

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И СТРУКТУРЫ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2021 г. Е. Д. Мишина^а*, А. М. Буряков^а, Д. С. Пономарев^б

^аМИРЭА – Российский технологический университет,
просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Российская Федерация

^бИнститут сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН,
Нагорный проезд, 7, стр. 5, Москва, 117105 Российская Федерация

*E-mail: mishina_elen57@mail.ru

Поступила в редакцию 16.09.2020 г.

После доработки 23.02.2021 г.

Принята к публикации 01.03.2021 г.

Представлены результаты разработок материалов и структур, используемых для генерации и детектирования терагерцового излучения посредством фотопроводящих антенн. Разработки велись по трем направлениям: оптимизация параметров наноплазмонных антенн, создание сверхрешеточных гетероструктур на основе InGaAs, использование слоистых и двумерных полупроводников. Показаны необходимость и пути дальнейшего улучшения характеристик терагерцовых антенн для расширения области применения применения этого излучения в спектроскопии материалов, биомедицинской диагностике, метрологии, спинтронике, беспроводной связи и т.д.

DOI: 10.31857/S0033849421090114

ВВЕДЕНИЕ

Наука и технологии, использующие терагерцовое (ТГц) излучение (0.3...30 ТГц), интенсивно развивались в последние 25 лет. В самом начале этого периода, ТГц-излучение, которое включает также субмиллиметровое и дальнейшее инфракрасное излучение, использовалось в отдельных областях спектроскопии твердого тела, а также детектировалось астрономами как излучение космических объектов. Использовать ТГц-излучение для полноценной диагностики различных физических, химических и биологических объектов не представлялось возможным ввиду отсутствия подходящих источников. В связи с бурным развитием мощной фемтосекундной лазерной техники в последнее десятилетие произошло взрывное развитие технологий генерации ТГц-излучения с использованием таких лазерных источников. Параллельно шло развитие методов детектирования с высоким временным разрешением. Оба фактора привели к развитию новой области исследования объектов различной природы: лазерной ТГц-спектроскопии, наиболее известным методом которой является спектроскопия во временной области (time domain spectroscopy, TDS).

Терагерцовое излучение оказалось прекрасным инструментом для исследования и контроля

квазичастиц и коллективных возбуждений в твердых телах, для управления фазовыми переходами и соответствующими изменениями свойств материалов, для исследования вращательных и колебательных спектров в молекулярных системах. На сегодняшний день ТГц-излучение имеет широчайший ряд научных, технологических и промышленных применений. Однако, как это происходит практически с любой наукой и технологией, возникает непреодолимое желание и необходимость расширять диагностические и технологические возможности методов, использующих ТГц-излучение.

В данной работе мы представляем наши результаты по трем направлениям разработок материалов и структур, используемых для генерации и детектирования ТГц-излучения посредством фотопроводящих антенн (ФПА):

- 1) оптимизация параметров наноплазмонных антенн,
- 2) создание сверхрешеточных гетероструктур на основе InGaAs,
- 3) использование слоистых и двумерных полупроводников.

Измерения проводили методом TDS-спектроскопии с использованием фемтосекундного лазера на кристалле сапфира, допированного ионами титана, с усилителем. Для исследования времени

жизни носителей заряда применяли методику оптического возбуждения-зондирования с использованием того же лазера. Подробное описание установки и методики можно найти в работах [1–3].

1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

В дорожной карте 2017 г. [4] указано, что ключевым устройством, обеспечившим надежную генерацию и детектирование ТГц-излучения, явился фотопроводящий переключатель [5]. С момента своего первоначального внедрения эти устройства значительно эволюционировали [6]. Исходный полупроводник – кремний на сапфире, на котором они были изготовлены, заменен выращенным при низких температурах GaAs [6–8]. Позднее стали использоваться другие материалы, например сплавы InGaAs [9], InAlAs и GaBiAs [10], а также материалы на основе графена [11].

Проводник GaAs, выращенный на низких температурах, обладает высоким электрическим сопротивлением, позволяющим прикладывать большие поля, относительно хорошей подвижностью и малым временем жизни носителей заряда. Высокое сопротивление материала обеспечивается во многом благодаря широкой запрещенной зоне. При этом широкая запрещенная зона GaAs не позволяет работать с длинноволновой накачкой, генерируемой компактными и недорогими волоконными лазерами или лазерами на неодимовом стекле. Для работы с излучением этих лазеров необходимы фотопроводники с более узкой запрещенной зоной. Одним из самых перспективных материалов является фотопроводник InGaAs. Этот материал позволяет использовать в качестве оптической накачки лазеры, работающие в диапазоне 1.0...1.6 мкм [10, 12–14]. Однако использование InGaAs сопряжено с некоторыми трудностями. Для эффективной генерации ТГц-излучения необходимо, чтобы фотопроводящий слой полупроводника имел высокое удельное сопротивление. Именно поэтому необходимо применять различные методики, которые позволили бы уменьшать как электрическое (темное) сопротивление фотопроводника, так и достаточно большие времена жизни фотовозбужденных носителей заряда. Например, для увеличения сопротивления InGaAs используется метод ионной имплантации, низкотемпературного роста с легированием атомами бериллия и эрбия и т.д.

В настоящее время динамический диапазон систем на основе фотопроводящих устройств с плазмонными элементами достиг 107 дБ, а их типичный спектр обычно составляет от 0.05 до 2...6 ТГц [15]. В

ФПА лазерный импульс возбуждает импульс переходного тока, и генерация ТГц-излучения осуществляется за счет движения электронов, находящихся в зоне проводимости. Таким образом, в этом случае эффективное возбуждение импульса тока с соответствующими частотно-временными характеристиками является принципиальным условием для эффективной генерации ТГц-излучения.

