

08.3

Гибридный фотоприемник среднего инфракрасного диапазона на основе полупроводниковых квантовых ям

© В.С. Кривобок¹, А.Д. Кондорский¹, Д.А. Пашкеев², Е.А. Екимов^{1,3}, А.Д. Шабрин², Д.А. Литвинов¹, Л.Н. Григорьева^{1,4,¶}, С.А. Колосов¹, М.А. Чернопицкий¹, А.В. Клековкин¹, П.А. Форш⁵

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

² НПО „Орион“, Москва, Россия

³ Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

¶ E-mail: ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 15 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 15 декабря 2020 г.

Принято к публикации 14 января 2021 г.

Реализовано гибридное фотоприемное устройство, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой квантовых ям используются частицы карбида кремния (SiC). На основе прямых измерений фотопроводимости в среднем инфракрасном диапазоне и расчетов в рамках метода конечных разностей во временной области показано, что такой подход позволяет увеличить чувствительность фотоприемного устройства к электромагнитному излучению за счет поворота направления поляризации электрического поля, в том числе в ближней зоне частиц SiC.

Ключевые слова: ИК-детектор, квантовая яма, фоновый поляритон, SiC.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.08.50851.18656

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaAs/Al_xGa_{1-x}As используются при создании фотоприемных устройств (ФПУ) для средневолновой и длинноволновой областей ИК-спектра излучения [1,2]. Детектирование фотона происходит за счет перехода электрона с основного квантово-размерного уровня E_1 на первый возбужденный уровень E_2 , расположенный вблизи дна зоны проводимости барьера, и дальнейшего его дрейфа во внешнем электрическом поле [3]. Особенностью межподзонных переходов, связанной с правилами отбора [1], является требование перпендикулярности электрического поля волны к плоскости роста структуры с КЯ. В стандартной геометрии, когда свет падает перпендикулярно на поверхность образца, электромагнитное поле имеет только компоненты, лежащие в плоскости КЯ, и межподзонные переходы запрещены правилами отбора. Наиболее простым способом преодоления этой проблемы является введение детектируемого излучения в ФПУ под некоторым углом к нормали за счет изготовления полированных фасок под углом 45° на торцах приемного элемента [4]. Таким образом удастся изготавливать либо одноэлементные ФПУ, либо линейки. Для изготовления матричных ФПУ используется высокотехнологическая операция по созданию различных типов дифракционных решеток на поверхности приемного фотоэлемента [5]. Это позволяет повысить фоточувствительность в 2–3 раза по сравнению со случаем изготовления фасок.

Дальнейшее увеличение эффективности сбора детектируемого излучения, особенно в случае матричных детекторов, требует разработки новых подходов, обеспечи-

вающих более эффективные механизмы взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ. Один из таких подходов, хорошо известный для видимого и ближнего ИК-диапазонов, основан на использовании ближнего поля металлических наночастиц (см., например, [6,7]). Применение данного подхода для среднего ИК-диапазона подразумевает использование материалов с плазмонными резонансами, также расположенными в среднем ИК-диапазоне, свойства которых пока еще изучены не в полной мере, а существующие технологии, как правило, оперируют лишь с отдельными лабораторными образцами [8]. Возможной альтернативой является использование ближнего поля фоновых поляритонов в нано- или микрокристаллах, характеризующихся заметной долей полярной связи и высокочастотными решеточными резонансами, покрывающими спектральный диапазон 6–12 μm . К материалам данной группы следует, в частности, отнести полярные кристаллы карбида кремния и гексагонального нитрида бора [9,10].

В настоящей работе впервые реализовано гибридное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ используются частицы карбида кремния, нанесенные на поверхность структуры.

