела воздух/Si и Si/SiO<sub>2</sub>. Их спектральное положение на шкале длин волн определяется толщиной слоя кремния, расположенного между воздухом и захороненным SiO<sub>2</sub>. Она одинакова для тестового фотодиода, контрольного диода без плазмонной пленки Al, но содержащего 10 слоев КТ Ge (кривая 2), и гибридного фотодиода Ge/Si с квантовыми точками Ge, на поверхности которого размещена перфорированная пленка Al (кривая 3). Поэтому места расположения именно этих резонансов близки для всех образцов. Длинноволновый край чувствительности эталонного кремниевого ФД составляет ~1.3 мкм. Отклик ФД с КТ Ge охватывает более широкую спектральную область вплоть до 1.9 мкм и обусловлен межзонными переходами между электронными состояниями в зоне проводимости и дырочными состояниями внутри КТ Ge.

Имплементация плазмонной решетки на поверхности Ge/Si-фотодиода позволяет многократно увеличить чувствительность детектора и сдвинуть ее длинноволновую границу до 2.1 мкм. Наиболее сильно рост фототока наблюдается в длинноволновой части спектра — в области

длин волн 1.7–2.1 мкм. Это обстоятельство представляется исключительно важным, так как именно в этом коммуникационном окне функционирует новое поколение волоконной оптики с поллой сердцевиной и оптоволоконные усилители, легированные тулием [29–31]. Для того чтобы выделить дополнительные резонансы, связанные с плазмонной решеткой, на фоне резонансов Фабри-Перо, обычно анализируется фактор усиления фототока  $K$ , определяемый как отношение спектральных характеристик фототока ФД с плазмонной структурой и без нее (рис. 3). Именно этот прием позволяет выявить вклад плазмонной структуры в спектральный состав фототока.

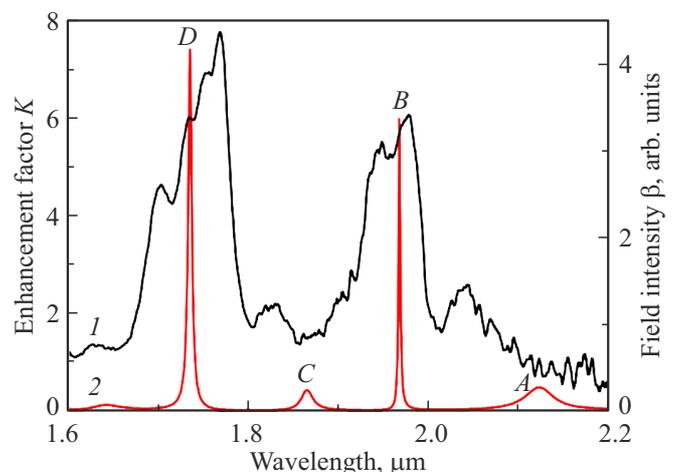
Закон дисперсии поверхностных плазмонов на границе раздела металл-диэлектрик задается выражением [32]

$$k_{SP} = \frac{\omega_{SP}}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1)$$

