

Плазмонные фотопроводящие антенны для систем терагерцовой импульсной спектроскопии и визуализации*

© Д.В. Лаврухин^{1,2}, Р.Р. Галиев¹, А.Ю. Павлов^{1,2}, А.Э. Ячменев^{1,2}, М.В. Майтама^{1,2},
И.А. Глинский^{1,2}, Р.А. Хабибуллин^{1,2}, Ю.Г. Гончаров², К.И. Зайцев^{2,3}, Д.С. Пономарев^{1,2,¶}

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН,
117105 Москва, Россия

² Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

³ Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия

¶e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

Поступила в редакцию 13.11.2018 г.

В окончательной редакции 29.01.2019 г.

Принята к публикации 31.01.2019 г.

Предложена терагерцовая (THz) плазмонная фотопроводящая антенна (ФПА) с рекордной высотой металлического электрода $h = 100$ nm и аспектным соотношением $h/p = 0.5$ (p — период плазмонной решетки) для использования в качестве источника в системах THz импульсной спектроскопии и визуализации. Экспериментально продемонстрировано, что мощность генерируемого THz излучения в плазмонной ФПА на 2 порядка выше, чем в эквивалентной ФПА без плазмонной решетки. Измерения вольт-амперных характеристик плазмонной ФПА при воздействии фемтосекундного лазерного излучения показали увеличение фототока антенны в 15 раз до $i_p \approx 1.2$ mA. Для уменьшения токов утечки ФПА предложена технология формирования электродов путем вытравливания окон в тонком слое пассивирующего диэлектрика Si_3N_4 , нанесенного на поверхность фотопроводника, позволяющая уменьшить темновой ток до $i_d \approx 5$ μA .

DOI: 10.21883/OS.2019.05.47668.17-19

Введение

В последние годы большой интерес вызывает применение методов терагерцовой (THz) импульсной спектроскопии и визуализации для решения задач медицинской диагностики злокачественных новообразований различной нозологии и локализации, используя эндогенные (естественные) маркеры новообразования [1–3]. Показана возможность применения THz технологий в задачах ранней неинвазивной и интраоперационной диагностики злокачественных новообразований кожи и слизистой [4–8], минимально-инвазивной и интраоперационной диагностики новообразований кишечника [9,10] и желудка [11], а также интраоперационной диагностики новообразований молочной железы [12–14] и головного мозга [15–19]. Наиболее перспективным в задачах медицинской диагностики представляется применение методов THz импульсной спектроскопии и визуализации благодаря возможности регистрации одновременно амплитудной и фазовой информации об отражении THz излучения от объекта исследования в широком спектральном диапазоне [3,20]. Перспективность применения

THz технологий в медицинской диагностике стимулируют разработку новых портативных и эргономичных THz спектроскопических и изображающих систем [21,22], создание новых методов THz визуализации биологических тканей с высоким пространственным разрешением и в реальном масштабе времени [23–28]. Тем не менее, разработка методов THz диагностики злокачественных новообразований и их внедрение в клиническую практику в значительной степени ограничены отсутствием коммерчески доступных эффективных источников и детекторов THz излучения — они по-прежнему остаются низкоэффективными, громоздкими и трудными в использовании [3].

Фотопроводящие антенны (ФПА) на основе GaAs и его тройных соединений формируют универсальную элементную базу для построения THz импульсных систем [29]. Среди прочих источников THz излучения ФПА эффективно работают при комнатной температуре, имеют широкий спектр генерации THz излучения до 4.5 THz при динамическом диапазоне до 80 дБ [30] и позволяют добиться высоких пиковых мощностей THz излучения за счет оптимизации фотопроводящего материала и геометрии электродов антенны [31–33]. При этом интегральная мощность ФПА до сих пор остается относительно невысокой и составляет 1–10 μW при работе в импульсном режиме с лазерной накачкой в диапазоне мощностей от единиц до сотен mW. Прежде всего это связано

* The 22nd Annual Conference Saratov Fall Meeting 2018 (SFM'18): VI International Symposium „Optics and Biophotonics“ and XXII International School for Junior Scientists and Students on Optics, Laser Physics & Biophotonics, September 24–29, 2018, Saratov, Russia.
<https://www.sgu.ru/structure/fiz/saratov-fall-meeting/previous-conferences/sara>

с низкой эффективностью преобразования излучения фемтосекундного лазера в электромагнитные колебания THz диапазона [34,35]. Наиболее успешным методом повышения эффективности работы ФПА является оптимизация геометрии ее электродов за счет использования металлических плазмонных решеток, которые заметно увеличивают напряженность электрического поля в области контакта металла решетки (плазмонного электрода) с полупроводником и соответственно увеличивают поглощение лазерного импульса фотопроводником [36].

