

Федеральное государственное автономное научное учреждение
Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники
имени В. Г. Мокерова Российской академии наук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики
имени А. М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи



Лаврухин Денис Владимирович

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОПРОВОДЯЩИМИ
АНТЕННАМИ: ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И НОВЫЕ
ПОДХОДЫ К ОПТИМИЗАЦИИ**

Специальность 1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук, доцент
Пономарев Дмитрий Сергеевич

Научный консультант:
кандидат технических наук
Спектор Игорь Евсеевич

Москва – 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
ГЛАВА 1. Проблемы генерации и детектирования терагерцовых импульсов в фотопроводящих антеннах при фемтосекундном лазерном возбуждении.....	15
1.1. Современные подходы к генерации и детектированию импульсного терагерцового излучения.....	15
1.1.1. Оптическое выпрямление и электрооптическое детектирование в нелинейных средах.....	16
1.1.2. Генерация и детектирование в лазерной газоразрядной плазме	18
1.1.3. Генерация в полупроводниках на основе встроенного поля и фотоэффекта Дембера.....	20
1.1.4. Генерация и детектирование терагерцовых импульсов фотопроводящими антеннами.....	22
1.2. Методы физико-математического моделирования фотопроводящих антенн.....	25
1.2.1. Переходной ток в фотопроводнике и описание процесса генерации терагерцового излучения.....	26
1.2.2. Фотопроводимость и описание процесса детектирования излучения.....	42
1.3. Методы управления свойствами фотопроводящих материалов для работы с фемтосекундным лазерным возбуждением ближнего и среднего ИК диапазонов.....	46
1.4. Выводы по первой главе.....	50
ГЛАВА 2. Физико-математическая модель генерации и детектирования терагерцовых импульсов в фотопроводящих антеннах при фемтосекундном лазерном возбуждении.....	51

2.1. Общий подход к моделированию.....	51
2.2. Временной профиль лазерного импульса.....	53
2.3. Динамика носителей заряда	54
2.4. Частотно-зависимый импеданс электродов антенны	63
2.5. Детектирование терагерцовых импульсов	67
2.6. Шум при детектировании терагерцовых импульсов	73
2.7. Выводы ко второй главе.....	78

ГЛАВА 3. Экспериментальные исследования генерации и детектирования терагерцового излучения в фотопроводящих антеннах на основе оригинальных топологий и конструкций фотопроводящих сверхрешеточных гетероструктур при фемтосекундном лазерном возбуждении.....	80
--	----

3.1. Лабораторный стенд терагерцового импульсного спектрометра для апробации разработанных фотопроводящих антенн	80
--	----

3.2. Изготовление образцов фотопроводящих антенн-источников и детекторов для экспериментальных исследований.....	88
--	----

3.3. Управление спектром фотопроводящей антенны-источника за счет вариации топологии электродов.....	90
--	----

3.4. Повышение эффективности детектирования в фотопроводящих антеннах на основе упруго-напряженных сверхрешеточных гетероструктур....	95
---	----

3.5. Выводы к третьей главе	100
-----------------------------------	-----

Общие выводы и заключение.....	101
--------------------------------	-----

Список сокращений	104
-------------------------	-----

Список литературы	105
-------------------------	-----

Введение

Актуальность работы. Устойчивый интерес к надежным источникам и детекторам электромагнитных волн терагерцового диапазона частот (ТГц, 10^{11} – 10^{13} Гц) обусловлен их уникальными свойствами. Такие электромагнитные волны имеют субмиллиметровую длину и способны проникать в диэлектрические среды на большую глубину, при этом измерения частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости среды позволяют извлекать информацию о низкочастотных молекулярных колебаниях и структурных свойствах вещества [1]. ТГц излучение, в отличие от видимого и инфракрасного (ИК), испытывает меньшее рассеивание, что делает его удобным инструментом для томографии и неразрушающего контроля материалов и сред [2],[3]. Из-за сильного поглощения водой и, соответственно, крайней чувствительности к ее содержанию, а также к свободному или связанному состоянию молекул воды, открываются широкие перспективы применения ТГц излучения для медицинской диагностики. В качестве примера, можно отметить возможность создания перспективных ТГц систем визуализации на основе естественного контраста тканей, т.е. не требующих введения в организм веществ-маркеров. В настоящее время ТГц излучение уже используется для решения практических задач: в системах контроля качества покрытий, композитов и объемных тел [4]; для медицинской диагностики, систем визуализации и томографии [5]; для поиска скрытых объектов (в том числе в системах безопасности) [6]; в высокочувствительных устройствах для распознавания состава и состояния химических субстратов [7].

Методология регистрации волновой формы электромагнитного импульса и связанная с ней ТГц импульсная спектроскопия (спектроскопия во временной области, Time Domain Spectroscopy) развиваются с середины 80-х годов XX века. Благодаря малому размеру, а также простоте и надежности, для генерации и детектирования электромагнитных импульсов в современных ТГц импульсных спектрометрах широко применяются

фотопроводящие антенны (ФПА) [8]. Эффективность практических систем спектроскопии или визуализации определяется такими ключевыми характеристиками ФПА, как форма спектра излучения, интегральная мощность ТГц излучения в заданном частотном диапазоне и отношение сигнал/шум (ОСШ). Предпринимаются многочисленные исследования с целью оптимизации одного или сразу нескольких перечисленных параметров.

Установлено, что для ФПА требуется фотопроводник с высоким удельным сопротивлением (для уменьшения нагрева ФПА-источника темновым током и снижения теплового шума ФПА-детектора), малым временем жизни носителей заряда (для улучшения частотных характеристик) и, по возможности, высокой подвижностью носителей (для повышения мощности ТГц излучения). Наиболее часто используемым материалом для изготовления ФПА является выращенный при относительно низкой температуре арсенид галлия (Low-Temperature Grown GaAs - LT-GaAs). Он обладает малым временем жизни носителей заряда и высоким электрическим сопротивлением, но имеет существенный недостаток - большую ширину запрещенной зоны E_g , что подразумевает использование сложных лазерных систем на основе кристаллов титан-сапфира или волоконных лазеров с умножением частоты. Применительно к ФПА на основе LT-GaAs, обычно оптимизируют топологию электродов антенны - для управления поляризационными, спектральными и пространственными характеристиками ТГц излучения [9-11], а также стремятся повысить эффективность использования энергии лазерного возбуждения [12-15].

Перспективным фотопроводником с меньшей шириной запрещенной зоны, способным непосредственно возбуждаться излучением компактных инфракрасных (ИК) волоконных лазеров с длиной волны 1,03–1,56 мкм, является твердый раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где параметр x - мольная доля индия, а также гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InAlAs}$ на его основе. Принципиальным недостатком указанных материалов является высокая концентрация

свободных носителей заряда, и как следствие, низкое удельное электрическое сопротивление, что часто требует проведения компенсационного легирования атомами-акцепторами бериллия или ионной имплантации. Также, в отличие от LT-GaAs, для эффективной работы ФПА на основе узкозонных фотопроводников нужно специально оптимизировать значения времени жизни и подвижности носителей заряда. Однако улучшение одного из указанных параметров влечет за собой ухудшение другого; таким образом при выборе конструкции гетероструктуры всегда выполняется поиск компромиссного решения [16–19].

В настоящее время оптимизация ФПА до сих пор не является комплексной, более того, ФПА-источники и ФПА-детекторы рассматриваются независимо. К сожалению, отсутствуют и общепринятые физико-математические модели, в едином ключе описывающие процессы генерации и детектирования ТГц импульсов, которые бы одновременно учитывали параметры лазерного возбуждения, характеристики фотопроводника и влияние топологии электродов антенны. Данное обстоятельство делает задачу разработки комплексной модели ФПА актуальной и востребованной.

По этой причине **целью диссертации** является разработка физико-математической модели генерации и детектирования ТГц излучения в ФПА, возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами ближнего ИК диапазона, а также экспериментальная верификация данной модели путем исследования оригинальных ФПА с разной конструкцией, отличающихся фотопроводящими материалами (детекторы) и топологией электродов (источники).

Для достижения сформулированной цели в работе решались следующие теоретические и экспериментальные **задачи**:

- 1) Критический анализ современных фотопроводящих источников и детекторов импульсного ТГц излучения, возбуждаемых

- ультракороткими лазерными импульсами, и методов физико-математического моделирования таких устройств;
- 2) Разработка комплексной физико-математической модели генерации и детектирования ТГц излучения в ФПА, возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами ближнего инфракрасного диапазона, учитывающая параметры лазерного излучения, характеристик фотопроводника и топологии электродов антенны;
 - 3) Изготовление образцов ФПА на основе различных фотопроводящих материалов и с разной топологией электродов;
 - 4) Разработка лабораторного стенда для экспериментальной апробации образцов ФПА и верификации предложенной физико-математической модели;
 - 5) Экспериментальные исследования образцов оригинальных ФПА с различными фотопроводниками (включая напряженные сверхрешеточные гетероструктуры) и топологиями электродов (включая управление импедансом электродов): оценка длительности и измерение временного профиля ТГц импульсов, получение Фурье-спектров импульсов, оценка рабочего частотного диапазона ФПА, а также сравнение формы спектров ТГц излучения (для источников) и ОСШ (для детекторов). Сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями по предложенной модели.

Методы исследований.

При решении задач диссертации применялись методы физической оптики, вычислительной электродинамики, цифровой и статистической обработки сигналов, импульсной спектроскопии ТГц излучения во временной области.