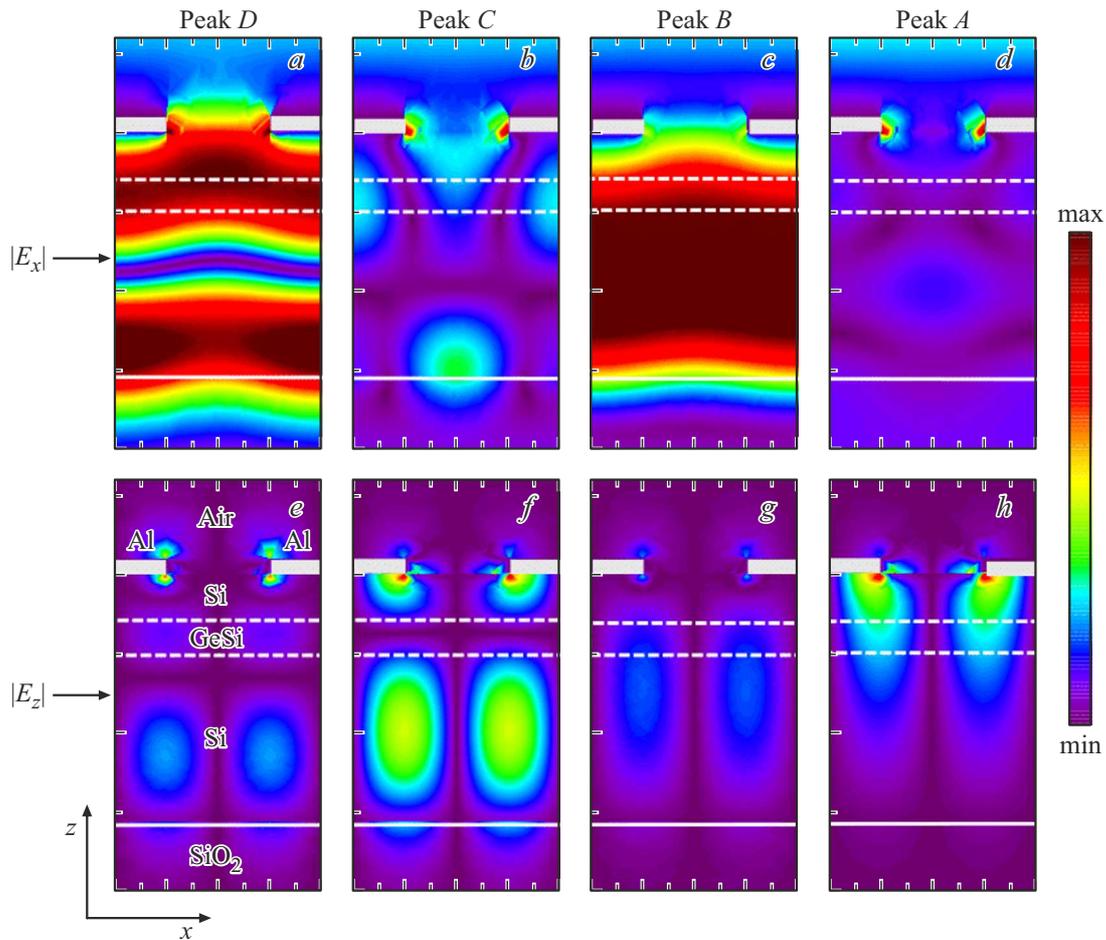
где  $k_{SP}$  — волновой вектор поверхностной плазмонной волны,  $\omega_{SP}$  — ее частота,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_d$  — диэлектрические функции металла и диэлектрика. Скорость поверхностной плазмонной волны в этом случае определяется как

$$s = c \sqrt{\frac{\epsilon_m + \epsilon_d}{\epsilon_m \epsilon_d}} \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_d}}. \quad (2)$$

В области длин волн света ~2 мкм, которые использованы в эксперименте, диэлектрическая функция кремния составляет величину ~12. Диэлектрическая функция алюминия меняется от  $-88.100 + i \cdot 27.27$  на длине волны 1 мкм до  $-623.29 + i \cdot 170.38$  на длине волны 2.5 мкм [33]. Во всем этом диапазоне диэлектрическая функция металла много больше диэлектрической функции диэлектрика, поэтому в первом приближении скорость поверхностной плазмонной волны



**Рис. 3.** Спектральные характеристики экспериментального фактора усиления фототока (1) и расчетной интегральной интенсивности ближнего поля в слоях КТ (2), сопряженных с плазмонной решеткой.