Гетероструктуры GaAs/AlGaAs с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100) на установке Riber Epineat 3-5. Барьеры в гетероструктуре были образованы слоями AlGaAs толщиной 50 nm, ямы — слоями GaAs толщиной 5.5 nm. В центре каждой КЯ был размещен δ -слой кремния с концентрацией $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Для

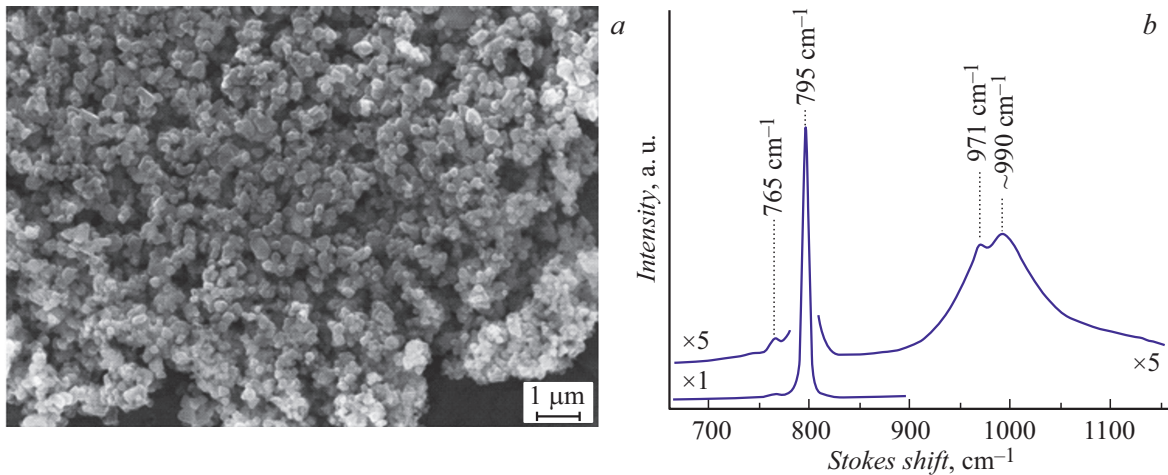


Рис. 1. *a* — пример субмикронных частиц SiC, полученных с помощью синтеза при высоких давлениях (снимок сделан с помощью электронного микроскопа). *b* — спектры комбинационного рассеяния света для отдельной частицы SiC.

реализации верхнего и нижнего контактов в структуре были предусмотрены слои GaAs толщиной до 200 nm, легированные кремнием до 10^{17} cm^{-3} . Детали роста описаны в работе [11]. Для отобранной гетероструктуры фотоотклик наблюдался в районе $8.7 \mu\text{m}$ (см. далее). Из выращенных гетероструктур с помощью фотолитографии были изготовлены однопиксельные ФПУ с размером пикселя $2 \times 4 \text{ nm}$. Большой размер пикселя необходим для усреднения возможных локальных неоднородностей, возникающих при нанесении частиц.

Для получения частиц SiC, пригодных для нанесения на гетероструктуру с КЯ, была специально разработана методика на основе пиролиза додекамethylциклогексасилана ($\text{C}_{12}\text{H}_{36}\text{Si}_6$)-органосилана при давлениях 8–9 GPa и температурах до 2000 K. Данная методика позволяет получать субмикронные кристаллы 3C-SiC, характеризующиеся низкой дисперсией размеров и выраженными решеточными резонансами для отдельных частиц (рис. 1). Наличие выраженных решеточных резонансов подтверждается спектрами комбинационного рассеяния света, полученными на отдельных частицах (рис. 1, *b*). На данном рисунке отчетливо видны пики, соответствующие продольным (795 cm^{-1}) и поперечным ($970\text{--}990 \text{ cm}^{-1}$) фононам 3C-SiC. После нанесения микрочастиц на верхней поверхности ФПУ формировалось покрытие, включающее как отдельные частицы размером $\sim 0.5 \mu\text{m}$, так и их агломераты размером $\sim 1\text{--}1.5 \mu\text{m}$. Среднее расстояние между соседними частицами (агломератами) составляло $\sim 3 \mu\text{m}$.