В работах [37–39] впервые теоретически показано, что использование периодичной металлической структуры может заметно увеличить интенсивность генерации излучения за счет передачи энергии импульса накачки посредством возбуждения канализированных плазмонных мод, распространяющихся в щелевых волноводах между электродами металлической структуры. Показано, что наиболее эффективно энергия передается при выполнении условий резонансного распространения на длинах волн, определяемых соотношениями (1) и (2) [при этом резонансные длины волн λ_n должны быть больше λ_{cutoff}]:

$$\lambda_1^{\text{THz}} \gg h, \quad \lambda_2^{\text{Opt}} \cong 2h\sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}}, \quad (1)$$

$$\lambda_{\text{cutoff}} \cong d\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{sub}}}{\epsilon_0}}, \quad (2)$$

где λ_{THz} — длина волны генерируемого THz излучения, h — высота плазмонного электрода, d — период структуры, λ_{opt} — длина волны фемтосекундного лазера, ϵ_s , ϵ_0 и ϵ_{sub} — диэлектрические проницаемости материалов между плазмонными электродами и над ними и подложки соответственно. Позже было экспериментально показано увеличение выходной мощности THz излучения до $3.8 \mu\text{W}$ при лазерной накачке 240 mW в диапазоне частот $0.1–5.0 \text{ THz}$ за счет использования плазмонных наноантенн, формируемых на поверхности фотопроводника [40]. Рекордная на сегодняшний день эффективность преобразования лазерного излучения в электромагнитные колебания THz диапазона была получена за счет трехмерных плазмонных электродов — она составила 7.5% при мощности генерируемого THz излучения в $105 \mu\text{W}$ [41]. Несмотря на достигнутые успехи, проблемы повышения эффективности конверсии оптического излучения в THz импульсы, а также обеспечения возможности работы ФПА с оптическими пучками малой мощности остаются актуальными и требуют решения для дальнейшего развития THz импульсных систем и их применения в задачах биологии и медицины.

В настоящей работе впервые предложена ФПА на основе сверхрешеточной гетероструктуры с плазмонными электродами, имеющими рекордную высоту $h = 100 \text{ nm}$ и аспектное соотношение плазмонной решетки $h/p = 0.5$, где p — ее период. Изучены спектральные характеристики плазмонной ФПА с помощью THz импульсного спектрометра. Проведено ее сравнение с обычной ФПА без плазмонной решетки. Установлено,

что мощность генерируемого THz излучения в плазмонной ФПА на 2 порядка выше, причем ее максимум наблюдается в низкочастотной области спектра. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) плазмонной ФПА под воздействием лазерного излучения показали 15-кратное увеличение фототока антенны. Для уменьшения токов утечки ФПА, обусловленных приложением внешнего электрического поля к контактам антенны, предложена технология создания ФПА с вытравливанием окон в тонком слое пассивирующего диэлектрика Si_3N_4 , которая исключает операцию изготовления мезоструктуры, что привело к многократному уменьшению темнового тока до значений $i_d \approx 5–50 \mu\text{A}$ при напряжении питания антенны $U = 5–40 \text{ V}$.

Образцы и методы исследования

Плазмонная и обычная ФПА (для проведения сравнительного анализа) с зазором $10 \mu\text{m}$ были спроектированы и изготовлены в ИСВЧПЭ РАН. В качестве фотопроводящего материала использованы сверхрешеточные гетероструктуры $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$, выращенные с помощью ступенчатого метаморфного буфера на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией в плоскости (100) [42]. Методика изготовления обычных ФПА подробно описана в работах [42,43].

Изготовление плазмонной ФПА осуществлялось в два этапа. Топология обычной и плазмонной ФПА была выбрана таким образом, чтобы зазор между электродами был одинаков для обеих антенн. На первом этапе проводилось формирование верхней металлизации антенны. Для этого на поверхность сверхрешетки был нанесен слой пассивирующего диэлектрика Si_3N_4 толщиной 230 nm . Толщина слоя Si_3N_4 была выбрана для получения максимального контраста между материалом поверхности полупроводника и диэлектриком, необходимого для совмещения двух фотошаблонов (ФШ), кроме того, высокое значение $\epsilon_s \approx 7.8$ требуется для выполнения условий (1). Далее проводилось экспонирование окон методом контактной фотолитографии на установке SUSS MJB4 по первому ФШ и проявление экспонированного рисунка. После этого осуществлялось жидкостное травление Si_3N_4 по сформированному рисунку в буферном травителе HF и экспонирование по второму ФШ. В самом конце осуществлялось напыление системы металлов Ti/Au толщиной $50 \text{ nm}/450 \text{ nm}$, а лишний металл удалялся методом „взрыва“ (lift-off).