Научная новизна исследования заключается в том, что:

- Разработана физико-математическая модель, позволяющая впервые рассмотреть процессы генерации и детектирования импульсного ТГц-излучения с учетом частотной зависимости импеданса ФПА,

параметров лазерного излучения, а также подвижности и времени жизни носителей заряда в фотопроводнике. Выявлен и явно учтен факт влияния соотношения импеданса ФПА и сопротивления фотопроводника на регистрируемую форму ТГц-спектра. Предложен и экспериментально апробирован удобный и относительно простой подход для управления формой ТГц-спектра на стадии проектирования топологии ФПА;

- Впервые предложен подход, позволяющий комплексно оценить влияние таких факторов, как длина зазора между электродами ФПА, размер фокального пятна лазерного излучения и транспортные характеристики фотопроводника, на мощность шума ФПА-детектора;
- Впервые изготовлены образцы ФПА-детекторов на основе упруго-напряженных многопериодных сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs на подложках GaAs;
- Впервые экспериментально исследованы зависимости спектральной плотности мощности ТГц-генерации и соотношения сигнал/шум для ФПА-детекторов на основе упруго-напряженных сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs от мощности зондирующего лазерного излучения.

Положения, выносимые на защиту

- 1) Разработанная физико-математическая модель процесса генерации и детектирования импульсного ТГц-излучения в ФПА учитывает параметры лазерного возбуждения, транспортные и оптические свойства фотопроводника, а также геометрию электродов антенны;
- 2) Теоретически предсказанный и экспериментально верифицированный метод управления формой ТГц-спектра ФПА-источника базируется на эффекте частотно-зависимого согласования импеданса электродов антенны и сопротивления фотопроводника;
- 3) Экспериментально верифицированная модель учитывает взаимосвязь отношения сигнал/шум для ФПА-детектора с длиной зазора между

электродами антенны, размером фокального пятна лазерного зондирования и транспортными характеристиками фотопроводника;

- 4) Разработанный оригинальный ФПА–детектор на основе упруго-напряженной сверхрешеточной гетероструктуры InGaAs/InAlAs, обеспечивает значительное снижение мощности шума по сравнению с ФПА-детектором на основе аналогичной решеточно-согласованной гетероструктуры, при сохранении высокого динамического диапазона спектрометра ~ 70 дБ в полосе частот 0,1 – 3,5 ТГц.

Теоретической значимостью обладает физико-математическая модель процессов генерации и детектирования излучения посредством ФПА в ТГц импульсном спектрометре, учитывающая параметры фотовозбужденных носителей заряда и частотную зависимость импеданса антенн. В модели выполнен явный учет взаимного влияния импеданса антенны и сопротивления фотопроводника на регистрируемую форму спектра, что дает возможность управления спектром на стадии проектировании топологии ФПА-источника; рассмотрено управление спектральной чувствительностью, а также отношением сигнал/ шум ФПА-детектора.

Практическая ценность работы. Разработанная физико-математическая модель может быть использованы при выборе параметров фотопроводящего материала и проектировании топологии электродов ФПА. В процессе выполнения работы, помимо лабораторного стенда ТГц импульсного спектрометра для апробации оригинальных ФПА, на основе разработанных ФПА-источников и ФПА-детекторов был собран спектрометр для задач прикладной диэлектрической спектроскопии. На данном спектрометре, силами междисциплинарного коллектива исполнителей – включающим сотрудников ИСВЧПЭ РАН, ИОФ РАН, Института регенеративной медицины Первого МГМУ имени И. М. Сеченова, выполняются пилотные исследования биологических объектов. Опыт моделирования в сочетании с наработанным опытом практического применения ФПА может быть в дальнейшем использован при создании

образцов перспективных компактных лабораторных систем спектроскопии и визуализации в ТГц-диапазоне частот.

Достоверность результатов основана на корректном рассмотрении исследуемых физических процессов, использовании правомерных допущений, корректном применении методов исследования, а также на взаимном соответствии результатов теоретических и экспериментальных исследований.

Апробация результатов работы. Основные результаты диссертации докладывались на международных и всероссийских научных мероприятиях, симпозиумах и семинарах в качестве приглашенных и устных докладов, в числе которых отметим профильные конференции: *Ежегодный международный симпозиум «Нанопластика и наноэлектроника» 2018-2023* (Нижний Новгород, Россия); *IEEE Summer Topicals Meeting Series 2022* (Кабо Сан Лукас, Мексика); *Saratov Fall Meeting 2019–2022* (Саратов, Россия); *SPIE Photonics West 2022* (Сан Франциско, США); *XI-XII Всероссийские семинары по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн 2019–2020* (Нижний Новгород, Россия); *1-ая Международная конференция «Лазеры, полупроводниковые излучатели и системы на их основе 2022»* (Минск, Беларусь); *Международная конференция «Микро- и наноэлектроника – 2021»* (Звенигород, Россия); *10-я и 11-я Международные научно-практические конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» 2019–2020* (Москва, Россия); *XXII ежегодное заседание Научного Совета РАН по физике конденсированных сред и научно-практической семинар «Актуальные проблемы физики конденсированных сред» 2019* (Черноголовка, Россия); *METANANO 2018* (Сочи, Россия); *17th International Conference Laser Optics 2018»* (Санкт-Петербург, Россия); *7th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies 2018* (Варшава, Польша).

Публикации по теме диссертации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 10 статьях в научных журналах, входящих в Перечень ВАК РФ, а также отражены в 2 патентах на изобретение.

Перечень публикаций:

- [1]. Enhanced THz generation from interdigitated quantum dot based photoconductive antenna operating in a quasi-ballistic regime / A. Gorodetsky, **D.V. Lavrukhin**, D.S. Ponomarev, S.V. Smirnov, A. Yadav, R.A. Khabibullin, E.U. Rafailov // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2023. Vol. 29, № 5, P. 8500505;
- [2]. Boosting THz photoconductive antenna-emitter using optical light confinement behind a high refractive sapphire fiber-lens / D.S. Ponomarev, **D.V. Lavrukhin**, N.V. Zenchenko, T.V. Frolov, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, T. Otsuji, K.I. Zaytsev // Optics Letters. 2022. Vol. 47, № 7, P. 1899;
- [3]. Strain-Induced InGaAs-Based Photoconductive Terahertz Antenna–Detector / **D.V. Lavrukhin**, A.E. Yachmenev, Yu.G. Goncharov, K.I. Zaytsev, R.A. Khabibullin, A.M. Buryakov, E.D. Mishina, D.S. Ponomarev // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2021. Vol. 11, № 4. P. 417-424;
- [4]. Fabrication and Characterization of an 8×8 Terahertz Photoconductive Antenna Array for Spatially Resolved Time Domain Spectroscopy and Imaging Applications / R. Henri, K. Nallappan, D.S. Ponomarev, H. Guerboukha, **D.V. Lavrukhin**, A.E. Yachmenev, R.A.Khabibullin, M. Skorobogatiy // IEEE Access. 2021, Vol. 9, P. 117691-117702;
- [5]. Фотопроводящий ТГц детектор на основе новых функциональных слоев в многослойных гетероструктурах / А.Э. Ячменев, **Д.В. Лаврухин**, Р.А. Хабибуллин, Ю.Г. Гончаров, И.Е. Спектор, К.И. Зайцев, В.А. Соловьев, С.В. Иванов, Д.С. Пономарев // Оптика и спектроскопия. 2020. Т.129, №6, Стр. 741-746. [Photoconductive THz

- detector based on new functional layers in multi-layer heterostructures / A.E. Yachmenev, **D.V. Lavrukhin**, R.A. Khabibullin, Yu.G. Goncharov, I.E. Spektor, K.I. Zaytsev, V.A. Solov'ev, S.V. Ivanov, D.S. Ponomarev // Optics and Spectroscopy. 2021. Vol. 129, № 8, P. 851–856.];
- [6]. Sub-terahertz FET detector with self-assembled Sn-nanowires / D.S. Ponomarev, **D.V. Lavrukhin**, A.E. Yachmenev, R.A. Khabibullin, I.E. Semenikhin, V.V. Vyurkov, K.V. Maremyanin, V.I. Gavrilenko, M. Ryzhii, M. Shur, T. Otsuji, V. Ryzhii // Journal of Physics D: Applied Physics. 2020, Vol. 53, № 7, P. 075102;
- [7]. Shaping the spectrum of terahertz photoconductive antenna by frequency-dependent impedance modulation / **D.V. Lavrukhin**, A.E. Yachmenev, A.Y. Pavlov, R.A. Khabibullin, et al. // Semiconductor Science and Technology. 2019. Vol. 34, № 3. P. 034005;
- [8]. Lateral terahertz hot-electron bolometer based on an array of Sn nanowires in GaAs / D.S. Ponomarev, **D.V. Lavrukhin**, A.E. Yachmenev, R.A. Khabibullin, I.E. Semenikhin, V.V. Vyurkov, M. Ryzhii, T. Otsuji, V. Ryzhii // Journal of Physics D: Applied Physics. 2018. Vol. 51, №31, P. 135101;
- [9]. Электрические и тепловые свойства фотопроводящих антенн на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x > 0.3$) с метаморфным буферным слоем для генерации терагерцового излучения / Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, А.Ю. Павлов, Д.Н. Слаповский, И.А. Глинский, **Д.В. Лаврухин**, О.А. Рубан, П.П. Мальцев // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 9. С. 1267-1272. [Electrical and thermal properties of photoconductive antennas based on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x > 0.3$) with a metamorphic buffer layer for the generation of terahertz radiation/ D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev, A.Y. Pavlov, D.N. Slapovskiy, I.A. Glinskiy, **D.V. Lavrukhin**, O.A. Ruban, P.P. Maltsev // Semiconductors. 2017. T. 51. № 9. P. 1218-1223.];

- [10]. Особенности диагностики метаморфных наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии в режиме ω -сканирования / И.С. Васильевский, С.С. Пушкарев, М.М. Грехов, А.Н. Виниченко, **Д.В. Лаврухин**, О.С. Коленцова // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50. № 4. С. 567-573. [Features of the diagnostics of metamorphic InAlAs/InGaAs/InAlAs nanoheterostructures by high-resolution X-Ray diffraction in the ω -scanning mode/ I.S. Vasil'evskii, S.S. Pushkarev, M.M. Grekhov, A.N. Vinichenko, O.S. Kolentsova, **D.V. Lavrukhin** // Semiconductors. 2016. T. 50. № 4. P. 559-565.]