Для увеличения эффективности ФПА используется специальная геометрия электродов антенны: антенна типа “галстук-бабочка”, спиральная или логопериодическая антенна и др., которые улучшают связь оптического излучения с полупроводником [16] и ограничивают время прохождения заряда через границу раздела полупроводник-металл [17]. В последние годы начали активно использоваться наноплазмонные структуры [15], имплементированные в зазор ФПА, позволяющие перераспределить энергию лазерного импульса накачки таким образом, что большая часть фотовозбужденных носителей заряда располагается вблизи плазмонных электродов антенны. Подобная структура позволяет заметно увеличить эффективность конверсии в ФПА и увеличить мощность генерации ТГц-излучения [18].

Отметим, что ФПА являются не единственными генераторами и детекторами ТГц-импульсов. Кроме того, они имеют существенные ограничения по энергии генерируемых импульсов. ТГц-импульсы более высокой энергии генерируются в других материалах и за счет других эффектов. К ним относится прежде всего генерация высоких гармоник под воздействием лазерного импульса накачки на нелинейный кристалл, позволяющая получать в органических кристаллах импульсы с энергией 10...20 мДж, что при соответствующей фокусировке может обеспечить амплитуду электрического поля на уровне 40 МВ/см [19]. В качестве генераторов ТГц-излучения с механизмом выпрямления используются также сегнетоэлектрические кристаллы [20] и графеноподобные полупроводники [21].

Кроме того, ТГц-излучение генерируется плазмой (искрой), создаваемой в воздухе мощным фемтосекундным импульсом [22]. В последние годы также активно развиваются методы генерации ТГц-излучения магнитными (спинтронными) материалами и структурами [23, 24]. Все перечисленные методы могут быть реализованы в лазерных лабораторных установках.

Методы генерации ТГц-излучения в установках МЕГА-Сайнс также существуют, однако в настоящей работе не рассматриваются.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕРАГЕРЦОВЫХ АНТЕНН

Одним из наиболее успешных методов увеличения эффективности ФПА является оптимизация геометрии электродов. В настоящее время исследовано очень много различных геометрий электродов, при этом металлические (плазмонные) решетки дали наилучшие результаты. В этом типе электродной геометрии (дизайна) напряженность электрического поля значительно увеличивается в области контакта металл/полупроводник и, соответственно, увеличивается коэффициент поглощения электромагнитного излучения фотопроводящим слоем [25].

В работах [2, 3, 25] впервые теоретически показано, что использование периодичной металлической структуры может заметно увеличить интенсивность генерации излучения за счет передачи энергии импульса лазерной 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.

Рекордная на сегодняшний день эффективность преобразования лазерного излучения в электромагнитные колебания ТГц-диапазона была получена за счет трехмерных плазмонных электродов, она составила 7.5% при мощности генерируемого ТГц-излучения в 105 мкВт [26].

На рис. 1а, 1б представлены фотографии работанной и исследованной нами логарифмической спиральной антенне (ЛСА), сделанные растровым электронным микроскопом. ЛСА состоит из электродов, представляющих собой пару логарифмических спиралей (см. рис. 1а), в зазоре которых сформированы две симметрично расположенные плазмонные решетки (см. рис. 1б) на поверхности сверхрешеточной гетероструктуры InAlAs/InGaAs. Сверхрешетка представляет собой 30 периодов чередующихся слоев InGaAs (толщиной 12 нм) и InAlAs (толщиной 4 нм), она изготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (100) с помощью пятиступенчатого метаморфного буфера $In_yAl_{1-y}As$ с переменной мольной долей индия от $y = 0.104$ до $y = 0.52$. Период решетки равен 250 нм.

На рис. 1в и 1г представлены временные и частотные зависимости ТГц-излучения, генерируемого на обычной спиральной и плазмонной фотопроводящих антеннах (ФПА). Здесь и далее частотные зависимости получены методом быстрого преобразования Фурье с использованием программного продукта SciDAVis. Наблюдается усиление генерируемого ТГц-излуче-

ния в два раза по сравнению с “обычным” зазором в ЛСА.

Выбранная геометрия плазмонной решетки обеспечивает возбуждение поверхностных плазмонных волн вдоль периодической границы металлической решетки под воздействием поляризованной ТМ-волны лазерной накачки [27]. Возбуждение поверхностных плазмонных волн позволяет пропускать большую часть оптической накачки через наноразмерную решетку в фотопоглощающую подложку. Кроме того, плазмонные антенны в непосредственной близости от контактных электродов значительно увеличивают интенсивность оптической накачки.

3. СОЗДАНИЕ СВЕРХРЕШЕТОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ InGaAs

Как уже отмечалось ранее, для создания эргономичных, компактных и недорогих систем ТГц-спектроскопии требуется заменить дорогостоящие и громоздкие фемтосекундные титан-сапфировые лазеры, работающие на длине волны ~ 800 нм, на волоконные аналоги, излучающие в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн 1.03...1.56 мкм. По этой причине выбор материала и конструкции функциональных слоев для создания ФПА становится ключевой задачей. Наиболее подходящим кандидатом и технологически воспроизводимым материалом является InGaAs при мольной доле индия 53%, поскольку энергия его запрещенной зоны (~ 0.8 эВ при 300 К) соответствует энергии фотонов на длине волны 1.56 мкм. Для эффективной работы InGaAs должен обеспечивать сверхмалые времена жизни фотовозбужденных носителей заряда при сохранении относительно высокой подвижности. Кроме того, слой должен иметь высокое электрическое сопротивление.