На втором этапе проводилось формирование плазмонной решетки с помощью электронно-лучевого литографа Raith Voyager. Перед экспонированием было проведено математическое моделирование по учету и компенсации эффектов близости и на его основе рассчитана доза экспонирования для каждого участка плазмонной решетки для толщины слоя электронного резиста, обеспечивающего формирование однородного рисунка. В качестве аспектного соотношения плазмонной решетки нами бы-

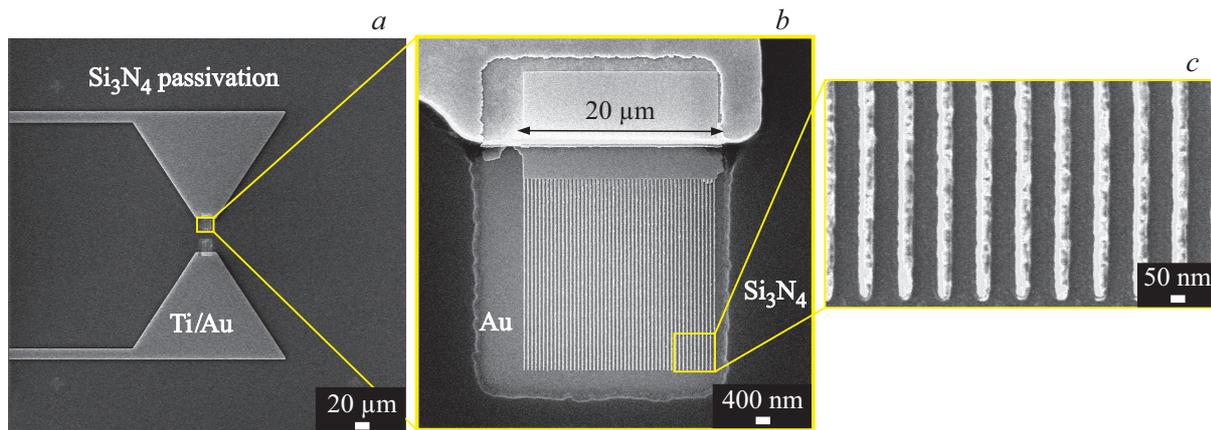


Рис. 1. Изображение ФПА с топологией типа „бабочка“ (bow-tie) с двумя плазмонными решетками с пассивацией диэлектриком Si_3N_4 поверхности сверхрешетки: (a) увеличенное изображение плазмонной решетки с шириной контакта $20\ \mu\text{m}$; (b), (c) плазмонные электроды с аспектным соотношением $h/p = 0.5$, где p — период решетки, а $h = 100\ \text{nm}$ — толщина (высота) металлизации.

ла выбрана величина $h/p = 0.5$ с высотой плазмонного электрода $h = 100\ \text{nm}$. В конце проводилось напыление металлизации плазмонных электродов Ti/Au толщиной (высотой) $18\ \text{nm}/82\ \text{nm}$ соответственно, после чего лишний металл был удален с помощью lift-off метода. В сформированной решетке ширина одного электрода и зазор между двумя соседними электродами составили $100\ \text{nm}$. На рис. 1 приведен общий вид изготовленной ФПА со встроенными плазмонными решетками и увеличенное изображение решетки с местом нахлеста контактных площадок металлизации антенны и плазмонной решетки.

Важно отметить, что поскольку, согласно (1), для изготовленной топологии ФПА со встроенными плазмонными решетками $\lambda_{\text{cutoff}} \sim 220\ \text{nm}$, для распространения резонансной волны второго порядка λ_2^{Opt} в оптическом диапазоне высота решетки должна быть не менее $100\ \text{nm}$ (2). Таким образом, выбранное аспектное соотношение плазмонной ФПА $h/p = 0.5$ обеспечивает наиболее эффективную передачу энергии импульса лазерной накачки в фотопроводящий материал через щелевые волноводы между металлическими электродами за счет возникновения канализированных мод на резонансной длине волны [39].

Измерения ВАХ без лазерного освещения исследуемых ФПА проводились при комнатной температуре на зондовой станции с игольчатыми зондами, подключенной к измерителю характеристик полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Исследование ВАХ при освещении осуществлялось при мощности лазерной накачки $P_{\text{opt}} = 1\ \text{mW}$, соответствующей плотности энергии $1\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Исследование спектров излучения ФПА проводилось с помощью оригинального лабораторного THz импульсного спектрометра, при этом в качестве источника излучения в спектрометре устанавливалась разработанная ФПА, а в качестве приемника — коммерческая ФПА Fraunhofer IPM типа „обернутый диполь“ (wrapped