Перечень патентов РФ на изобретение:

- [1]. Патент № 2755003 Российская федерация, МПК H01L 27/15 H01L 33/30. Многослойный материал для фотопроводящих антенн / А.Э. Ячменев, **Д.В. Лаврухин**, И.А. Глинский, Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев; Заявитель и патентообладатель ООО «Терагерцовые оптоэлектронные решения», № 2020140591; заявл. 09.12.2020; опубл. 09.09.2021, Бюл. № 25;
- [2]. Патент № 2731166 Российская федерация, МПК H01L23/50 B82Y40/00. Способ изготовления фотопроводящих антенн / А.Э. Ячменев, А.С. Бугаев, П.П. Мальцев, **Д.В. Лаврухин**, И.А. Глинский, Д.С. Пономарев; Заявитель и патентообладатель ИСВЧПЭ РАН, № 2018126912; заявл. 19.07.2018; опубл. 31.08.2020, Бюл. №25.

Личный вклад автора состоит в проведении математического моделирования мощностных, спектральных и шумовых характеристик исследуемых образцов ФПА; участие в сборке и настройке лабораторного стенда ТГц импульсного спектрометра для проведения апробации ФПА, создании оптической системы с программным обеспечением для визуализации пучка оптического возбуждения в зазоре ФПА. Автор принимал участие в проектировании топологии, подготовке образцов ФПА, проводил с ними эксперименты, обрабатывал и обобщал экспериментальные

данные, участвовал в обсуждении и интерпретации полученных результатов. Все результаты, представленные в диссертационной работе, были получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Во всех случаях заимствования материалов других авторов в диссертации приведены ссылки на литературные источники.

Благодарности. Автор диссертации благодарен за активное участие в выполнении работы, консультации и обсуждения:

- заведующему лабораторией широкополосной диэлектрической спектроскопии ИОФ РАН, к.т.н., доценту К.И. Зайцеву;
- сотрудникам отдела субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН к.ф.-м.н. Ю.Г. Гончарову и к.ф.-м.н. В.Б. Анзину;
- сотрудникам ИСЧВПЭ РАН к.ф.-м.н. А.Э. Ячменеву, к.т.н. А.Ю. Павлову и Р.Р. Галиеву.

Автор благодарен за поддержку исследований гранту Министерства науки и высшего образования РФ, проект 075-15-2020-790.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, общих выводов и списка литературы. Материал изложен на 120 страницах машинописного текста и содержит 29 рисунков, 3 таблицы и список литературы из 140 источников.

ГЛАВА 1. Проблемы генерации и детектирования терагерцовых импульсов в фотопроводящих антеннах при фемтосекундном лазерном возбуждении

В данной главе диссертации кратко рассматриваются основные подходы, физические принципы и схемы экспериментов по генерации и детектированию импульсного ТГц излучения. Показано, что для практических приложений наиболее перспективным подходом является использование ФПА. Проводится сравнительный анализ методов математического моделирования процессов генерации и детектирования ТГц излучения в ФПА. Описываются современные подходы к управлению свойствами фотопроводящих материалов, в том числе для создания перспективных ФПА с фемтосекундным возбуждением волоконными лазерами инфракрасного (ИК) диапазона. На основе критического анализа современного состояния исследования в рассматриваемой области формулируются цели и задачи диссертации.

1.1. Современные подходы к генерации и детектированию импульсного терагерцового излучения

Активный поиск физических принципов генерации и детектирования широкополосного импульсного ТГц излучения обусловлен значительным интересом к его использованию в различных областях науки и техники. Кратко охарактеризуем подходы, к настоящему времени получившие наибольшее распространение в практических приложениях.

1.1.1. Оптическое выпрямление и электрооптическое детектирование в нелинейных средах

Простейшим примером генерации электромагнитных волн в нелинейных средах является эффект оптического выпрямления импульсов лазерного излучения видимого или ближнего ИК диапазонов. Данный эффект связан с возникновением в среде наведенной (нелинейной) поляризации, временная форма которой повторяет форму огибающей оптического импульса. Если не учитывать влияние фазового синхронизма, то напряженность электрического поля излучения $E(\mathbf{r}, t)$ будет определяться второй производной по времени от наведенной поляризации $P(\mathbf{r}, t)$: $\Delta E(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial^2 P(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$, где $c = 3 \times 10^8$ м/с – скорость света в свободном пространстве, \mathbf{r} – радиус-вектор точки внутри источника электромагнитных волн. Поэтому, при использовании лазерных импульсов с фемтосекундной длительностью, нелинейная поляризация становится достаточно эффективным источником ТГц излучения. Для электрооптического детектирования ТГц излучения чаще всего используется линейный электрооптический эффект: наведенное вследствие эффекта Покейса изменение показателя преломления среды-детектора прямо пропорционально напряженности электрического поля ТГц волны, и легко может быть обнаружено в эксперименте – по повороту плоскости поляризации зондирующего лазерного излучения в схеме балансного или одиночного детектора [20],[21].

Благодаря одновременно оптической прозрачности на длине волны фемтосекундного лазера, зондирующего электрооптический детектор или возбуждающего источник ТГц излучения, и высокому коэффициенту нелинейной восприимчивости, распространение получили следующие нелинейные среды: неорганические кристаллы LiNbO_3 и LiTaO_3 [20],[22] (которые позволяют достигать значительных напряженностей электрического поля ТГц излучения [23]); полупроводники GaAs [24], GaSe

[25], GaP, InAs, InP, наиболее часто используемый ZnTe [26]; органические кристаллы DAST, DSTMS, OH1, HMQ-TMS, BNA, EPHSI [27],[28].

Следует отметить, что в нелинейных процессах высокая эффективность преобразования оптического излучения в электромагнитные колебания ТГц диапазона (в источнике) и выпрямления ТГц излучения (в детекторе) может быть достигнута только при выполнении условия фазового синхронизма, а также большой протяженности области взаимодействия электромагнитных волн. Условие фазового синхронизма выполнено, если скорость распространения ТГц волн совпадает с групповой скоростью для ультракороткого оптического импульса, обладающего широким спектром. Таким образом, указанные выше требования являются по своей сути противоположными: оказалось, что более тонкие кристаллы имеют более широкую полосу генерации, но меньшую эффективность преобразования, и наоборот [26], также в протяженных кристалла возрастает поглощение ТГц излучения на фононах. Применительно к электро-оптическому детектированию, взаимоисключающий характер требований к толщине кристалла не позволяет реализовать одновременно широкополосный и высокочувствительный детектор. Интересным подходом к решению проблемы обеспечения фазового синхронизма в протяженных нелинейных средах является использование кристаллических структур с периодическим изменением знака оптической восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}$ (periodic-poled structures). Такие структуры называют средами с квазисинхронизмом (quasi-phase matching), по причине того, что для них условие фазового синхронизма включает в себя значение волнового вектора периодической структуры [1]. Наиболее известными примерами структур такого типа являются сегнетоэлектрические кристаллы LiNbO₃, LiTaO₃, KTiOPO₄ (КТП), RbTiOAsO₄ (РТА), KNbO₃, поляризованные непосредственно в процессе роста или после роста; возможна сборка периодических структур в виде стеков из перевернутых слоев полупроводников GaP и GaAs [30].

Хотя эффект оптического выпрямления позволяет достичь рекордных на сегодняшний день значений напряженности электрического поля в электромагнитной волне [1],[31], его нелинейная природа подразумевает использование высоких интенсивностей (плотностей мощности) оптического излучения, что требует лазерных систем большой мощности, а также создает опасность оптического разрушения нелинейных сред. Отметим, что так как для увеличения ОСШ требуется повышать плотность мощности зондирующего лазерного излучения, последнее замечание также справедливо и для электро-оптического детектирования.

1.1.2. Генерация и детектирование в лазерной газоразрядной плазме

Для генерации и когерентного детектирования ТГц излучения с шириной полосы более 10 ТГц может быть использована лазерная плазма, возникающая при оптическом пробое He, N, воздуха и др. газов [32-34]. Впервые генерацию ТГц излучения в результате действия пондеромоторных сил в плазме продемонстрировал Хамстер (H. Hamster) [35]. В его работах для пробоя газа использовалась единственная длина волны излучения, такой режим был впоследствии назван «одноцветное возбуждение» (single-color excitation). Позднее эффективность преобразования энергии оптического излучения в ТГц колебания (далее – эффективность оптико-ТГц конверсии) удалось повысить за счет перехода к процессу четырехволнового нелинейного взаимодействия (four waves mixing – FWM), при котором для пробоя газа одновременно используется два излучения с кратными длинами волны – так называемое «двухцветное лазерное возбуждение» (two-color excitation) [36].