**Рис. 4.** Пространственное распределение компонент электрического поля  $|E_x|$  (a – d) и  $|E_z|$  (e – h) в плоскости  $x - z$ , проходящей через центр отверстия в пленке Al, на различных длинах волн, соответствующих резонансам A, B, C и D на рис. 3. Цветовая шкала одинакова для всех панелей. Свет линейно поляризован вдоль оси  $x$  и падает по нормали к поверхности структуры. Поперечное сечение перфорированной пленки Al показано серыми прямоугольниками. Пунктирными линиями обозначена область, занимаемая КТ Ge. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

можно считать в 3.5 раза меньше скорости света. Для возбуждения плазмона полем электромагнитной волны должны выполняться соотношения  $k_{\parallel} = k_{SP}$  и  $\omega = \omega_{SP}$ , где  $k_{\parallel}$ ,  $\omega$  — компонента волнового вектора света, параллельная границе раздела металл-диэлектрик, и частота падающей электромагнитной волны. Исходя из выражения (1), оба эти условия не могут выполняться в случае плоской границы раздела металла и диэлектрика. Для возбуждения поверхностных плазмонных волн применяют различные методы, такие, например, как метод дифракционной решетки, при котором волновой вектор падающей электромагнитной волны преобразуется в набор векторов  $k_{\parallel} \rightarrow k_{\parallel} \pm G$ , где  $G = \frac{2\pi m}{p} e_x + \frac{2\pi n}{p} e_y$ ,  $m, n$  — произвольные целые числа,  $p$  — период поверхностной дифракционной решетки, а  $e_x$  и  $e_y$  — орты, ориентированные вдоль главных осей квадратной решетки. Для нормального падения света  $k_{\parallel} = 0$  и

$$|k_{SP}| = |G|. \tag{3}$$

Комбинируя выражения (1) и (3), получаем следующее выражение для длин света, на которых возможны плазмонные резонансы:

$$\lambda_{mn} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + n^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}. \tag{4}$$

Взяв частотно-зависимые диэлектрические функции  $\epsilon_d, \epsilon_m$  из работы [33], для периода решетки  $p = 600$  нм получаем, что ожидаемая длина волны составляет  $\lambda_{01} = 2.05$  мкм для фундаментальной плазмонной моды и  $\lambda_{11} = 1.44$  мкм для плазмонной моды следующего порядка.

На рис. 3 показан фактор усиления фототока плазмонной решеткой  $K$  в диапазоне длин волн 1.6–2.2 мкм (кривая 1). Наблюдаются два интенсивных резонанса на длинах волн 1.77 и 1.98 мкм с восьми- и шестикратным увеличением фототока относительно ФД без плазмонной структуры соответственно. Кроме этих линий присутствуют более слабые максимумы на длинах волн 1.83

и 2.05 мкм с  $K \approx 2.2-2.6$ . Отметим, что длина волны 2.05 мкм совпадает с  $\lambda_{01}$  для плазмон-поляритонного резонанса.

Для того чтобы прояснить характер электромагнитных возбуждений, приводящих к резонансному росту фототока, нами были изучены электрические поля, возникающие при облучении плазмонного детектора светом. Моделирование трехмерного распределения электромагнитного поля осуществлялось в программном пакете Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Детально метод вычислений описан, например, в работе [26]. Спектральная характеристика интегральной интенсивности ближнего поля  $\beta(\lambda)$  для линейной поляризации света приведена на рис. 3 (кривая 2). Интегрирование идет по объему, в котором расположены слои с квантовыми точками. В области 1.7–2.1 мкм на кривой  $\beta(\lambda)$  наблюдаются четыре резонанса, обозначенные буквами *A, B, C, D*. В целом согласие расчетного положения пиков ближнего поля и экспериментального положения максимумов усиления фототока, а также их относительной интенсивности можно считать хорошим. Экспериментальные резонансы фототока значительно шире теоретических пиков интенсивности ближнего поля. По-видимому, это связано с неоднородным распределением размеров и формы отверстий, а также периода их расположений в реальной решетке.