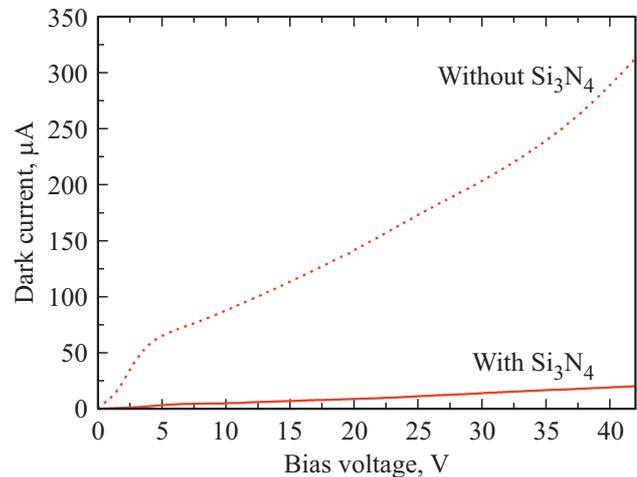


Рис. 2. Темновые ВАХ исследуемых ФПА с пассивацией поверхности полупроводника тонким слоем Si_3N_4 и без применения пассивации диэлектриком.

dipole). На антенну-излучатель подавалось переменное напряжение питания с амплитудой в диапазоне $1\text{--}30\ \text{V}$ и частотой следования прямоугольных импульсов $10\ \text{kHz}$. Точковый сигнал с антенны-приемника синхронно выпрямлялся на данной частоте, что позволило добиться высокого отношения сигнала к шуму $\sim 80\ \text{dB}$. Для накачки антенны-излучателя и антенны-приемника использовались импульсы фемтосекундной длительности от волоконного лазера Toptica FemtoFERb780 со следующими параметрами излучения: центральная длина волны — $785\ \text{nm}$, частота повторения импульсов — $100\ \text{MHz}$, длительность импульсов — $80\ \text{fs}$. Средняя мощность излучения в пучке зондирования составляла $1\ \text{mW}$, в то время как в пучке накачки с помощью фильтров интенсивность могла варьироваться в пределах $0.1\text{--}10.0\ \text{mW}$. Для коллимации THz пучков на антенну-излучатель и на антенну-приемник устанавливались полусферические

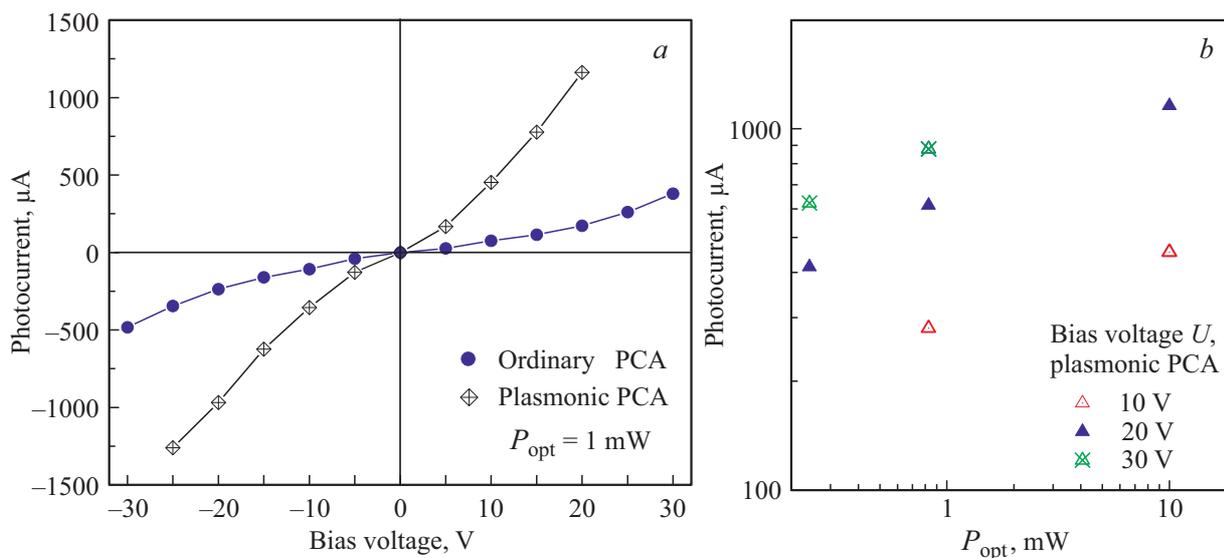


Рис. 3. Результаты измерения ВАХ при лазерном освещении плазмонной и обычной ФПА: (а) при разном напряжении смещения U при постоянной средней мощности лазерной накачки $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ ($1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) и (б) при разной мощности накачки P_{opt} и фиксированном U .

линзы из высокорезистивного кремния (high-resistivity float-zone silicon — HRFZ-Si). Положение каждой исследуемой ФПА в THz импульсном спектрометре перед проведением измерений юстировалось для достижения максимального сигнала.

Стоит отметить, что в настоящей работе мы не проводили измерений абсолютной мощности генерации THz излучения, поэтому данные о величине оптико-THz преобразования в исследуемых ФПА не приводятся.