Наиболее приемлемым решением является использование сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs (см., например, [28, 29]). В [26] авторами была предложена структура, состоящая из последовательности самоорганизующихся слоев ErAs, разделенных фотопроводящим слоем $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Высаживание атомов эрбия в атмосфере мышьяка на поверхности InGaAs приводит к образованию островкового роста с высотой островков ErAs порядка четырех монослоев. С одной стороны, внедрение ErAs в кристаллическую решетку InGaAs приводит к смещению уровня Ферми к дну зоны проводимости InGaAs, что сопровождается увеличением концентрации свободных носителей заряда в фотопроводящем слое и соответствующим уменьшением его сопротивления. С другой стороны, легируя бериллием InGaAs возможно

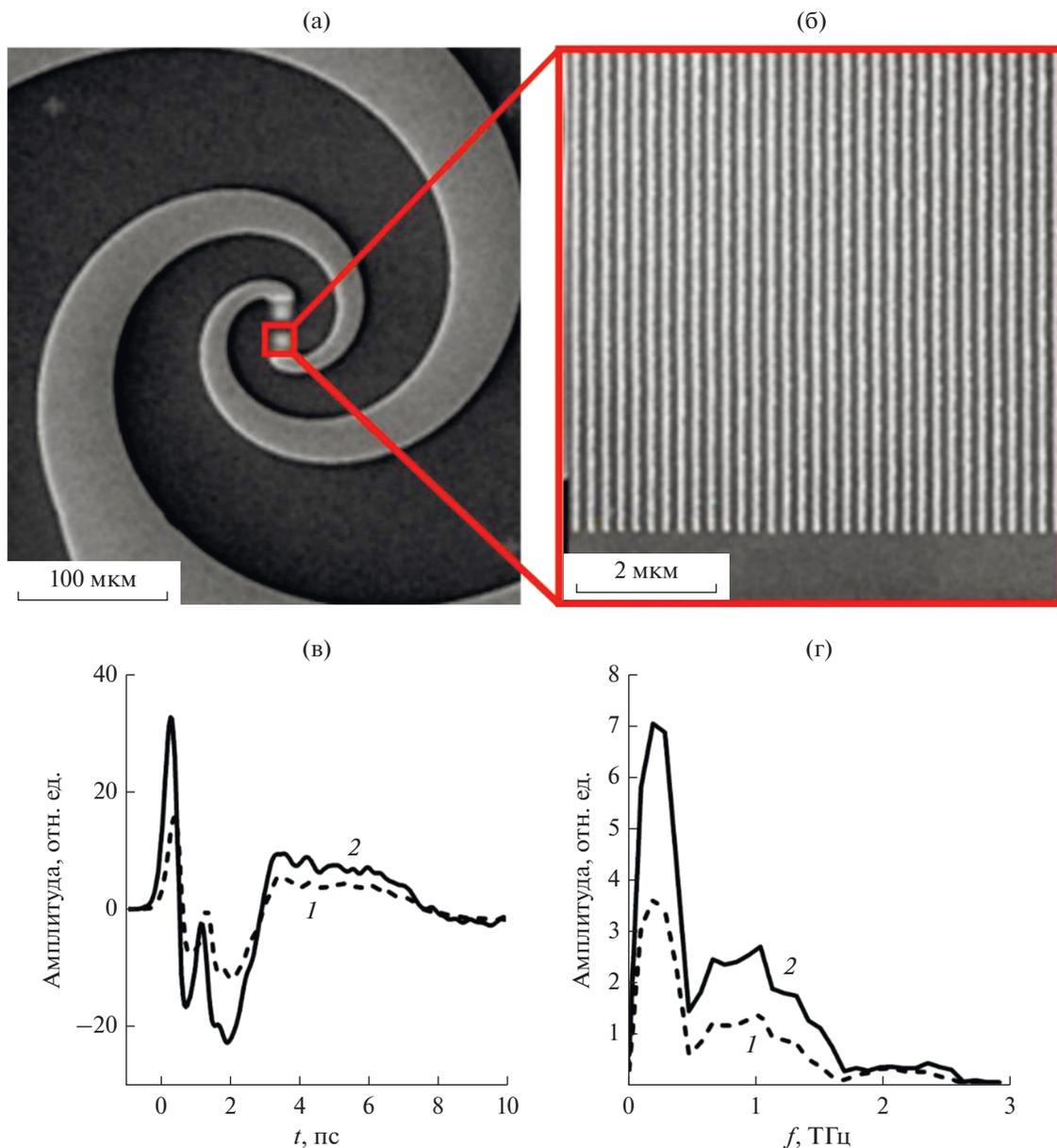


Рис. 1. РЭМ-изображения топологии электродов антенны в различных масштабах (а, б); временные (в) и частотные (г) зависимости ТГц-излучения, генерируемого на обычной спиральной (1) и плазмонной (2) фотопроводящих антеннах при напряжении 60 В.

подобрать такую концентрацию легирования, при которой уровень Ферми располагается в запрещенной зоне InGaAs. Используя структуру, состоящую из 30–70 периодов $\text{ErAs:In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, удалось получить малое время жизни носителей порядка 3.6 пс. В работе [28] авторы дополнительно использовали “сглаживающий” слой, что привело к еще большему уменьшению времени жизни, до 2 пс.