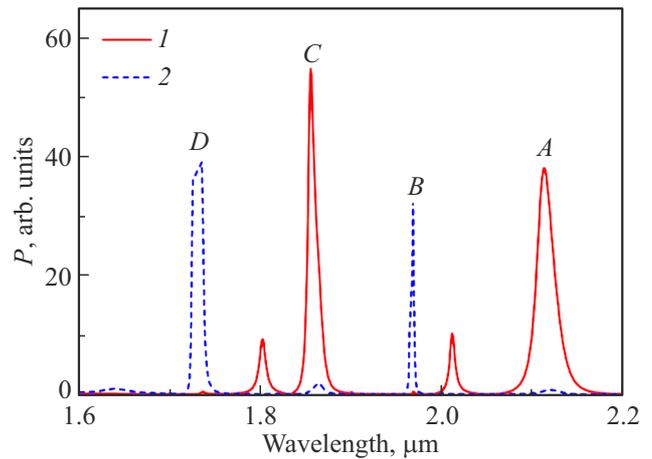
Пространственные распределения вертикальной  $|E_z|$  компоненты электрического поля и компоненты  $|E_x|$ , параллельной плоскости структуры, представлены на рис. 4. Изображения построены в сечении  $x-z$ , проходящем через центр отверстия в пленке Al. Выбранные длины волн соответствуют резонансам *A, B, C* и *D*. Детальный анализ показал, что для всех четырех резонансов компонента электрического поля  $|E_y| = 0$ .

На рис. 5 показано преимущественное направление распространения различных мод. Здесь приведены спектральные характеристики мощности электромагнитной волны, проникающей через границу элементарной ячейки в направлениях  $x$  (кривая 1) или  $y$  (кривая 2). Величина мощности  $P$  рассчитывалась как

$$P = \int_A \vec{S} d\vec{A}, \quad (5)$$

где  $\vec{S}$  — вектор Пойтинга для электромагнитной волны,  $A$  — площадь боковой грани элементарной ячейки расчетной области. Интегрирование велось по площади, занятой слоем кремния между слоем SiO<sub>2</sub> и перфорированной пленкой алюминия.

Для длинноволновой моды *A* наблюдается характерное для поверхностной плазмонной волны распределение [26] — сильное связывание электрического поля в Si вблизи границы с металлом на масштабах, много меньших длины волны, и экспоненциальное затухание по мере увеличения расстояния от этой границы (рис. 4). Кроме того, появляется вертикальная компонента поля  $E_z$ , направленная перпендикулярно поверхности,



**Рис. 5.** Спектральные характеристики мощности электромагнитной волны, проникающей через границу элементарной ячейки в направлениях  $x$  (1) или  $y$  (2), рассчитанные по формуле (5).

вследствие генерации поверхностного заряда в Al [34]. Компонента  $|E_z|$  много больше  $|E_x|$ . Именно она проникает в слой с КТ, обеспечивая рост поглощения квантовыми точками Ge. Мода *A* распространяется вдоль направления  $x$ , являясь продольно-поперечной волной (рис. 5). Эти обстоятельства позволяют сделать вывод о том, что резонанс *A* возбуждается поверхностной плазмон-поляритонной волной на границе Al-Si.

Для мод *B* и *D* доминирующей является компонента поля  $|E_x|$  в плоскости гетероструктуры (рис. 4). Для пика *B* она локализована в центре волноводного слоя. Для пика *D* компонента  $|E_x|$  имеет узел в этой области в направлении  $z$ . Наблюдаются локальные максимумы поля вблизи края отверстия в пленке Al, что говорит о формировании гибридных волн, представляющих собой суперпозицию плазмонной и диэлектрической волноводных мод. Распространяются волны *B* и *D* вдоль направления  $y$  (рис. 5), что позволяет их отнести к  $TE_0$  и  $TE_1$  гибридным модам планарного волновода. Именно генерация этих мод приводит к максимальному фактору усиления фототока на рис. 3.

Мода *C* также имеет компоненты поля, сосредоточенные в волноводном слое и вблизи границы с металлом. На этой длине волны максимальную величину имеет вертикальная компонента электрического поля. Вектор Пойтинга направлен преимущественно вдоль оси  $y$ , что характерно для ТМ волноводной моды. Электрическое поле сосредоточено вне области с квантовыми точками (рис. 4), и поэтому эффект роста поглощения в КТ невелик.