Результаты исследования

Результаты измерений ВАХ в отсутствие лазерного освещения для ФПА с пассивацией диэлектриком Si_3N_4 и без пассивации приведены на рис. 2. Видно, что наличие пассивирующего диэлектрика приводит к значительному снижению темнового тока антенны от $i_d \approx 100\text{--}500 \text{ мкА}$ для ФПА без пассивации до значений $i_d \approx 5\text{--}50 \text{ мкА}$ с пассивацией при напряжении питания антенны $U = 5\text{--}40 \text{ V}$.

Резкое уменьшение токов утечки достигается за счет того, что в предложенной нами технологии напыление металлизации ФПА осуществляется через вытравленные окна в диэлектрике Si_3N_4 в области зазора между контактами антенны, но при этом сам зазор остается запассивированным. Стоит также отметить, что для уменьшения i_d обычно используется изготовление меза-структуры, при котором вытравливается вся активная часть структуры, кроме небольшого участка в области зазора антенны. Это позволяет снизить темновой ток за счет уменьшения площади, по которой идет утечка. Однако такая технология имеет определенные недостатки: необходимость использования нескольких ФШ —

для меза-структуры, металлизации ФПА и пассивации зазора между электродами антенны, а также неэффективность при формировании на структуре с однородным фотопроводящим слоем большой толщины, в частности, при разработке ФПА на основе сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs [44]. В нашем случае различия к толщине и составу фотопроводящего материала не имеется.

Измерения ВАХ для исследуемых ФПА под воздействием лазерного освещения приведены на рис. 3. Видно (рис. 3, а), что генерируемый плазмонной антенной фототок (i_p) начинает резко возрастать уже при малом напряжении смещения $U = 10 \text{ V}$ по сравнению с i_p для обычной ФПА. Это обусловлено резким увеличением электрического поля вблизи контакта металла с полупроводником в плазмонной решетке, в связи с чем большее число фотовозбужденных носителей тока достигают контактов антенны и вносят вклад в генерацию THz излучения. В исследуемом диапазоне напряжений $U = 1\text{--}30 \text{ V}$ максимальное значение фототока в плазмонной ФПА в 15 раз превышало аналогичную величину для обычной антенны. Стоит отметить, что дальнейшее увеличение U нецелесообразно, поскольку это приведет к электрическому пробое ФПА, так как пробивные напряжения для сверхрешеточных гетероструктур на основе InGaAs/InAlAs заметно ниже, чем для LT-GaAs (low-temperature grown GaAs — низкотемпературный GaAs) и SI-GaAs (semi-insulating GaAs — полуизолирующий GaAs) за счет наличия индийсодержащих слоев.

Дополнительно исследовалась ВАХ при разной мощности лазерной накачки при фиксированном U (рис. 3, б). Видно, что увеличение P_{opt} приводит к росту фототока за счет большего числа инжектируемых носителей заряда в фотопроводник. Однако уже при

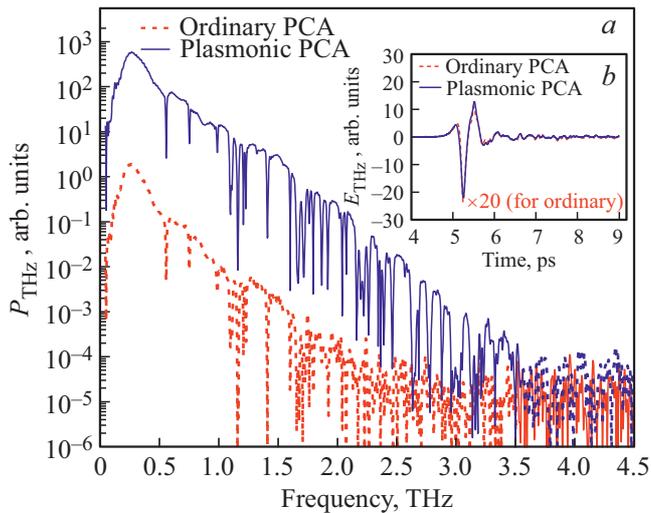


Рис. 4. Результаты измерений плазмонной и обычной ФПА на основе сверхрешеточной гетероструктуры InGaAs/InAlAs в качестве источника в лабораторном THz импульсном спектрометре при напряжении смещения $U = 10$ В: (а) спектр генерируемого THz импульса; (б) амплитуды THz импульса во временной области.

$P_{\text{opt}} = 10$ мВт наблюдается замедление роста i_p , что связано с экранированием внешнего электрического поля внутренним полем, которое образуется из-за разделения носителей заряда в фотопроводнике.