Позднее, авторами работы [29] была предложена структура, в которой фотопроводящий слой InGaAs был помещен между барьерными слоями InAlAs, выращенными при пониженной температуре роста. Низкая температура роста слоя InAlAs обеспечивает большое число глубоких уровней – ловушек для носителей заряда [30, 31]. При туннелировании между слоями InGaAs фотовозбужденные электроны захватываются ловушками в InAlAs, что приводит к увеличению сопротивле-

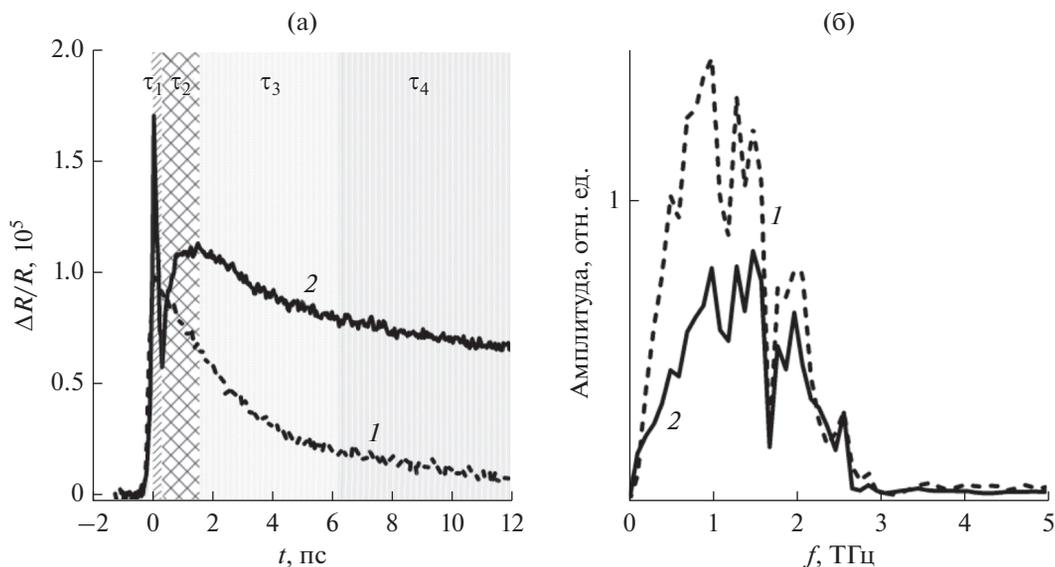


Рис. 2. Релаксационные кривые (а) коэффициента отражения, полученные в схеме оптическое возбуждение-зондирование для ненапряженного слоя (1) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и напряженного слоя (2) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.38}\text{Al}_{0.62}\text{As}$ ($\tau_1 \dots \tau_4$ – релаксационные процессы, характеризующие различные механизмы сверхбыстрой релаксации фотовозбужденных носителей заряда), а также спектральная зависимость амплитуды ТГц-излучения в тех же образцах (б); плотность излучения 9.39 мкДж/см^2 , длина волны возбуждения 800 нм .

ния фотопроводящего слоя и уменьшению времени жизни носителей.

Следует отметить, что процесс захвата наиболее эффективен для тонких слоев InGaAs толщиной порядка $10 \dots 15 \text{ нм}$, когда расстояние между электронами и ловушками достаточно для туннелирования. Для того чтобы большая часть оптической накачки поглотилась в фотопроводящем слое, авторы использовали структуру из 100 периодов, так, чтобы суммарная толщина InGaAs составила 1 мкм . Слой InGaAs был дополнительно легирован бериллием для увеличения сопротивления. За счет указанной конструкции удалось получить рекордно низкое время жизни носителей, порядка 0.8 пс .

Согласно нашим исследованиям [32, 33] напряженные сверхрешеточные наноструктуры $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ позволяют заметно уменьшить время жизни фотоносителей заряда, до 1.7 пс , по сравнению с решеточно-согласованными (4 пс) за счет интенсификации межсплавного рассеяния (рассеяния на неоднородностях состава) и рассеяния на шероховатостях гетероинтерфейса $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$. Кроме того, они позволяют управлять параметрами фотопроводящих слоев, например, влиять на ширину запрещенной зоны InGaAs и спектр генерации ТГц-излучения. Бы-

ло показано, что введение эпитаксиальных напряжений в структуру является достаточно эффективным способом для уменьшения времени жизни носителей заряда при сохранении их подвижности [34, 35].

Используя экспериментальную методику оптической накачки-зондирования и феноменологическую релаксационную модель, мы определили времена жизни фотовозбужденных носителей заряда. Релаксационные кривые представлены на рис. 2а, соответствующие спектры – на рис. 2б. Весь временной отрезок такой релаксационной зависимости может быть разделен на три этапа. Первый этап (до 200 фс) – это когерентный режим. Второй этап (до 2 пс) – термализация носителей заряда – обычно характеризуется взаимным рассеянием носителей, рассеянием электронов на оптических фонах, межзонным рассеянием и захватом носителей ловушками. Третий этап (до 100 пс) – это режим горячих носителей, на котором происходит выравнивание температуры носителей заряда между собой (до 2 пс).