Генерация ТГц излучения в плазме представляет собой результат взаимодействия двух фотонов фундаментальной частоты и одного фотона удвоенной частоты: $(2\omega + \Omega_{\text{THz}}) - \omega - \omega \rightarrow \Omega_{\text{THz}}$. Отметим, что появление разностной частоты Ω_{THz} между удвоенной центральной частотой лазерного

излучения $\omega + \omega$ и частотой взаимодействующего фотона $2\omega + \Omega_{\text{THz}}$ связано с наличием в спектре лазерного излучения разных частотных составляющих. При экспериментальной реализации метода основной лазерный луч (ω , 800 нм) пропускают через тонкий кристалл бета-бората бария (β -ВВО), вследствие чего часть излучения преобразуется во вторую гармонику (2ω , 400 нм). Для повышения эффективности оптико-ТГц конверсии, при поджигании газоразрядной плазмы может быть использована прозрачная мишень [37].

Нелинейное детектирование в плазме является обратным процессом к генерации ТГц излучения при двухцветном возбуждении. Два фотона фундаментальной частоты $\omega + \omega$ взаимодействуют с ТГц фотоном и, в присутствии внешнего электрического поля смещения E_{DC} , производят один фотон второй гармоники (2ω): $2\omega = \omega + \omega \pm \Omega_{\text{THz}}$; некоторые авторы называют данный нелинейный процесс «генерация второй гармоники в присутствии внешнего электрического поля» (DC-field-induced second harmonic generation). Результирующее электрическое поле электромагнитной волны второй гармоники оказывается пропорционально трем электрическим полям $E_{\omega} \sim \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} (E_{\text{THz}} + E_{\text{DC}})$ и может быть обнаружено чувствительным фотоприемником [38].

В настоящее время двухцветная схема возбуждения с четырехволновым взаимодействием является основной для генерации и детектирования ТГц излучения в воздушной плазме. Собирательно данный метод получил название «когерентное детектирование ТГц волн в воздушной плазме» (THz air biased coherent detection – THz-ABCD). Общим недостатком экспериментальных методов, основанных на формировании лазерной плазмы, является пороговый характер оптического пробоя газа, а значит, в экспериментах всегда будет иметь место неустраняемая нестабильность момента оптического пробоя газа и положения в пространстве газоразрядного филамента.

1.1.3. Генерация в полупроводниках на основе встроенного поля и фотоэффекта Дембера

Известно, что в объеме электронного полупроводника уровень Ферми расположен вблизи зоны проводимости, а на поверхности он близок к середине запрещенной зоны (так называемое закрепление уровня Ферми, Fermi level pinning). Данное обстоятельство приводит к искривлению границ запрещенной зоны вблизи поверхности – в области искривления возникает постоянное во времени встроенное электрическое поле (built-in field) [39],[40], которое направлено к поверхности и вызывает смещение электронной плотности вглубь полупроводника. Соответственно, вблизи поверхности возникает обедненный электронами слой.

Неравновесные носители заряда, образующиеся при возбуждении полупроводника фемтосекундным лазерным излучением, кванты которого имеют энергию больше, чем ширина запрещенной зоны, будут ускоряться (осциллировать) во встроенном поле и станут источником ТГц излучения. Для повышения эффективности генерации требуется повысить напряженность встроенного поля: увеличить разницу в положении уровня Ферми относительно края валентной зоны и/или зоны проводимости для состояний на поверхности и в объеме полупроводника или уменьшить толщину обедненного слоя – т.е. фактически подобрать полупроводник и/или степень его легирования [41],[42]. Также для создания встроенного поля могут быть использованы напряженные слои полупроводников с сильно выраженным пьезоэлектрическим эффектом [43-46].

При поглощении лазерного импульса в приповерхностных слоях полупроводника возникает вертикальный градиент концентрации фотовозбужденных носителей заряда. Данный градиент, а также разница в коэффициентах диффузии для электронов и дырок, приводят к появлению электрического поля, направленного перпендикулярно поверхности образца – наблюдается фотовольтаический эффект (эффект Дембера). В отличие от

встроенного поля, данное электрическое поле будет существовать только до момента рекомбинации носителей. Возникновение поля и ускоренное движение носителей в нем являются взаимосвязанными процессами, поэтому вектор поляризации полупроводника начинает испытывать осцилляции во времени – при фемтосекундной длительности лазерных импульсов полупроводник становится источником ТГц волн. Эффект Дембера сильнее всего проявляется в полупроводниках с узкой запрещенной зоной, например, InAs или $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [47-51]. В работе [52] показано, что источники излучения на основе фотоэффекта Дембера имеют достаточно широкий спектр излучения, вплоть до 5 ТГц. К сожалению, эффективность оптико-ТГц конверсии при традиционной реализации эффекта Дембера не высока, из-за нормальной ориентации осциллирующего вектора поляризации относительно поверхности – излучение распространяется преимущественно по касательной к поверхности.

Для увеличения мощности ТГц излучения, необходимо «развернуть» вектор поляризации таким образом, чтобы он оказался ориентирован вдоль поверхности [53],[54]. Одним из возможных путей решения данной проблемы является приложение к фотопроводнику постоянного магнитного поля [55–57]. Показано, что магнитное поле действительно может усилить излучаемую мощность ТГц до ~ 100 раз [55], однако в таком случае резко увеличиваются геометрические размеры источника, усложняется его оптическая схема и снижается стабильность работы. Более перспективным является подход, связанный с переориентацией вектора поляризации – путем нанесения на возбуждаемую поверхность полупроводника металлической маски со специальной топологией, например, в виде решетки [58]; в таком случае говорят о латеральном эффекте Дембера [52],[59],[60].

Рассмотренные методы ТГц генерации в полупроводниках, основанные на ускорении носителей заряда во встроенном электрическом поле и за счет эффекта Дембера, являются универсальными и не накладывают требования высокого удельного (темнового) электрического сопротивления материала. К

сожалению, их общим недостатком является низкая эффективность оптико-ТГц конверсии, связанная с низкой напряженностью используемых электрических полей. Это ограничивает практическую применимость перечисленных методов.

1.1.4. Генерация и детектирование терагерцовых импульсов фотопроводящими антеннами

Использовать внешнее электрическое поле для ускорения фотовозбужденных носителей заряда и генерации коротких импульсов электромагнитного излучения впервые было предложено в работах Остена (D. Auston) [61],[62]. Фотопроводящий ключ Остена (Auston switch), названный впоследствии ФПА, представляет собой полупроводник с нанесенной на его поверхность парой металлических электродов определенной топологии, которые разделены небольшим промежутком – зазором. При возбуждении ФПА фемтосекундными лазерными импульсами с энергией фотона, превосходящей ширину запрещенной зоны полупроводника, в зазоре образуются неравновесные (фотовозбужденные) носители заряда, которые практически мгновенно переводят полупроводник в проводящее состояние. Для изготовления ФПА Auston использовал тонкий слой кремния с радиационными повреждениями, выращенный на сапфировой подложке. Переход к применению выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при относительно низкой температуре арсенида галлия (Low-Temperature Grown GaAs – LT-GaAs) позволил расширить рабочий частотный диапазон ФПА-источников и детекторов до ~4–5 ТГц.

При генерации ТГц излучения к ФПА прикладывается внешнее напряжение смещения, ускоряющее носители заряда, вследствие чего в цепи антенны возникает короткий импульс переходного тока. Поскольку импульс тока имеет очень малую длительность ~ 1–10 пс, его Фурье-спектр простирается до ТГц диапазона частоты. При детектировании ТГц излучения

напряжение смещения к зазору антенны не прикладывается – носители заряда ускоряются электрическим полем падающей ТГц волны и формируют токовый сигнал [63],[64]. Для исследования поляризационных характеристик ТГц излучения были предложены ФПА-детекторы со скрещенными электродами [65],[66], а для исследования пространственных характеристик – линейные и матричные ФПА-детекторы [67],[68].

В качестве подложек для формирования фотопроводящих слоев чаще всего используются пластины GaAs с толщинами 0,3–0,5 мм, которые, по причине поглощения электромагнитных волн оптическими фононами, ослабляют излучение на частотах более ~ 5 ТГц, причем данное поглощение свойственно только полярным полупроводникам (например, GaAs). Для увеличения широкополосности ФПА-источников и детекторов развиваются технологии переноса фотопроводящего слоя на альтернативную подложку из неполярного материала [69], эпитаксиального роста фотопроводников на подложках Si [70], формирования ФПА на подложках Ge, подвергнутых ионной имплантации [71],[72]. Отметим, что данные подходы демонстрируют весьма многообещающие результаты; в частности, показана принципиальная возможность генерации ТГц излучения с шириной спектра до 70 ТГц [72].

Металлические электроды, нанесенные на поверхность фотопроводника, служат не только для включения ФПА в электрическую цепь; их топология позволяет управлять спектром и распределением энергии ТГц излучения ФПА-источника в пространстве, а также спектральной чувствительностью ФПА-детектора [9],[73]. Наибольшее распространение получили следующие топологии ФПА: параллельные проводники (strip-lines), диполь (dipole), галстук-бабочка (bow-tie) и логарифмическая спираль (log-spiral) (см. Рис. 1.1).