Волновые формы THz импульса и спектр генерации исследуемых ФПА приведены на рис. 4. Стоит отметить, что формы спектров почти идентичны для двух ФПА. Однако как видно из рис. 4, в области низких частот мощность генерации THz излучения в плазмонной ФПА на два порядка выше, чем в обычной антенне. Кроме того, сравнение нескольких мощностей накачки в диапазоне $P_{\text{opt}} = 1\text{--}10$ мВт показало, что плазмонная ФПА эффективно работает именно с низкоэнергетичной лазерной накачкой, в частности, спектр генерации THz излучения плазмонной ФПА при $P_{\text{opt}} = 1$ мВт примерно в три раза интенсивнее по сравнению с $P_{\text{opt}} = 10$ мВт.

Стоит отметить, что уменьшение амплитуды генерации THz излучения при увеличении мощности лазерной накачки может быть связано с усилением эффектов экранирования [45–48] за счет генерации большего числа электрон-дырочных пар в полупроводнике при высокой мощности лазерной накачки. Это обстоятельство, в свою очередь, приводит к уменьшению эффективности оптико-THz конверсии, поскольку только фотовозбужденные носители вблизи контактов антенны вносят вклад в генерацию THz излучения. Уменьшить паразитное влияние экранирования возможно за счет введения широкозонного материала между фотопроводником и подложкой, а состав и геометрия такого материала могут быть оптимизированы с помощью моделирования методом Монте-Карло [48].

Заключение

В работе впервые предложена плазмонная ФПА с рекордной высотой металлического электрода $h = 100$ нм и аспектным соотношением $h/p = 0.5$ для использования в качестве источника в THz импульсных системах. Установлено, что мощность генерации THz излучения в плазмонной ФПА на 2 порядка выше, чем в обычной ФПА без плазмонной решетки. Измерения вольт-амперных характеристик плазмонной ФПА под воздействием лазерного освещения показали 15-кратное увеличение генерируемого антенной фототока до значений $i_p \approx 1.2$ мА. Для уменьшения токов утечки, обусловленных приложением внешнего электрического поля к электродам антенны, была предложена технология создания ФПА с вытравливанием окон в тонком слое пассивирующего диэлектрика Si_3N_4 , что привело к многократному уменьшению темнового тока до значений $i_d \approx 5$ мА. Проведенные нами исследования показали, что плазмонная ФПА наиболее эффективно работает с низкоэнергетичной лазерной накачкой менее 1 мВт, что позволяет применять ее для работы с фемтосекундными лазерами малой мощности, а соответственно, для создания портативных THz спектроскопических и изображающих систем для использования в задачах THz медицины и биологии.

Дальнейшая оптимизация материала фотопроводящей подложки и топологии электродов предложенной плазмонной ФПА позволит еще более повысить эффективность THz генерации, расширить спектральный диапазон генерируемого THz излучения или управлять характером генерируемого THz спектра. В частности, для задач диэлектрической спектроскопии требуются широкополосные источники с гладким (немодулированным или „плоским“) спектром, а для задач оперативной дифференциации тканей и определения границ злокачественного новообразования значительно удобнее использовать ФПА, спектральная плотность мощности которых сосредоточена в определенных частотных областях; чаще — в области низких частот — $< 1.0\text{--}2.0$ THz, так как при работе на более высоких частотах становятся существенными эффекты рассеяния THz излучения на поверхностных и объемных неоднородностях биологических тканей [3].

Финансирование работы

Численное моделирование и экспериментальные исследования ФПА поддержаны грантом РФФИ № 18-79-10195, изготовление образцов ФПА выполнено при поддержке грантов Президента МК-5450.2018.2 и ФСИ № 13099ГУ/2018.