На структуре с отсутствием эпитаксиального напряжения достаточно просто можно наблюдать четыре релаксационных процесса. Сразу после возбуждения происходит сверхбыстрый процесс, который можно охарактеризовать кон-

стантой τ_1 . Как было показано в работе [36, 37], данный процесс связан с процессом термализации носителей заряда. Следующий процесс τ_2 относится к рассеянию носителей заряда на фононах, что может иметь отношение к режиму горячих носителей заряда, поскольку энергия оптического возбуждения значительно превышает ширину запрещенной зоны эпитаксиальной структуры. Следующая временная константа τ_3 определяется захватом носителей заряда ловушками (точечными дефектами кристаллической структуры). Здесь следует отметить, что процессы τ_1 и τ_2 в структуре с эпитаксиальными напряжениями не наблюдаются. В работе [38] этот эффект связывается с уменьшением вклада поглощения свободных носителей и двухфотонного поглощения в динамику носителей заряда. При этом, как видно из релаксационных кривых, введение эпитаксиального напряжения уменьшает время τ_3 . В первую очередь это может определяться концентрацией ловушечных состояний, возникающих за счет эпитаксиальных напряжений [38]. И наконец, время τ_4 – характеризующее время рекомбинации носителей заряда для структуры с эпитаксиальным напряжением – демонстрирует низкие значения. Таким образом, показано, что на времена релаксации фотовозбужденных носителей заряда можно влиять путем искусственного введения эпитаксиальных напряжений. Отметим, что обнаруженный нами эффект дополняет успешно развиваемые в последние годы технологии инженерии напряжений [39–42].

4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОИСТЫХ И ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Графен и углеродные нанотрубки, обладающие уникальными электрофизическими свойствами, являются перспективными материалами для использования в ТГц-устройствах. Первые результаты исследования ТГц-генерации в монослойном и слоистом графене представлены в работах [43, 44]. Однако большие успехи были достигнуты при использовании графеноподобных материалов для детектирования ТГц-излучения. В работе [45] представлен ТГц-детектор с приемной антенной на основе одностенных углеродных трубок, отличительными особенностями которого являются компактность, широкополосность, гибкость, малая энергозатратность, а также возможность работы при комнатной температуре. Представленный детектор обладает относительно высокой чувствительностью, 2.5 В/Вт, в диапазоне частот 1.4...3.1 ТГц. В работе показано, что отклик имеет фототермоэлектрическую природу и

усиливается за счет плазмонных эффектов в антенне.

В последнее десятилетие слоистые и двумерные полупроводники, в частности дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), интенсивно исследовались и в качестве генераторов и детекторов ТГц-излучения. В 2017 г. была впервые исследована ТГц-эмиссия с поверхности слоистого кристалла дисульфид молибдена MoS_2 [46]. После этого было опубликовано еще несколько работ, посвященных исследованию ТГц-генерации другими ДПМ: WSe_2 (диселенид вольфрама), WS_2 (дисульфид вольфрама) [47, 48]. В работе [21] было показано, что даже двумерная пленка WSe_2 толщиной порядка 0.8 нм генерирует более эффективный ТГц-сигнал по сравнению с пленкой InGaAs той же толщины. Этот результат наглядно демонстрирует, что при переходе к наноразмерам двумерные ДПМ более эффективны, чем полупроводники III–V группы. В работе [49] был представлен ТГц-фотодетектор на основе массива монослойных MoSe_2 с вольватной чувствительностью 38 мВ/Вт. Другой пример – ТГц-фотодетектор на основе слоистого 2H-TaSe_2 [50], чувствительность которого составляет 27 В/Вт.

Если рассматривать объемные слоистые ДПМ как материалы для ФПА и оценивать их с точки зрения таких параметров как сопротивление, подвижность и время жизни носителей заряда, то они сильно уступают полупроводниковым соединениям группы III–V. Так, один из наиболее перспективных ДПМ MoS_2 имеет подвижности электронов $\sim 200 \text{ см}^2/\text{В с}$ и дырок $\sim 72 \text{ см}^2/\text{В с}$, что достаточно мало [50]. Несмотря на то, что в литературе есть несколько примеров создания ТГц-детекторов на основе двумерных ДПМ, эти материалы пока сильно уступают традиционно применяемым при создании ФПА полупроводникам, таким как GaAs и InGaAs .

В начале 2014 г. стали появляться статьи о слоистом черном фосфоре (фосфорене), как о перспективном двумерном материале [51]. Благодаря сильной связи электронного состояния между слоями кристаллитов черного фосфора, его запрещенная зона варьируется в пределах от 1.5 эВ (монослой) до 0.3 эВ (объемный кристалл). Однако подход, реализованный в работах [52–55], показал еще одну уникальную возможность черного фосфора. Теоретически, возможно менять ширину запрещенной зоны в слоистом черном фосфоре с помощью приложения электрического поля. Последние эксперименты по фотоэмиссионной спектроскопии подтверждают, что в легированном через адсорбцию атомов калия черном фосфоре действительно можно “настраивать” и даже пол-

ностью перекрывать запрещенную зону [56]. К сожалению, расчетное электрическое поле составило порядка нескольких вольт на один нанометр. Такое большое электрическое поле препятствует реализации перестраиваемых запрещенных зон электронных и фотонных устройств. Кроме того, сильно легированный материал обычно не идеален для применения в подобных устройствах оптоэлектроники. Однако в работе [57] эта проблема была решена путем изменения толщины кристалла черного фосфора.

Экспериментально возможность “настройки” запрещенной зоны в черном фосфоре была показана путем приложения прямого электрического смещения к электродам. В кристаллите черного фосфора толщиной 4 нм (порядка семи монослоев) изменение запрещенной зоны ограничено примерно 75 мэВ. Причем наблюдается сильная нелинейная зависимость ширины запрещенной зоны от электрического поля смещения. Эта специфическая полевая зависимость обусловлена сильной межслойной связью электронного состояния и очень хорошо учитывается при расчете теории функционала плотности [58]. Напротив, в черном фосфоре с толщиной 10 нм, разность потенциалов может преодолеть межслойную связь. Ранее была продемонстрирована эффективная непрерывная “настройка” запрещенной зоны кристаллитов черного фосфора от 300 до 50 мэВ с внешним электрическим полем смещения до 1.1 В/нм.