Измерения спектров стационарной фотопроводимости проводились при температуре 67 K по стандартной схеме с согласованной нагрузкой 6 kΩ и напряжении на образце 3 V. Освещение образца осуществлялось модулированным (12.5 Hz) излучением глобара через монохроматор ИКС-31 в направлении, близком к нормальному по отношению к плоскости образца. Спектральное

разрешение составляло $\sim 0.01 \mu\text{m}$. Регистрация сигнала производилась в режиме синхронного детектирования.

Для теоретического анализа экспериментальных данных проведены расчеты ближнего поля частиц методом конечных разностей во временной области [12] с использованием пакета программ с открытым исходным кодом [13]. Схема моделируемой системы с плоской электромагнитной волной, падающей перпендикулярно поверхности GaAs (ось Z) и поляризованной вдоль оси X , представлена на рис. 2, *a*. Диэлектрическая функция SiC была взята из работы [9]. Диэлектрическая постоянная GaAs была принята равной $\epsilon = 10.9$.

Для созданного ФПУ основную роль играет коэффициент $\eta = E_z^2/E_0^2$, характеризующий эффективность конверсии интенсивности падающей плоской волны E_0^2 (которая наблюдалась бы в том же месте в случае отсутствия частицы) в эффективную интенсивность E_z^2 , воздействующую на КЯ. На рис. 2, *b* представлены результаты моделирования электрического поля в ближней зоне сферической частицы SiC диаметром $1 \mu\text{m}$, расположенной на GaAs. Данные представлены для волны $8.5 \mu\text{m}$ для разных глубин погружения (от $h = 200$ до 350 nm , рис. 2, *b*) внутрь слоя GaAs. Результаты моделирования показывают, что за счет взаимодействия с частицей в ее ближней зоне происходит поворот направления напряженности электрического поля. Данный эффект, в частности, наблюдается и внутри слоя GaAs. Оценки показывают, что в нашем случае коэффициент η может достигать 1.5%. По мере погружения в слой GaAs и удаления от наночастицы эффективность конверсии падает. В свою очередь при появлении поля, ориентированного вдоль оси Z , снимается запрет на поглощение с участием перехода $E_1\text{--}E_2$ и, следовательно, должна возрастать величина фотоотклика. Из расчетов следует, что глубина и форма данной области зависят от длины волны детектируемого излучения. Поэтому при наличии поглощения за счет описанного механизма следует