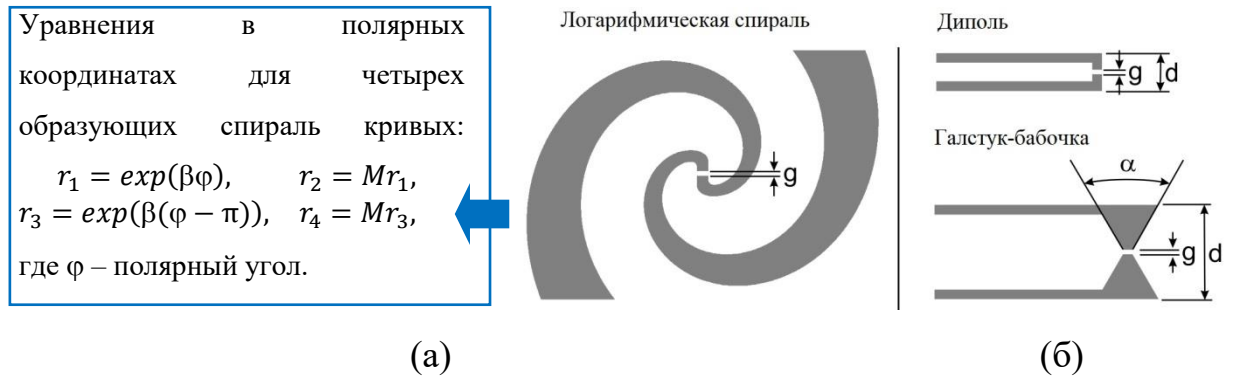


Рис. 1.1 – Широко используемые топологии электродов ФПА: (а) – логарифмическая спираль; (б) – дипольная (сверху) и галстук-бабочка (снизу). Обозначенные геометрические параметры топологий: g – длина зазора между электродами, α – угол раствора электродов, d – длина плеч ФПА, β и M – характеристики степени закрутки и ширины спирали.

Выбор топологии определяется решаемой задачей. Например, размеры диполя могут быть оптимизированы под определенную частоту и форму резонанса линейно-поляризованного ТГц излучения, логарифмическая спираль излучает широкополосное ТГц излучение с круговой или эллиптической поляризацией. В силу компактности, надежности и невысокой цены, в настоящее время ФПА являются наиболее распространёнными источниками и детекторами ТГц излучения в ТГц импульсных спектрометрах.

С точки зрения оптимизации ФПА, можно выделить три основных направления исследований:

- повышение эффективности использования энергии лазерного возбуждения, в том числе за счет использования плазмонных решеток [12],[74], локализации лазерного возбуждения вблизи электродов [13], введение в зазор металлических или диэлектрических наноантенн [14],[15];

- управление спектром поглощения, транспортными характеристиками носителей заряда и удельным электрическим сопротивлением фотопроводящих материалов для работы с разной длиной волны лазерного возбуждения (см. раздел 1.3);
- выбор топологии электродов антенны для управления поляризационными, спектральными и пространственными характеристиками ТГц излучения [9-11],[75].

В то же время проблема повышения эффективности оптико-ТГц конверсии требует комплексного рассмотрения. К сожалению, в настоящее время отсутствуют общепринятые физико-математические модели, описывающие генерации и детектирования ТГц излучения в ФПА, которые бы одновременно учитывали параметры лазерного возбуждения, свойства фотопроводника и влияние топологии электродов. Данное обстоятельство делает задачу разработки комплексной модели ФПА актуальной и весьма востребованной.

1.2. Методы физико-математического моделирования фотопроводящих антенн

Опишем существующие подходы к физико-математическому моделированию ФПА, используемых в качестве источников и детекторов ТГц импульсов.

1.2.1. Переходной ток в фотопроводнике и описание процесса генерации терагерцового излучения

В настоящее время существует несколько подходов к моделированию ФПА-источников, которые различаются между собой описанием физических процессов при генерации импульса переходного тока и методом учета взаимосвязи протекания переходного тока с излучением электромагнитных волн при разной топологии электродов.

Исторически первым математическим описанием работы ФПА-источника стало рассмотрение движения носителей заряда в фотопроводнике во внешнем электрическом поле смещения по модели Друде [1],[76-78]. Обычно, в силу большой разницы в значениях подвижности, при нахождении формы импульса переходного тока рассматривается только движение электронов. Предполагая однородное по зазору между электродами импульсное лазерное возбуждение фотопроводника, можно получить не зависящую от координат систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 j_{\text{drift}} &= -en_e v_e, \\
 \frac{dn_e}{dt} &= -\frac{dn_e}{\tau_{\text{rec}}} + g_{\text{opt}}(t), \\
 \frac{dv_e}{dt} &= -\frac{v_e}{\tau_s} + \frac{e}{m_e} E, \\
 \frac{dP}{dt} &= -\frac{P}{\tau_{\text{rec}}} + j_{\text{drift}}, \\
 E(t) &= E_{\text{DC}} - \frac{P(t)}{\varepsilon\eta},
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

где $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, $n_e(t)$ и $v_e(t)$ – концентрация и мгновенная скорость фотовозбужденных электронов, E – напряженность электрического поля, τ_{rec} и m_e – время жизни и эффективная масса электронов, τ_s – время релаксации импульса для электронов, $g_{\text{opt}}(t)$ [$\text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}$] – темп оптической генерации носителей в объеме полупроводника, которая определяется формой лазерного импульса, спектром поглощения фотопроводника, геометрическими размерами и толщиной слоя

фотопроводника (т.е. размерами зазора между электродами). В рассматриваемой однородной модели Друде концентрация электронов в зазоре постоянна, а разделение в электрическом поле носителей заряда разного знака учитывается феноменологически – путем введения поляризации фотопроводника $P(t)$. Поляризация P по знаку противоположна приложенному к зазору электрическому полю смещения E_{DC} , подчиняется уравнению непрерывности и ведет к ослаблению действующего на электроны электрического поля, $E(t) \leq E_{DC}$. Степень ослабления поля смещения из-за возникновения поляризации зависит от диэлектрической проницаемости полупроводника ε и значения безразмерного подгоночного параметра модели η . Отметим, что параметр η для изотропного полупроводника можно полагать $\eta \approx 3$ [77], а введенная поляризация фотопроводника P позволяет вычислить напряженность электрического поля в зазоре без решения уравнения Пуассона, т.е. фактически обеспечивают самосогласованность модели.

Входящее в состав системы (1.1) уравнение для скоростей электронов v_e описывает тот факт, что носители заряда ускоряются в электрическом поле не мгновенно, а в течение некоторого характерного времени – τ_s . Однородная модель не рассматривает в явном виде движение электронов от катода к аноду, поэтому переходный ток ФПА $I(t)$ представляет собой свертку концентрации электронов с их скоростью:

$$I(t) \propto en_e(t) \otimes v_e(t). \quad (1.2)$$

Введенное через поляризацию фотопроводника ослабление электрического поля связано с разделением в пространстве носителей заряда, поэтому его принято называть кулоновским экранированием (coulomb screening). Кулоновское экранирование будет влиять на форму импульса переходного тока только в том случае, когда за время воздействия фемтосекундного лазерного импульса на полупроводник суммарная концентрация фотовозбужденных электронов n_e станет достаточно высокой. Количественным критерием кулоновского экранирования (ξ) является

произведение плазменной частоты для фотовозбужденного полупроводника ω_p на время релаксации импульса его электронов [76]:

$$\begin{aligned}\xi &= \omega_p \tau_s, \\ \omega_p^2 &= \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0},\end{aligned}\tag{1.3}$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная. Если $\xi \gg 1$, то внешнее поле смещения E_{DC} может быть полностью экранировано носителями заряда (cancellation effect), в этом случае решение системы (1.1) получить аналитически не удастся (требуется применение численных методов), при этом импульс переходного тока становится очень коротким (current overshoot) и может даже изменять свой знак (см. Рис.1.2). Было отмечено, что при больших значениях времени релаксации импульса τ_s могут даже возникать осцилляции переходного тока. Если $\xi \ll 1$, то отличием напряженности электрического поля в зазоре от напряженности приложенного поля смещения можно пренебречь, а значит, рассмотрение поляризации не требуется. Соответственно, не используется подгоночный параметр, решение системы уравнений (1.1) может быть получено чисто аналитически. Данный режим работы ФПА наиболее удобен для теоретического анализа, причем его всегда можно реализовать в экспериментах путем уменьшения средней мощности фемтосекундного лазерного возбуждения.

Рассматриваемая однородная модель Друде может быть обобщена на случай возбуждения ФПА фемтосекундными лазерными импульсами с неоднородным по зазору между электродами пространственным профилем. В [79] темп оптической генерации носителей становится функцией координаты x внутри зазора $g_{opt}(t) \rightarrow g_{opt}(x, t)$, а к дрейфовому току j_{drift} должен быть добавлен ток диффузионной природы j_{diff} . Напряженность электрического поля внутри зазора $E(x, t)$ получают путем решения уравнения Пуассона, при этом постоянное по зазору поле смещения учитывается как граничное условие в момент времени $t = 0$.

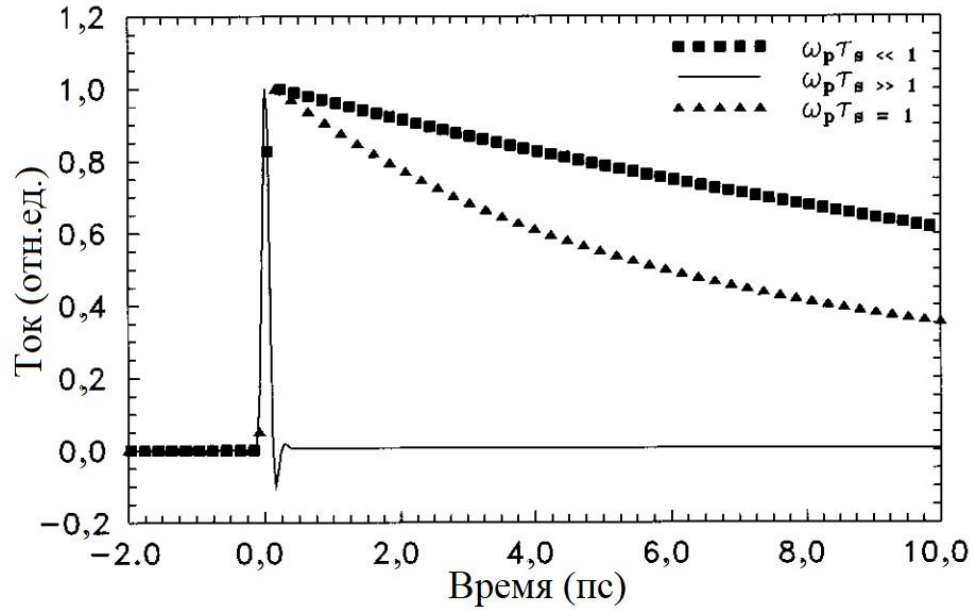


Рис.1.2 – Изменение формы импульса переходного тока в модели Друде при разном значении задаваемого выражением (1.3) параметра экранирования [76].