Список литературы

- [1] Sun Q., He Y., Liu K., Fan S., Parrott E.P.J, Pickwell-MacPherson E. // Quantitative Imaging in Medicine and Surgery. 2017. V. 7. NP. 345.
- [2] Yang X., Zhao X., Yang K., Liu Y., Liu Y., Fu W., Luo Y. // Trends in Biotechnology. 2016. V. 34. N 10. P. 810.
- [3] Smolyanskaya O.A., Chernomyrdin N.V., Konovko A.A., Zaytsev K.I., Ozheredov I.A., Cherkasova O.P., Nazarov M.M., Guilletti J.P., Kozlova S.A., Kistenev Yu.V., Coutaz J.-L., Mounaix P., Vaks V.L., Son J.-H., Cheon H., Wallac V.P., Feldman Yu., Popovn I., Tuchin V.V. // Progress in Quant. Electron. 2018. V. 62. P. 1–77.
- [4] Woodward R.M., Wallace V.P., Pye R.J., Cole B.E., Arnone D.D., Linfield E.H., Pepper M. // J. Investigative Dermatology. 2003. V. 120. N 1. P. 72–78.
- [5] Wallace V.P., Fitzgerald A.J., Shankar S., Flanagan N., Pye R., Cluff J., Arnone D.D. British J. Dermatology. 2004. V. 151. N 2. P. 424–432.
- [6] Joseph C.S., Patel R., Neel V.A., Giles R.H., Yaroslavsky A.N. // J. Biophotonics. 2014. V. 7. N 5. P. 295–303.
- [7] Zaytsev K.I., Kudrin K.G., Karasik V.E., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. N 5. P. 053702.
- [8] Sim Y., Park J.Y., Ahn K.-M., Park C., Son J.-H. // Biomedical Optics Express. 2013. V. 4. N 8. P. 1413–1421.
- [9] Reid C.B., Fitzgerald A., Reese G., Goldin R., Tekkis P., O'Kelly P.S., Pickwell-MacPherson E., Gibson A.P., Wallace V.P. // Physics in Medicine & Biology. 2011. V. 56. N 14. P. 4333–4353.
- [10] Doradla P., Alavi K., Joseph C.S., Giles R.H. // J. Biomedical Optics. 2013. V. 18. N 9. P. 090504.
- [11] Hou D., Li X., Cai J., Ma Y., Kang X., Huang P., Zhang G. // Physics Medicine & Biology. 2014. V. 59. N 18. P. 5423–5440.
- [12] Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Jimenez-Linan M., Bobrow L., Pye R.J., Purushotham A.D., Arnone D.D. // Radiology. 2006. V. 239. N 2. P. 533–540.
- [13] Ashworth P.C., Pickwell-MacPherson E., Provenzano E., Pinder S.E., Purushotham A.D., Pepper M., Wallace V.P. // Optics Express. 2009. V. 17. N 15. P. 12444–12454.
- [14] Truong B.C.Q., Tuan H.D., Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Nguyen H.T. // IEEE Transactions on Biomedical Engineering. 2015. V. 62. N 2. P. 699–707.
- [15] Oh S., Kim S.-H., Ji Y.B., Jeong K., Park Y., Yang J., Park D.W., Noh S.K., Kang S.-G., Huh Y.-M., Son J.-H., Suh J.-S. // Biomedical Optics Express. 2014. V. 5. N 8. P. 2837–2842.
- [16] Meng K., Chen T.-N., Chen T., Zhu L.-G., Liu Q., Li Z., Li F., Zhong S.-C., Li Z.-R., Feng H., Zhao J.-H. // J. Biomedical Optics. 2014. V. 19. N 7. P. 077001.
- [17] Ji Y., Oh S.J., S.-G. Kang, J. Heo, S.-H. Kim, Y. Choi, S. Song, H.Y. Son, S.H. Kim, J.H. Lee, S.J. Haam, Y.M. Huh, J.H. Chang, C. Joo, J.-S. Suh // Scientific Reports. 2016. V. 6. P. 36040.
- [18] Yamaguchi S., Fukushi Y., Kubota O., Itsuji T., Ouchi T., Yamamoto S. // Scientific Reports. 2016. V. 6. P. 30124.
- [19] Gavidush A.A., Chernomyrdin N.V., Malakhov K.M., Beshplav S.-I.T., Dolganova I.N., Kosyrkova A.V., Nikitin P.V., Musina G.R., Katyba G.M., Reshetov I.V., Cherkasova O.P., Komandin G.A., Karasik V.E., Potapov A.A., Tuchin V.V., Zaytsev K.I. // J. Biomedical Optics. 2019. V. 24(2). P. 027001.
- [20] Ilyakov I.E., Kitaeva G.K., Shishkin B.V., Akhmedzhanov R.A. // Opt. Lett. 2017. V. 42. N 9. P. 1704
- [21] Grootendorst M.R., Fitzgerald A.J., Brouwer de Koning S.G., Santaolalla A., Portieri A., Van Hemelrijck M., Young M.R., Owen J., Cariati M., Pepper M., Wallace V.P., Pinder S.E., Purushotham A. // Biomedical Optics Express. 2017. V. 8. N 6. P. 2932–2945.
- [22] Echchgadda I., Grundt J.A., Tarango M., Ibey B.L., Tongue T.D., Liang M., Xin H., Wilmlink G.J. // J. Biomedical Optics. 2013. V. 18. N 12. P. 120503.
- [23] Chernomyrdin N.V., Schadko A.O., Lebedev S.P., Tolstoguzov V.L., Kurlov V.N., Reshetov I.V., Spektor I.E., Skorobogatiy M., Yurchenko S.O., Zaytsev K.I. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. N 22. P. 221109.
- [24] Chernomyrdin N.V., Kucheryavenko A.S., Kolontaeva G.S., Katyba G.M., Dolganova I.N., Karalkin P.A., Ponomarev D.S., Kurlov V.N., Reshetov I.V., Skorobogatiy M., Tuchin V.V., Zaytsev K.I. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. N 11. P. 111102.
- [25] Pham H.H.N., Hisatake S., Minin O.V., Nagatsuma T., Minin I.V. // APL Photonics. 2017. V. 2. N 5. P. 056106.
- [26] Pham H.H.N., Hisatake S., Minin O.V., Nagatsuma T., Minin I.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. N 20. P. 201105.
- [27] Guerboukha H., Nallappan K., Skorobogatiy M. // Optica. 2018. V. 5. N 2. P. 109–116.
- [28] Guerboukha H., Nallappan K., Skorobogatiy M. // Advances in Optics and Photonics. 2018. V. 10. N 4. P. 843–938.
- [29] Burford N.M., El-Shenawee M.O. // Optical Engineering 2017. V. 56. N 1. P. 010901.
- [30] Nandi U., Norman J.C., Gossard A.C., Lu H., Preu S. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V. 39. N 4. P. 340–348.
- [31] Буряков А.М., Хуслянов Д.И., Мишина Е.Д., Хабибуллин Р.А., Ячменев А.Э., Пономарев Д.С. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. N 23. С. 146–157.
- [32] Gregory I., Baker C., Tribe W., Bradley I., Evans M., Linfield E., Davies A., Missous M. // IEEE J. Quantum Electronics. 2005. V. 41. N 5. P. 717–728.
- [33] Lavrukhin D.V., Yachmenev A.E., Pavlov A.Yu., Khabibullin R.A., Goncharov Y.G., Spektor I.E., Komandin G.A., Yurchenko S.O., Chernomyrdin N.V., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S. / Shaping the spectrum of terahertz photoconductive antenna by frequency-dependent impedance modulation // Semiconductor Science and Technology. 2019. Принято к печати, <https://doi.org/10.1088/1361-6641/aaff31>
- [34] Глинский И.А., Хабибуллин Р.А., Пономарев Д.С. // Микроэлектроника. 2017. Т. 46. N 6. С. 443.
- [35] Khiabani N., Huang Y., Shen Y., Boyes S. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2013. V. 61. N 4. P. 1538–1546.
- [36] Lepeshov S., Gorodetsky A., Krasnok A., Rafailov E., Belov P. // Laser & Photonics Reviews. 2017. V. 11. N 1. P. 1600199.
- [37] Catrysse P.B., Veronis G., Shin H., Shen J.-T., Fan S. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. No P. 031101 23. P. 25530–25535.
- [38] Hsieh B.-Y., Jarrahi M. // Journal of Applied Physics 2011. V. 109. P. 084326.
- [39] Yardimci N.T., Yang S.-H., Berry C.W., Jarrahi M. / Terahertz Radiation Enhancement in Large-Area Photoconductive Sources by Using Plasmonic Nanoantennas // Proceedings of the 2015 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, May 10–15, 2015.
- [40] Yang S.-H., Hashemi M.R., Berry C.W., Jarrahi M. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2014. V. 4. P. 575–581.