## 4. Заключение

В заключение необходимо отметить, что фотоотклик в районе 2 мкм в гетероструктурах на основе полупро-

водников IV группы наблюдался ранее в сверхрешетках GeSn/Ge [35,36]. Недостатком этих фотодиодов является слабая совместимость с современной кремниевой КМОП-технологией. В нашей работе для калибровки абсолютной величины спектральной чувствительности фотодиодов использовалось облучение структур серий светодиодов на основе InGaAsP (Roithner Laser Technik) с набором различных длин волн. Шумовые характеристики регистрировались с помощью анализатора шумов SR770 [28]. На длине волны 1.98 мкм при напряжении обратного смещения 1 В токовая чувствительность и обнаружительная способность образца с плазмонной решеткой составили при комнатной температуре 1 мА/Вт и  $10^8$  см·Гц<sup>1/2</sup>/Вт соответственно, что близко к значениям ( $\sim 3$  мА/Вт и  $\sim 3 \cdot 10^8$  см·Гц<sup>1/2</sup>/Вт), полученным в работах [35,36]. Дальнейшая оптимизация параметров плазмонной решетки и диэлектрического волновода позволит улучшить детекторные характеристики кремниевых гетероструктур с квантовыми точками.

Таким образом, в работе проведены экспериментальные и теоретические исследования процессов усиления фототока и электромагнитного поля в кремниевых *pin*-фотодиодах с квантовыми точками Ge, встроенными в волноводные структуры кремний-на-изоляторе и интегрированные с плазмонной решеткой на поверхности фотодиодов. В качестве плазмонной решетки выступала перфорированная пленка Al с регулярным расположением субволновых отверстий. Диаметр отверстий  $\sim 300$  нм, период решетки  $\sim 600$  нм. Поверхностная доля, занимаемая отверстиями в пленке Al, составляла 19.6%. Установлено, что максимальное увеличение фототока (до 8 раз) и интенсивности ближнего поля в области длин волн  $\sim 2$  мкм реализуется при формировании гибридных волн, являющихся результатом взаимодействия плазмонной и диэлектрической волноводных мод.

## Благодарности

Авторы благодарят за технологическую и инструментальную поддержку центры коллективного пользования „Высокие Технологии и Аналитика Наносистем“ Новосибирского государственного университета и „Наноструктуры“ Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2022-0011).

## 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 (Amsterdam, Elsevier, 2017) p. 59.
- [3] D. Ahn, C.-Y. Hong, J. Liu, W. Giziewicz, M. Beals, L.C. Kimmerling, J. Michel. Opt. Express, **15**, 3916 (2007).
- [4] N.J.D. Martinez, C.T. Derose, R.W. Brock, A.L. Starbuck, A.T. Pomerene, A.L. Lentine, D.C. Trotter, P.S. Davids. Opt. Express, **24**, 19072 (2016).
- [5] A. Messner, D. Moor, D. Chelladurai, R. Svoboda, J. Smajic, J. Leuthold. APL Photon., **8**, 100901 (2023).
- [6] H.R. Stuart, D.G. Hall. Appl. Phys. Lett., **69**, 2327 (1996).
- [7] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, J. Kuhl, H. Giessen. Phys. Rev. Lett., **91**, 183901 (2003).
- [8] R.F. Oulton, V.J. Sorger, D.A. Genov, D.F.P. Pile, X. Zhang. Nature Photonics, **2**, 496 (2008).
- [9] P.D. Flammer, J.M. Banks, T.E. Furtak, C.G. Durfee, R.E. HOLLINGSWORTH, R.T. COLLINS. Opt. Express, **18**, 21013 (2010).
- [10] Y. Bian, Z. Zheng, X. Zhao, L. Liu, Y. Su, J. Liu, J. Zhu, T. Zhou. Phys. Status Solidi A, **210**, 1424 (2013).
- [11] M.Z. Alam, J.S. Aitchison, M. Mojahedi. Laser Photon. Rev., **8**, 394 (2014).
- [12] F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen, L. Kuipers. Rev. Mod. Phys., **82**, 729 (2010).
- [13] J. Zhang, L. Zhang, W. Xu. J. Phys. D: Appl. Phys., **45**, 113001 (2012).
- [14] N.C. Lindquist, P. Nagpal, K.M. McPeak, D.J. Norris, S.-H. Oh. Rep. Progr. Phys., **75**, 036501 (2012).
- [15] W.O.F. Carvalho, J.R. Mejía. Sensors, **20**, 2488 (2020).
- [16] S. Hayashi, T. Okamoto. J. Phys. D: Appl. Phys., **45**, 433001 (2012).
- [17] C.L. Tan, H. Mohseni. Nanophotonics, **7**, 169 (2018).
- [18] C. Peizman, S.-Y. Cho. J. Appl. Phys., **123**, 043107 (2018).
- [19] J. Tong, F. Suo, J. Ma, L. Tobing, L. Qian, D. Zhang. Opto-Electron. Adv., **2**, 180026 (2019).
- [20] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, A.V. Dvurechenskii. J. Appl. Phys., **122**, 133101 (2017).
- [21] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, A.V. Dvurechenskii, J.-M. Hartmann. Opt. Express, **25**, 25602 (2017).
- [22] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, V.A. Armbrister, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii. Appl. Phys. Lett., **112**, 171107 (2018).
- [23] G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw, X. Lu. Semicond. Sci. Technol., **28**, 105005 (2013).
- [24] J. Vaillancourt, N. Mojaverian, X. Lu. IEEE Photon. Technol. Lett., **26**, 745 (2014).
- [25] X. Lu, J. Vaillancourt, G. Gu. J. Phys. D: Appl. Phys., **50**, 135101 (2017).
- [26] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii. Photon. Nanostruct., **40**, 100790 (2020).
- [27] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, D.E. Utkin, A.V. Dvurechenskii. Nanomaterials, **12**, 2993 (2022).
- [28] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, V.A. Armbrister, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii, A.A. Shklyayev. Mater. Res. Express, **3**, 105032 (2016).
- [29] 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).
- [30] Z. Li, A. Heidt, J. Daniel, Y. Jung, S. Alam, D.J. Richardson. Opt. Express, **21**, 9289 (2013).