Следующим важным свойством черного фосфора является его высокая подвижность, которая зависит от числа слоев [59, 60], вследствие чего фосфорен эффективно поглощает ТГц-излучение, даже если энергия фотонов ниже энергии запрещенной зоны полупроводника. Подвижность носителей заряда в объемных кристаллитах черного фосфора достигает 50000 и 1000 см²/В с при 30 и 300 К соответственно [60–63]. Кроме того, черный фосфор проявляет ярко выраженные анизотропные свойства, такие как анизотропный перенос и теплопроводность, оптическое поглощение и линейный дихроизм, что указывает на то, что его можно использовать в качестве эффективного оптоэлектронного материала, расширяя его работу до более длинных волн, таких как средний инфракрасный спектр и биомедицинское зондирование [64–66]. Экспериментально было доказано, что технологический прием укладки различных слоистых материалов (ДПМ, графен и т.д.) может быть использован для разработки сверхчувствительных детекторов света, или гибких фотовольтаических устройств.

В 2017 г. впервые было предложено в качестве фотопроводящего материала ТГц-антенны использовать нанослой черного фосфора [67]. Была показана возможность сверхширокополосного детектирования от ИК- до ТГц-частот. Хорошее сочетание параметров черного фосфора (ширина запрещенной зоны, высокая подвижность носителей заряда) приводит к широкому спектральному поглощению, превосходящему графен. В зависимости от геометрии устройства, длины волны и мощности падающего излучения могут различаться фотопроводящие механизмы, такие как фототермоэлектрическая, болометрическая и электронно-дырочная генерация. Предлагаемые фотодетекторы потенциально могут обладать хорошей эффективностью с чувствительностью более 300 В/Вт, малошумящей эквивалентной мощностью по отношению к падающей (поглощенной) мощности (меньше 10 пВт/Гц^{0.5}). Улучшить характеристики созданных устройств можно более обоснованным выбором (несимметричных) материалов электродов, усовершенствованием плазмонных антенн, а также возможностью динамического управления шириной запрещенной зоны.

В наших работах мы исследовали генерацию ТГц-излучения различными двумерными и слоистыми полупроводниками. На рис. 3 приведены временные и спектральные зависимости амплитуды ТГц-импульса, генерируемого слоистыми кристаллами WSe₂ и черного фосфора толщиной порядка 20 нм, в геометрии “на отражение”. Из рисунков видно, что эффективность генерации ТГц-излучения нанокристаллами черного фосфора примерно в два раза выше, чем нанокристаллами WSe₂. Максимум эмиссии приходится на 1 и 1.5 ТГц для WSe₂ и черного фосфора соответственно. Спектр излучения черного фосфора шире спектра излучения WSe₂.

Механизмы генерации ТГц-излучения этими двумя материалами принципиально различные. Черный фосфор является узкозонным полупроводником (ширина запрещенной зоны порядка 0.3 эВ), он хорошо поглощает излучение накачки, и ТГц-излучение генерируется по фотовольтаическому механизму Дембера для фотопроводящих материалов. Ширина запрещенной зоны монослоистого WSe₂ соответствует 1.62 эВ. Следовательно, как было показано в работе [21], основным механизмом генерации ТГц-излучения в образцах WSe₂ является нелинейно-оптическое выпрямление, а вклад поверхностного поля и фотоэффекта Дембера можно исключить ввиду отсутствия поглощения оптического излучения.