Данный подход, получивший название одномерной модели дрейфа-диффузии, обеспечивает взаимную увязку уравнений системы без введения феноменологических величин и подгоночных параметров, а значит, автоматически учитывает кулоновское экранирование поля смещения:

$$\begin{aligned}
 j_{\text{drift}} &= -en_e\mu_n E(x, t), \\
 j_{\text{diff}} &= -D_n \frac{\partial n_e(x, t)}{\partial x}, \\
 j &= j_{\text{drift}} + j_{\text{diff}}, \\
 \frac{\partial n_e}{\partial t} &= -\frac{n_e}{\tau_{\text{rec}}} + g_{\text{opt}}(x, t) - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}, \\
 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} &= -en_e(x, t),
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

где μ_n и D_n – подвижность и коэффициент диффузии для электронов. Структура системы уравнений (1.4) не позволяет описать процесс ускорения неравновесных электронов в поле во времени, по аналогии с системой (1.1), поэтому в формуле для j_{drift} использована фиксированная связь скорости электрона с напряженностью электрического поля через подвижность: $v_e = \mu_n E(x, t)$. Система уравнений дрейфа-диффузии допускает

аналитическое решение только в редких случаях, обычно для ее решения используются численные методы, например, метод конечных элементов (finite element method – FEM) или метод конечных интегралов (finite integration method – FIM). Переходный ток ФПА пропорционален плотности тока в непосредственной близости к положительному электроду:

$$I(t) \propto j(x, t)|_+ . \quad (1.5)$$

С точки зрения компьютерной реализации, одномерная и даже трехмерная модели дрейфа-диффузии не являются требовательными к вычислительным ресурсам и поэтому получили широкое распространение, в том числе в коммерческих продуктах COMSOL™ и TCAD Silvaco™. К сожалению, невозможность получения аналитического решения делает модель дрейфа-диффузии неудобной для анализа влияния транспортных характеристик носителей заряда полупроводника, а также пространственных и временных характеристик фемтосекундного лазерного излучения на форму импульса переходного тока.

Аналитический результат по модели Друде допускает непосредственное сравнение с результатом, вычисленным по модели дрейфа-диффузии для случая однородного по зазору лазерного возбуждения переходным током. Было замечено, что игнорирование процесса набора электронами скорости в модели дрейфа-диффузии приводит к завышению пиковых значений переходного тока, а также смещению положения максимума тока в область меньших времен – на величину $\sim \tau_s$. Наиболее реалистичной, с точки зрения описания физических процессов, модификацией модели дрейфа-диффузии является модель Монте-Карло для ансамбля частиц [80-83], которая учитывает зонную структуру полупроводников: наличие нескольких долин с разной эффективной массой электронов, возможность междолинного перехода, а также непараболичность закона дисперсии ($\varepsilon(k)$ - non-parabolicity) (см. Рис. 1.3) [84].

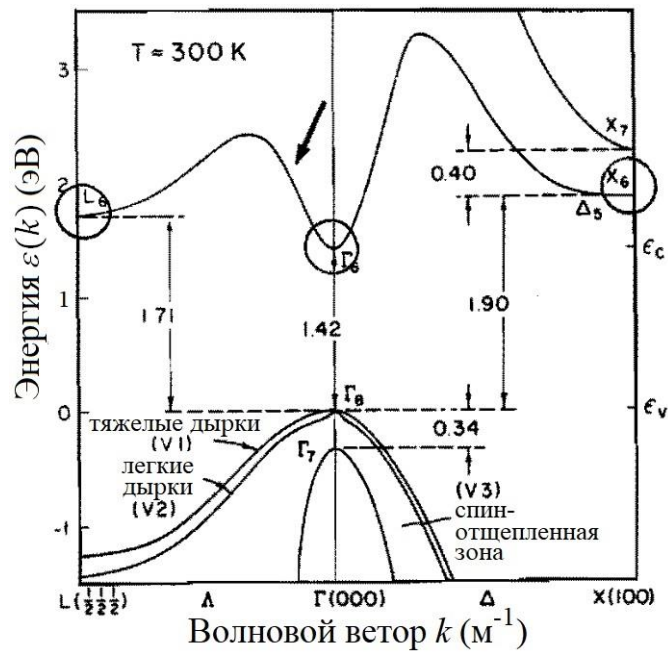


Рис. 1.3 – Зонная диаграмма GaAs при комнатной температуре [2]. Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны, по горизонтали отложены значения волнового вектора k . Зона проводимости показана стрелкой, окружностями отмечены минимумы для L-, Γ - и X- долин.

В модели Монте-Карло рассматривается ансамбль из большого числа неравновесных электронов, которые после фотовозбуждения ускоренно движутся в электрическом поле и через случайные промежутки времени участвуют в актах рассеяния разной природы [81]. Для используемых в ФПА фотопроводниках (например, GaAs) к упругим относятся следующие виды рассеяния: на акустических фоновых, пьезоэлектрическое (в полупроводниках, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, продольные акустические фононы приводят к появлению пьезоэлектрического потенциала, который рассеивает носители заряда) и рассеяние, связанное с разупорядочением слоев. Неупругими являются междолинное рассеяние на неполярных оптических фоновых и рассеяние, связанное с испусканием или поглощением полярного оптического фонона (LO, в GaAs $\varepsilon_{LO} \approx 36$ мэВ – энергия кванта взаимодействия с

кристаллической решеткой [85]). Вероятности (темпы) разных видов рассеяния, а значит и время «свободного пролета» – время ускоренного движения электрона в электрическом поле (обратная величина к сумме вероятностей для всех процессов рассеяния при данной энергии электрона) – зависят от энергии электрона (см. Рис. 1.4). Изначально, при импульсном лазерном возбуждении GaAs излучением с центральной длиной волны 800 нм, электроны в Γ -долине зоны проводимости обладают кинетической энергией $\delta\varepsilon \approx 130$ мэВ, недостаточной для перехода в соседние долины, однако они могут набрать необходимую кинетическую энергию уже за время ~ 10 –100 фс за счет ускорения в электрическом поле. Распределение фотовозбужденных электронов в пространстве и времени вводится посредством темпа оптической генерации носителей $g_{\text{opt}}(x, t)$, при этом в модели Монте-Карло для ансамбля в начальный момент времени (в момент перехода электрона в зону проводимости) направление скорости электрона / волнового вектора k выбирается случайным образом. Двигаясь в электрическом поле и испытывая многократные акты упругого и неупругого рассеивания, электроны изменяют свою кинетическую энергию – перераспределяются в пространстве координат и волновых векторов. Для самосогласованности модели, значения электрического поле $E(x, t)$ уточняются через достаточно малые промежутки времени – с помощью решения уравнения Пуассона, по значениям концентрации электронов $n_e(x, t)$. Конечное время жизни носителей заряда в полупроводнике учитывается посредством задания значения τ_{rec} или путем моделирования рекомбинации через уровень захвата с энергией E_t – механизм Шокли-Рида-Холла. По аналогии с выражением (1.5) для одномерной модели дрейфа-диффузии считают, что электроны дают вклад в переходной ток только в момент достижения анода.

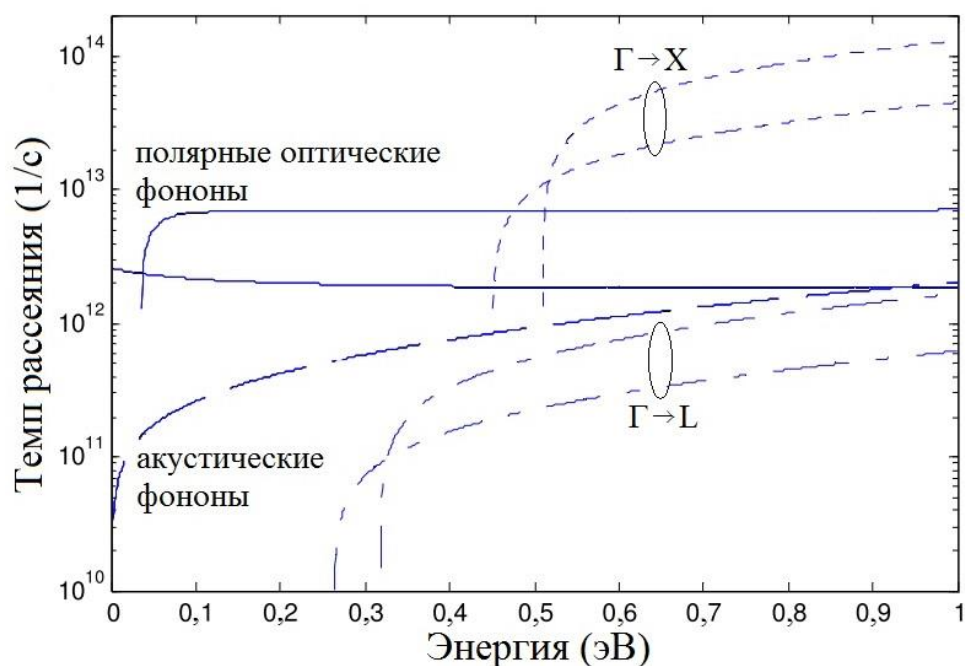


Рис. 1.4 – Вероятности (темпы) для разных механизмов рассеяния электронов в Γ -долине GaAs при комнатной температуре [81]. По горизонтали отложена энергия электронов $\varepsilon(k)$. Штриховые линии соответствуют рассеянию на акустических фотонах; сплошные – испусканию или поглощению полярных оптических фононов (LO); штрих-пунктирные и пунктирные – переходу электронов между долинами. Парные линии одинакового начертания связаны с испусканием (вероятность выше) или поглощением (вероятность ниже) электроном оптического фонона.