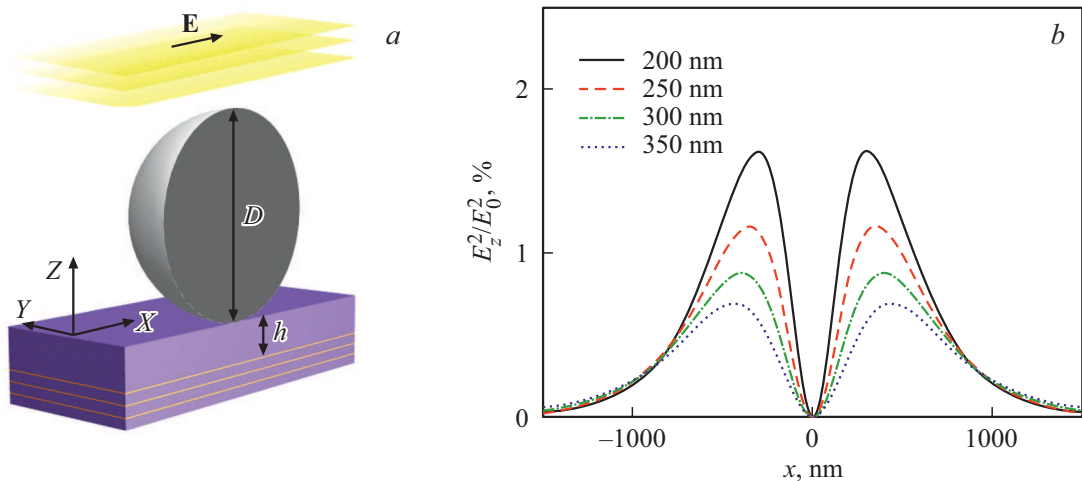


Рис. 2. Результаты компьютерного моделирования пространственных зависимостей электрического поля в ближней зоне сферической наночастицы SiC диаметром 1 μm , расположенной на слое GaAs. *a* — схема моделируемой системы. *b* — отношение квадрата *Z*-компоненты напряженности электрического поля при расчетах с наночастицей SiC к квадрату напряженности электрического поля при расчетах без наночастицы на длине волны 8.5 μm на различных глубинах (от $h = 200$ до 350 nm) внутри слоя GaAs. *x* — координата вдоль оси *X*, отсчитываемая от центра наночастицы.

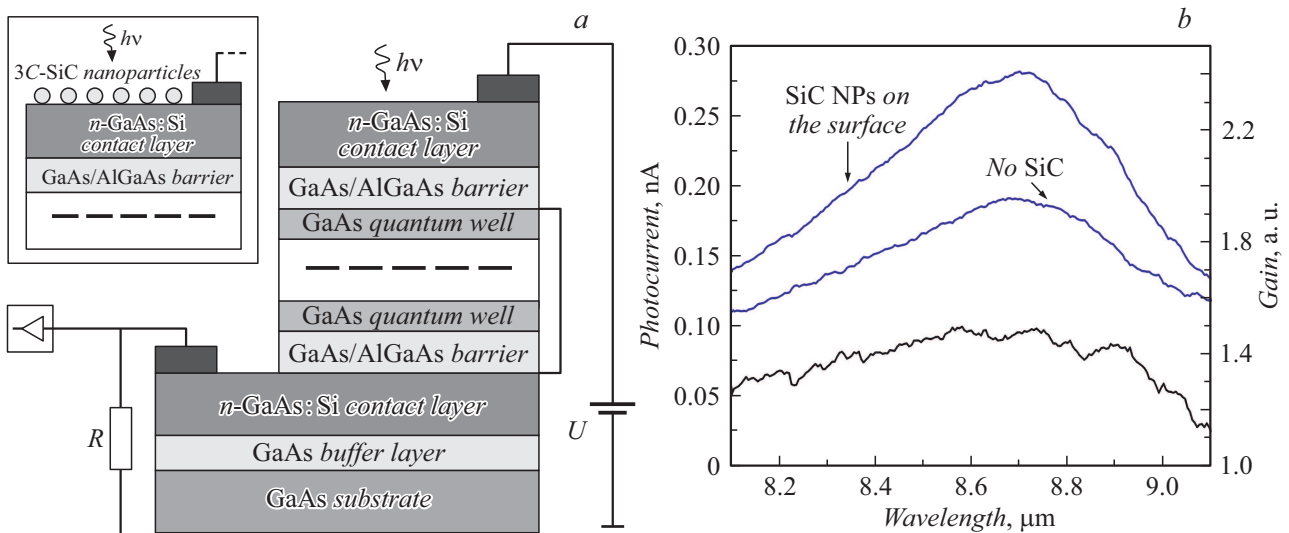


Рис. 3. *a* — схема гибридного ФПУ. *b* — изменение фотоотклика в результате нанесения микрочастиц: спектры фотопроводимости образца до (средняя кривая) и после (верхняя кривая) покрытия микрочастицами SiC. Нижняя кривая — спектральная зависимость отношения фотооткликов при наличии частиц SiC и без них.

ожидать изменения формы/тонкой структуры спектра фотопроводимости.