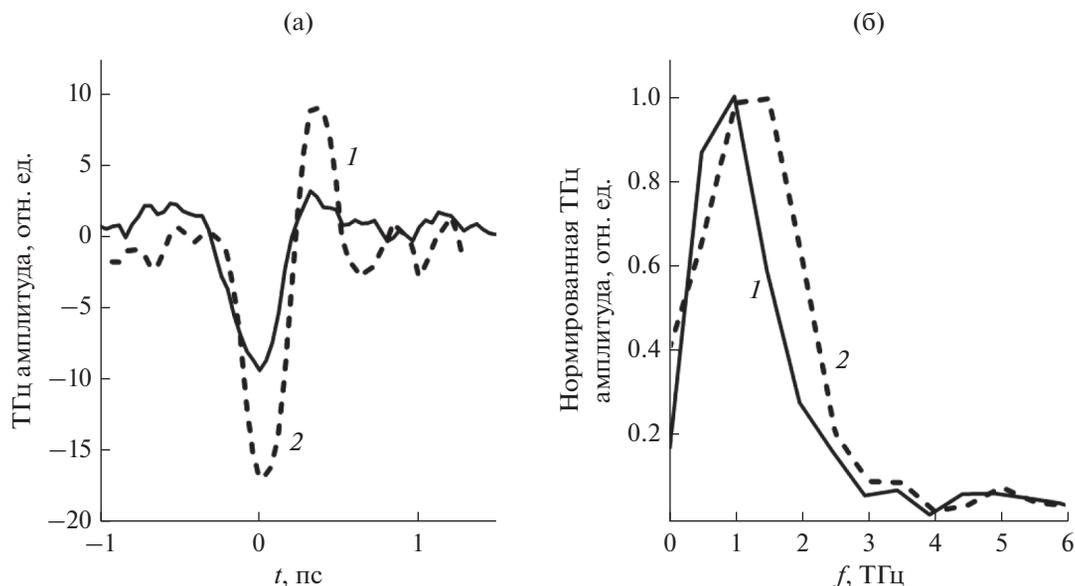


Рис. 3. Зависимость амплитуды ТГц-сигнала от времени задержки между импульсом накачки, падающим на образец, и зондирующим импульсом, падающим на кристалл ZnTe (а), для нанокристаллов ВР (1) и черного фосфора WSe₂ (2); нормированный спектр ТГц-излучения, генерируемого в исследуемых образцах (б); плотность энергии в импульсе излучения накачки составляла ~ 0.5 мкДж/см².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен обзор современных тенденций развития и совершенствования ТГц-источников излучения, использующих в качестве накачки фемтосекундные лазеры, в том числе на кристалле сапфира, допированном ионами титана.

Рассмотрены фотопроводящие источники, для которых решение проблемы увеличения эффективности оптико-ТГц-конверсии связано с двумя фундаментальными задачами, заключающимися в обеспечении предельной концентрации энергии лазерного излучения в зазоре ФПА для усиления поглощения лазерного импульса в фотопроводящем материале, и создании фотопроводящих структур со сверхмалыми временами жизни фотоносителей заряда при сохранении их высокой подвижности. Решение первой задачи обеспечивается созданием ФПА, содержащих наноплазмонные структуры, дальнейшее увеличение эффективности которых возможно при совместном решении физических и технологических задач. Вторая задача может быть решена несколькими путями. Первый — целенаправленная модификация структур на основе узкозонного полупроводника InGaAs, работающего с лазерной накачкой в диапазоне длин волн 1.03...1.56 мкм. Второй путь — создание и оптимизация новых материалов, таких как дираковские материалы и топологические изоляторы наряду с черным фосфором, а также ком-

бинации новых материалов, например, черный фосфор/графен.

Что касается двумерных полупроводников, то в силу малости активного объема их использование эффективно при создании детекторов и модуляторов ТГц-излучения.

Работы в этой области обеспечат широкое применение ТГц-излучения в спектроскопии материалов, биомедицинской диагностике, метрологии, спинтронике, беспроводной связи и т.д.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания вузу (FSFZ-0706-2020-0022), а также частично Российского фонда фундаментальных исследований (работы по изготовлению структур на основе сверхрешеток фотопроводящих материалов, проект № 20-32-70129 Стабильность).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lepeshov S., Gorodetsky A., Krasnok A.* // Laser Photon. Rev. 2017. V. 11. № 1. P. 1770001.
2. *Catrysse P.B., Veronis G., Shin H., Shen J.T.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 3. P. 031101.
3. *Hsieh B.Y., Jarrahi M.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. № 8. P. 084326.