- [31] D.J. Richardson. *Science*, **330**, 327 (2010).
- [32] В.В. Климов. *Наноплазмоника* (М., Физматлит, 2009).
- [33] A.D. Rakić, A.V. Djurišić, J.M. Elazar, M.L. Majewski. *Appl. Optics*, **37**, 5271 (1998).
- [34] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen. *Nature*, **424**, 824 (2003).
- [35] T. Pham, W. Du, H. Tran, J. Margetis, J. Tolle, G. Sun, R.A. Soref, H. A. Naseem, B. Li, S.-Qi. Yu. *Opt. Express*, **24**, 4519 (2016).
- [36] H. Zhou, S. Xu, S. Wu, Yi-C. Huang, P. Zhao, J. Tong, B. Son, X. Guo, D. Zhang, X. Gong, C. Seng. *Opt. Express*, **28**, 34772 (2020).

Редактор А.Н. Смирнов

### **Photocurrent enhancement in silicon photodiodes with Ge quantum dots by hybrid plasmonic and dielectric modes of a planar waveguide**

*A.I. Yakimov<sup>1</sup>, V.V. Kirienko<sup>1</sup>, A.A. Bloshkin<sup>1,2</sup>,  
A.V. Dvurechenskii<sup>1,2</sup>, D.E. Utkin<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup> Novosibirsk State University,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Abstract The spectral characteristics of the near-infrared photocurrent in vertical Ge/Si photodiodes with Ge quantum dots embedded in a planar waveguide and coupled with a plasmonic structure on the surface of the photodiode are studied. A two-dimensional regular lattice of circular holes in an aluminum film acted as a plasma metasurface, allowing the conversion of external electromagnetic radiation into surface plasmon modes at the Al-Si boundary. The diameter of the holes is 300 nm, the period is 600 nm. In the wavelength range of  $\sim 2 \mu\text{m}$ , a series of optical resonances was detected, leading to a multiple amplification of the photocurrent compared with samples without perforated Al film. It is established that the maximum amplification of the photocurrent (up to 8 times) is provided by hybrid waves, which are a superposition of plasmonic and dielectric waveguide modes.