Основным недостатком модели Монте-Карло является необходимость использования в выражениях для вероятностей рассеяния большого числа параметров фотопроводника, часть из которых не может непосредственно быть получена из экспериментальных данных (например, деформационные потенциалы для междолинных переходов (deformation potential) [$\text{эВ}/\text{\AA}$] и энергии неполярных оптических фононов), а также реализуемость модели исключительно численными методами. Необходимость введения в ансамбль большого числа частиц, испытывающих множественные акты рассеяния, на несколько порядков повышает требовательность модели к вычислительным

ресурсам по сравнению с моделью дрейфа-диффузии для тех же геометрических размеров полупроводника.

После нахождения переходного тока по одной из трех рассмотренных моделей, переходят к описанию излучаемых ФПА электромагнитных волн. Пренебрегая толщиной фотопроводящего слоя и металлизации электродов по сравнению с длиной зазора, можно считать все токи в ФПА поверхностными $j \rightarrow J_s(\mathbf{r}', t)$, а от интегралов по объему перейти к поверхностным. В таком приближении выражение для электрической компоненты поля ТГц волны $E_{\text{rad}}(\mathbf{r}, t)$ в дальней зоне принимает вид [73]:

$$E_{\text{rad}}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{S_a} \frac{J_s(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS, \quad (1.6)$$

где S_a – активная поверхность источника электромагнитных волн, включающая в себя фотопроводник и металлические электроды, \mathbf{r}' и \mathbf{r} – радиус-векторы (точки) внутри источника электромагнитных волн и в области наблюдения ТГц волны, соответственно. Следует отметить, что описанное рассмотрение импульса переходного тока вне связи с процессом генерацией ТГц излучения не позволяет учесть еще один механизм экранирования, существенный в случае генерации сильных ТГц полей – так называемое радиационное экранирование (radiation screening), т.е. экранирование поля смещения ближним электрическим полем ТГц волны [86],[87].

Обычно в моделях Друде, дрейфа-диффузии и Монте-Карло для ансамбля носителей под входящей в выражение (1.6) площадью S_a подразумевают область зазора между электродами, тем самым полностью игнорируя взаимосвязь топологии электродов со спектром и пространственными характеристиками ТГц излучения. Длина зазора мала по сравнению с размерами ФПА, поэтому при таком выборе площади излучателя электромагнитные волны рассматриваются как «результат протекания» переходного тока $I(t)$, описываемого выражениями (1.2) или (1.5), через бесконечно-малый диполь Герца (см. таблицу 1.1) [1],[76],[88]:

$$E_{\text{rad}}(r, t) = \frac{(S_a/w)}{4\pi\epsilon\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{\sin\theta}{r} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \sim \frac{dI(t)}{dt}, \quad (1.7)$$

где θ – полярный угол сферической системы координат, r – расстояние до начала координат (диполь расположен в начале координат, параллельно оси z), w – ширина зазора.

Экспериментальные данные показывают, что помимо временной формы импульса переходного тока, на характеристики ТГц излучения в дальней зоне сильно влияет топология электродов [10],[89]. Чтобы учесть это обстоятельство, математическая модель должна описывать не только токи в фотопроводнике, но также и на поверхности электродов. Это позволит в выражении (1.6) расширить область интегрирования тока с электрически малой области на всю площадь ФПА. Наиболее общим подходом к созданию такой модели ФПА является использование системы нестационарных уравнений Максвелла в трехмерном пространстве (transient full-wave model), с соответствующими материальными уравнениями и набором граничных условий, что позволяет одновременно описать формирование импульса переходного тока и процесс излучения электромагнитных волн [90],[91]. Обычно в состав трехмерной модели включают подложку с тонким слоем фотопроводника, металлические электроды с выбранной топологией, плоско-выпуклую кремниевую линзу и окружающее ФПА свободное пространство (кремниевая линза влияет на мощность и диаграмму направленности генерируемого ТГц излучения). Исходными данными для модели являются: спектр поглощения и транспортные характеристики носителей заряда для фотопроводника, пространственный и временной профиль фемтосекундного лазерного излучения – для расчета объемной плотности возбужденных носителей заряда в фотопроводнике, толщина и топология электродов, напряженность поля смещения в зазоре между электродами. Динамику электронов и дырок в фотопроводнике описывают уравнениями трехмерной модели дрейфа-диффузии, вводят взаимную рекомбинацию носителей заряда через уровень захвата по модели Шокли-Рида-Холла [91]. По значениям

напряженности электрического поля в ближней зоне и проводимости металла находят поверхностные токи для электродов антенны. Возможность подстановки токов и концентраций носителей заряда, для нахождения концентраций носителей заряда используют уравнения непрерывности и условия на границах полупроводник-воздух и полупроводник-металл, в качестве источников полей на каждом временном шаге решения системы нестационарных уравнений Максвелла обеспечивает внутреннюю согласованность электромагнитной модели ФПА. При этом автоматически учитываются кулоновское и радиационное экранирование приложенного электрического поля смещения. После нахождения поверхностных токов для зазора и электродов, с помощью выражения (1.6) находят напряженность электрического поля ТГц электромагнитной волны в дальней зоне. Отметим, что излучение антенн в дальней зоне также принято характеризовать зависящими от направления в пространстве безразмерными [дБ] величинами: коэффициентом направленного действия и/или коэффициентом усиления антенны.

Компьютерная реализация электромагнитной модели ФПА требует построения трехмерной сетки с характерными размерами ячеек $< 1/5$ от минимальной излучаемой длины волны, поэтому для типичного рабочего частотного диапазона ФПА 0,1–5,0 ТГц характерный размер ячейки составит единицы микрометра. Не стационарность системы уравнений Максвелла подразумевает выполнение «шагов по времени», т.е. многократное повторение «пространственных вычислений», что делает расчеты чрезвычайно ресурсоемкими. В качестве иллюстрации экстремальной требовательности расчетов к вычислительным ресурсам можно привести некоторые цифры из работы [92]: при небольшом объеме $\approx 3 \times 3 \times 3,2 \text{ мм}^3$ и простой топологии электродов, электромагнитная модель ФПА-источника содержала $\approx 2 \times 10^9$ ячеек трехмерной сетки (см. Рис. 1.5), требовала ≈ 200 Гб оперативной памяти для хранения рабочих массивов данных, а

собственно решение уравнений заняло ≈ 100 – 200 ч. непрерывной работы специализированной ЭВМ.

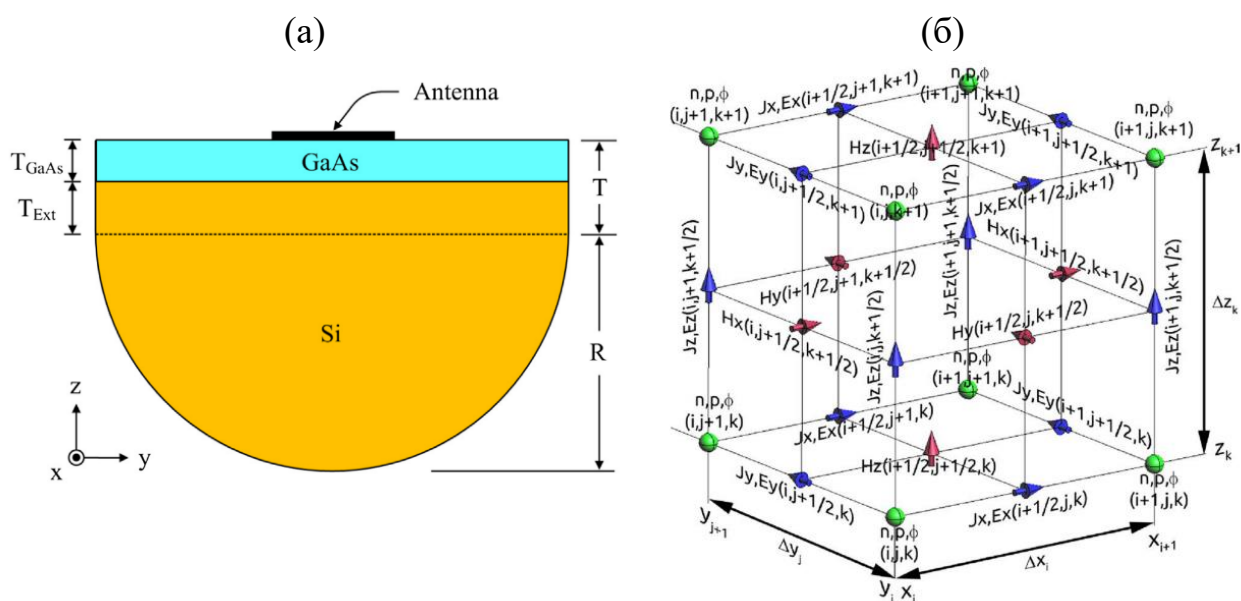


Рис. 1.5 – Построение электромагнитной модели ФПА-источника: (а) – поперечное сечении трехмерной модели, в которой для согласования со свободным пространством к ФПА прижата гиперполусферическая линза из кремния (Si) [92]. Словом «Antenna» отмечено место нанесения металлических электродов; (б) – ортогональная сетка с размерами ячейки $\Delta x_i \times \Delta y_j \times \Delta z_k$ для вычисления токов, электрических и магнитных полей [90].