Электрофизическую схему эксперимента иллюстрирует рис. 3, *a*. На рис. 3, *b* изображены спектры фотопроводимости гетероструктуры в диапазоне, отвечающем переходу $E_1 - E_2$ в КЯ. Спектр посередине соответствует исходному ФПУ, верхний спектр — ФПУ, покрытому частицами SiC. Из рис. 3, *b* видно, что пиковое значение фотоотклика после нанесения микрочастиц возросло приблизительно в 1.5 раза. Кроме того, спектры фотопроводимости образца до и после покрытия микрочастицами заметно различаются, что, в частности, следует

из спектральной зависимости коэффициента усиления (см. нижнюю кривую на рис. 3, *b*). Подобное поведение можно ожидать, если при усилении поглощения имеется вклад за счет описанного выше механизма.

Следует отметить, что в работе приведены результаты самых первых экспериментов, в которых присутствует несколько неоптимальных параметров: количество частиц на поверхности, толщина верхнего контакта и пиковая чувствительность ФПУ. Оценки показывают, что при более тщательном подборе плотности микрочастиц SiC и оптимизации гетероструктуры фотоотклик будет заметно увеличен. Кроме того, радикальное увеличение

фотоотклика ожидается при смещении спектральной чувствительности ФПУ в длинноволновую область, в которой расположен локализованный фонон-поляритонный резонанс SiC-частиц.

Таким образом, реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ используются частицы SiC. Появление компоненты ближнего поля, поляризованной перпендикулярно плоскости КЯ, подтверждено расчетами в рамках метода конечных разностей во временной области. На основе прямых измерений ИК-фотопроводимости показано, что нанесение частиц позволяет увеличить чувствительность ФПУ к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль КЯ. Усиление сопровождается изменением спектральной формы фотоотклика.

Полученные экспериментальные данные создают предпосылки для разработки гибридных ФПУ, в которых реализована резонансная ближнеполюсная связь между локализованным фононным поляритоном и электронной подсистемой полупроводниковых КЯ.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-29-20122).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Gunapala, D. Rhiger, C. Jagadish, *Advances in infrared photodetectors in semiconductors and semimetals* (Academic Press, N.Y., 2011), vol. 84.
- [2] A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko, *Appl. Phys. Rev.*, **4**, 031304 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4999077>
- [3] B.F. Levine, *J. Appl. Phys.*, **74**, R1 (1993). <https://doi.org/10.1063/1.354252>
- [4] H. Schneider, H.C. Liu, *Quantum well infrared photodetectors: physics and applications*. Springer Ser. in Optical Sciences (Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg, 2007), vol. 126.
- [5] S. Bandara, S. Gunapala, J. Liu, E. Luong, J. Mumolo, W. Hong, D. Sengupta, M. McKelvey, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2427 (1998). <https://doi.org/10.1063/1.121375>
- [6] L.B. Luo, L.H. Zeng, C. Xie, Y.Q. Yu, F.X. Liang, C.Y. Wu, L. Wang, L.G. Hu, *Sci. Rep.*, **4**, 3914 (2014). <https://doi.org/10.1038/srep03914>
- [7] X. Nie, H. Zhen, G. Huang, Y. Yin, S. Li, P. Chen, X. Zhou, Y. Mei, W. Lu, *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 161107 (2020). <https://doi.org/10.1063/5.0002012>
- [8] I. Goykhman, U. Sassi, B. Desiatov, N. Mazurski, S. Milana, D. de Fazio, A. Eiden, J. Khurgin, J. Shappir, U. Levy, A. Ferrari, *Nano Lett.*, **16**, 3005 (2016). <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b05216>
- [9] Y. Sasaki, Y. Nishina, M. Sato, K. Okamura, *Phys. Rev. B*, **40**, 1762 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.1762>
- [10] R. Geick, C. Perry, G. Rupprecht, *Phys. Rev.*, **146**, 543 (1966). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.146.543>
- [11] В.С. Кривобок, Д.А. Пашкеев, Д.А. Литвинов, Л.Н. Григорьева, С.А. Колосов, *Письма в ЖТФ*, **46** (6), 3 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.06.49155.18130
- [12] A. Taflove, S. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method* (Artech House, 2005).
- [13] <https://meep.readthedocs.io>