- [41] Ponomarev D.S., Khabibullin R.A., Klochkov A.N., Yachmenev A.E., Bugaev A.S., Khusyainov D.I., Buriakov A.M., Bilyk V.P., Mishina E.D. // *Semiconductors*. 2018. V. 52. N 7. P. 864–869.
- [42] Ponomarev D.S., Khabibullin R.A., Yachmenev A.E., Pavlov A.Yu., Slapovskiy D.N., Glinskiy I.A., Lavrukhin D.V., Ruban O.A., Maltsev P.P. // *Semiconductors* 2017. V. 51. N 9. P. 1218–1223.
- [43] Lavrukhin D.V., Katyba G.M., Yachmenev A.E., Galiev R.R., Glinskiy I.A., Khabibullin R.A., Goncharov Y.G., Spektor I.E., Khusyainov D.I., Buryakov A.M., Mishina E.D., Chernomyrdin N.V., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S. // *Proceedings of SPIE*. 2018. V. 10680. P. 106801M.
- [44] Roehle H., Dietz R.J.B., Hensel H.J., Büttcher J., Künzel H., Stanze D., Schell M., Sartorius B. // *Optics Express*. 2010. V. 18. N 3. P. 2296–2301.
- [45] Piao Z., Tani M., Sakai K. // *Japanese J. Appl. Phys.* 2000. V. 39. P. 96.
- [46] Loata G.C., Thomson M.D., Löffler T., Roskos H.G. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 232506.
- [47] Lavrukhin D.V., Yachmenev A.E., Glinskiy I.A., Khabibullin R.A., Goncharov Y.G., Ryzhii M., Otsuji T., Spector I.E., Shur M., Skorobogatiy M., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S. // *AIP Advances*. 2019. V. 9. P. 015112.
- [48] Ryzhii M., Willander M., Khmyrova I., Ryzhii V. // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 84. P. 6419.