4. *Dhillon S.S., Vitiello M.S., Linfield E.H. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. № 4. P. 043001.
5. *Auston D.H., Nuss M.C.* // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. № 2. P. 184.
6. *Shen Y.C., Upadhyay P.C., Beere H.E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. № 2. P. 164.
7. *Kindt J.T., Schmuttenmaer C.A.* // J. Phys. Chem. 1996. V. 100. № 24. P. 10373.
8. *Yardimci N.T., Yang S.H., Berry C.W., Jarrahi M.* // IEEE Trans. 2015. V. TST-5. № 2. P. 223.
9. *Dietz R.J.B., Globisch B., Roehle H. et al.* // Opt. Express. 2014. V. 22. № 16. P. 19411.
10. *Лаврухин Д.В., Ячменев А.Э., Бугаев А.С. и др.* // ФТП. 2015. Т. 49. № 7. С. 932.
11. *Koppens F.H.L., Mueller T., Avouris P. et al.* // Nature Nanotechnology. 2014. V. 9. № 10. P. 780.
12. *Takazato A., Katakura M., Matsui T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. № 1. P. 011102.
13. *Han S.-P., Ko H., Kim N. et al.* // Opt. Lett. 2011. V. 36. № 16. P. 3094.
14. *Bernussi A.A., Souza C.F., Carvalho W. et al.* // Brazilian J. Phys. 1994. V. 24. № 1. P. 460.
15. *Yardimci N.T., Jarrahi M.* // Scientific Rep. 2017. V. 7. № 1. P. 42667.
16. *Berry C.W., Wang N., Hashemi M.R. et al.* // Nature Commun. 2013. V. 4. № 1. P. 1622.
17. *Yang S.H., Hashemi M.R., Berry C.W., Jarrahi M.* // IEEE Trans. 2014. V. TST-4. № 5. P. 575.
18. *Горбатова А.В., Хусяинов Д.И., Ячменев А.Э.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 22. С. 10.
19. *Овчинников А.В., Чефонов О.В., Ситников Д.С. и др.* // Квантовая электрон. 2018. Т. 48. № 6. С. 554.
20. *Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M.C. et al.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 2008. V. 25. № 7. P. B6.
21. *Горбатова А.В., Хусяинов Д.И., Бурков А.М. и др.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 24. С. 44.
22. *Zharova N.A., Mironov V.A., Fadeev D.A.* // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. № 5. P. 056409.
23. *Schneider R., Fix M., Heming R. et al.* // ACS Photonics. 2018. V. 5. № 10. P. 3936.
24. *Papaioannou E.Th., Beigang R.* // Nanophotonics. 2021. V. 10. № 4. P. 1243.
25. *Yardimci N.T., Yang S.H., Berry C.W., Jarrahi M.* // OSA Techn. Dig. Conf. Lasers and Electro-Optics (CLEO-SI) Washington 10–15 May 2015. Washington: Opt. Soc. Amer., 2015. P. SM4F.
26. *Ospald F., Maryenko D., Von Klitzing K. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. № 13. P. 131117.
27. *Berry C.W., Wang N., Hashemi M.R. et al.* // Nature Commun. 2013. V. 4. № 1. P. 1622.
28. *Sukhotin M., Brown E.R., Driscoll D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. № 19. P. 3921.
29. *Roehle H., Dietz R.J.B., Hensel H.J. et al.* // Opt. Express. 2010. V. 18. № 3. P. 2296.
30. *Dietz R.J.B., Gerhard M., Stanze D. et al.* // Opt. Express. 2011. V. 19. № 27. P. 25911.
31. *Dietz R.J.B., Globisch B., Gerhard M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 6. P. 061103.
32. *Буряков А.М., Хусяинов Д.И., Мишина Е.Д. и др.* // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 23. С. 146.
33. *Ponomarev D.S., Gorodetsky A., Yachmenev A.E. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. № 15. P. 151605.
34. *Пономарев Д.С., Хабибуллин Р.А., Клочков А.Н. и др.* // ФТП. 2018. Т. 52. № 7. С. 723.
35. *M. Alfaro-Gomez and E. Castro-Camus* // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. № 4. P. 042101.
36. *Hall K.L., Lai Y., Ippen E.P. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. № 27. P. 2888.
37. *Alcalde A.M., Weber G.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. № 10. P. 7276.
38. *Buryakov A., Khusyainov D., Mishina E. et al.* // MRS Advances. 2019. V. 4. № 1. P. 15.
39. *Liu Z., Menéndez C., Shenoy J. et al.* // Nano Energy. 2020. V. 72. P. 104732.
40. *Chen Y., Lei Y., Li Y. et al.* // Nature. 2020. V. 577. № 7789. P. 209.
41. *Wang Y., Sun X., Chen Z. et al.* // Sci. Adv. 2018. V. 4. № 5. P. eaar3679.
42. *Бородина В.В., Крамаров С.О.* // Российский технологический журн. 2020. Т. 8. № 4. С. 66.
43. *Bahk Y.M., Ramakrishnan G., Choi J., Song H. et al.* // ACS Nano. 2014. V. 8. № 9. P. 9089.
44. *Maysonnaeve J., Huppert S., Wang F. et al.* // Nano Lett. 2014. V. 14. № 10. P. 5797.
45. *He X., Fujimura N., Lloyd J.M. et al.* // Nano Lett. 2014. V. 14. № 7. P. 3953.
46. *Huang Y., Zhu L., Zhao Q. et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2017. V. 9. № 5. P. 4956.
47. *Si K., Huang Y., Zhao Q., Zhu L. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 448. P. 416.
48. *Zhang L., Huang Y., Zhao Q. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. № 15. P. 155202.
49. *Liu H., Chen Z., Chen X. et al.* // J. Mater. Chem. C. 2016. V. 4. № 40. P. 9399.
50. *Cai Y., Zhang G., Zhang Y.W.* // J. Amer. Chem. Soc. 2014. V. 136. № 17. P. 6269.
51. *Qiao J., Kong X., Hu Z.X. et al.* // Nature Commun. 2014. V. 5. № 1. P. 4475.
52. *Guo H., Lu N., Dai J. et al.* // J. Phys. Chem. C. 2014. V. 118. № 25. P. 14051.
53. *Liu Q., Zhang X., Abdalla L.B. et al.* // Nano Lett. 2015. V. 15. № 2. P. 1222.
54. *Li Y., Yang S., Li J.* // J. Phys. Chem. C. 2014. V. 118. № 41. P. 23970.
55. *Dai J., Zeng X.C.* // J. Phys. Chem. Lett. 2014. V. 5. № 7. P. 1289.
56. *Kim J., Baik S.S., Ryu S.H. et al.* // Science. 2015. V. 349. № 6249. P. 723.

57. *Deng B., Tran V., Xie Y. et al.* // Nature Commun. 2017. V. 8. № 1. P. 14474.
58. *Mahan G.D.* Many-Particle Physics. N.Y.: Kluwer Academic Publishers-Plenum Publishers, 2000.
59. *Long G., Maryenko D., Shen J. et al.* // Nano Lett. 2016. V. 16. № 12. P. 7768.
60. *Chen X., Wu Y., Wu Z. et al.* // Nature Commun. 2015. V. 6. № 1. P. 7315.
61. *Li L., Yu Y., Ye G.J. et al.* // Nature Nanotechnol. 2014. V. 9. № 5. P. 372.
62. *Liu H., Neal A.T., Zhu Z. et al.* // ACS Nano. 2014. V. 8. № 4. P. 4033.
63. *Youngblood N., Chen C., Koester S.J., Li M.* // Nature Photonics. 2015. V. 9. № 4. P. 247.
64. *Xia F., Wang H., Jia Y.* // Nature Commun. 2014. V. 5. № 1. P. 4458.
65. *Luo Z., Maassen J., Deng Y. et al.* // Nature Commun. 2015. V. 6. № 1. P. 8572.
66. *Buscema M., Groenendijk D.J., Blanter S.I. et al.* // Nano Lett. 2014. V. 14. № 6. P. 3347.
67. *Wang L., Liu C., Chen X. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2017. V. 27. № 7. P. 1604414.