Отметим, что для более реалистичного описания динамики фотовозбужденных носителей заряда при нестационарном электромагнитном моделировании никогда не используется модель Монте-Карло для ансамбля частиц, поскольку это приведет к резкому увеличению ресурсоемкости расчетов и потребует для реализации уже мощностей суперкомпьютера.

Нестационарная электромагнитная модель максимально полно описывает физические процессы в ФПА-источнике, но, к сожалению, в качестве результата предоставляет только наборы характеристик ТГц излучения конкретной антенны в ближней и дальней зонах. Другими

словами: расчеты не позволяют выявить направление возможной оптимизации ФПА, поскольку не дают понять, как изменение одного или нескольких параметров фотопроводника и/или топологии антенны повлияет на наблюдаемые спектральные и энергетические характеристики ТГц излучения. По результатам трудно проследить даже связь между формой переходного тока, топологией электродов и характеристиками ТГц излучения (см. примеры на Рис. 1.6).

Альтернативный подход, призванный упростить процесс электромагнитного моделирования и повысить наглядность его результатов, предлагает заменить трехмерную модели ФПА-источника его эквивалентной электрической схемой из сосредоточенных элементов, которая будет воспроизводить основные физические явления при генерации ТГц излучения [93-95]. Наиболее общий вид эквивалентной схемы приведен на Рис. 1.7. Металлическим электродам ФПА с некоторой топологией соответствует элемент с комплексным импедансом Z_a , одновременно характеризующий процесс излучения электромагнитных волн в окружающее пространство и радиационный механизм экранирования электрического поля [95], а также элемент с действительным сопротивлением R_1 , отвечающий за омические потери в антенне из-за конечной проводимости металла электродов. Фемтосекундное лазерное возбуждение носителей заряда в полупроводнике и их последующая рекомбинация описываются зависящим от времени сопротивлением $R_s(t)$. Элемент $C(t)$ учитывает наличие у электродов взаимной емкости, обычно очень маленькой (~ 1 фФ), а также пространственное разделение фотовозбужденных носителей в зазоре между электродами. Управляемый источник напряжения « $\beta(t)V_c(t)$ » описывает кулоновский механизм экранирования электрического поля. Источник напряжения V_{bias} введен в схему для описания приложенного к зазору между электродами электрического поля смещения.

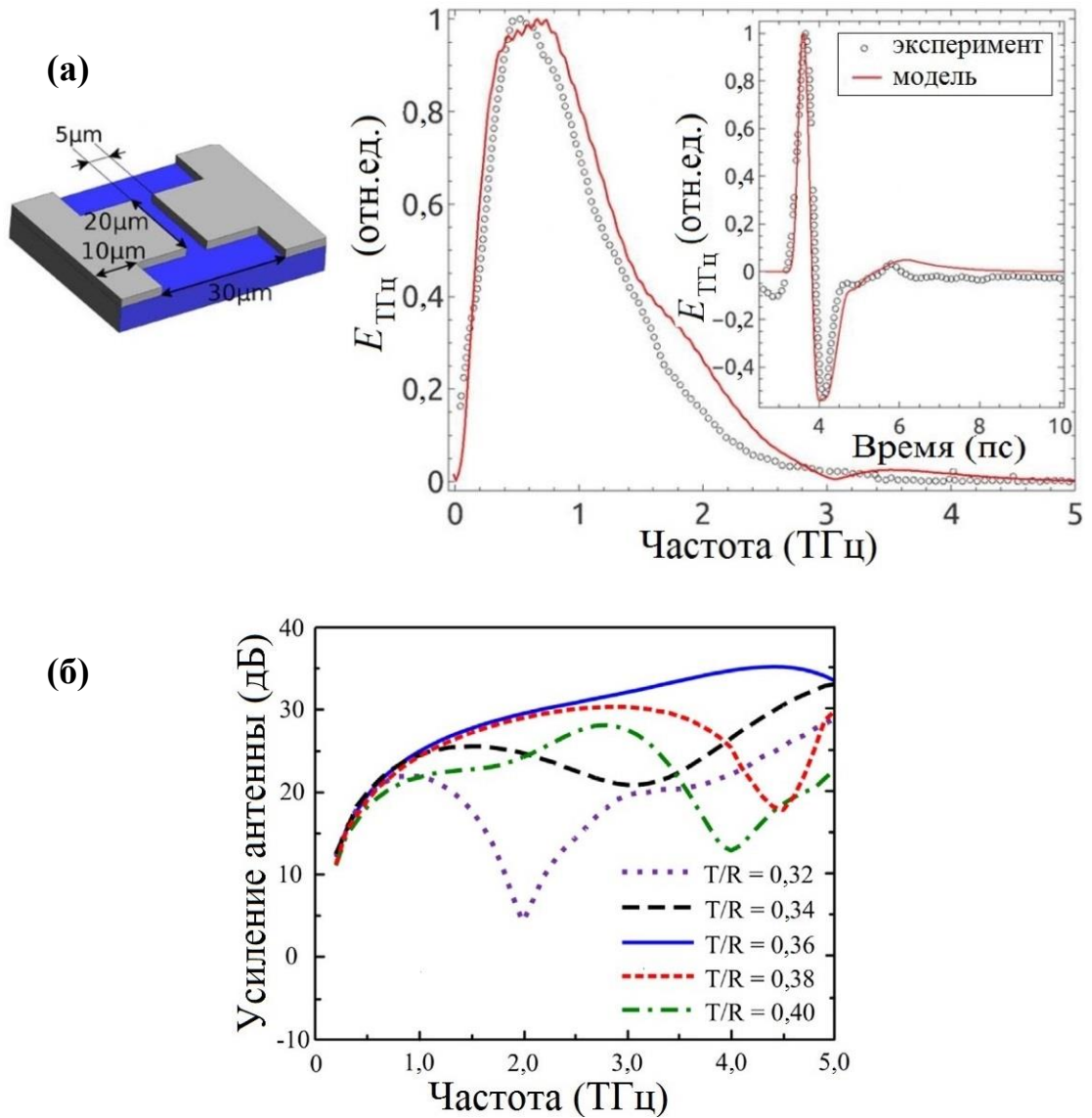


Рис. 1.6 – Результаты нестационарного электромагнитного моделирования ФПА: (а) – выбранная топология электродов, рассчитанные для нее временная зависимость напряженности электрического поля ТГц импульса и его Фурье-спектр (сплошные линии); пунктирными линиями показаны экспериментальные данные [90]; (б) – коэффициент усиления антенны при использовании с ФПА разными Si линзами. Геометрические параметры линз R и T соответствуют Рис. 1.5(а) [92].

Импульсное лазерное возбуждение

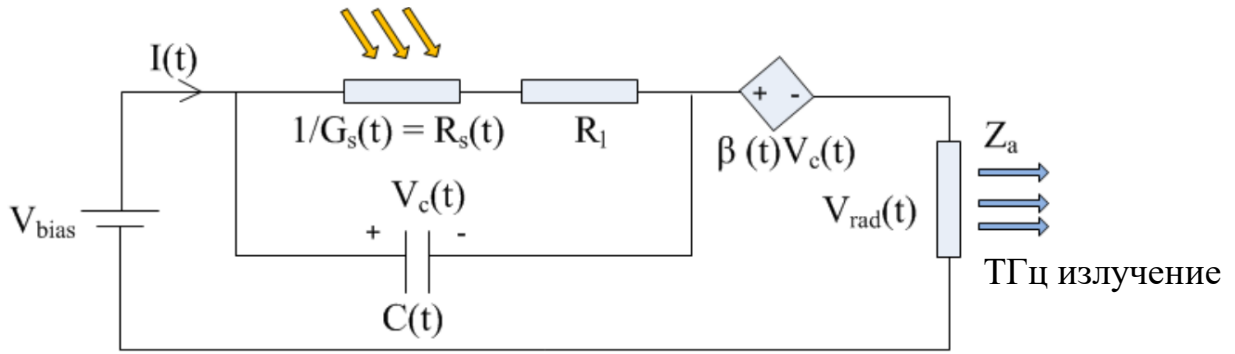


Рис. 1.7 – Обобщенная эквивалентная схема ФПА-источника [93], где $V_c(t)$ – разность потенциалов между электродами.

Исходными данными для рассматриваемой модели являются: параметры фотопроводника и фемтосекундного лазерного возбуждения, напряженность поля смещения (напряжение V_{bias}), комплексный импеданс Z_a и потери в антенне R_1 , а также феноменологический параметр кулоновского экранирования, по физическому смыслу аналогичный параметру рассмотренной выше модели Друде. Отметим, что топология металлических электродов используется в эквивалентной схеме только при подстановке параметров антенны Z_a и R_1 . После расчета напряжения $V_{\text{rad}}(t)$, излучаемая антенной мгновенная мощность ТГц излучения находится следующим образом:

$$P_{\text{THz}}(t) = \frac{V_{\text{rad}}(t)^2}{Z_a}. \quad (1.8)$$

Для получения частотного спектра (плотности мощности) ТГц излучения ФПА-источника, результат (1.8) подвергают преобразованию Фурье. В отличие от (1.7), выражение (1.8) учитывает влияние топологии электродов на излучаемую антенной мощность, и поэтому может быть использовано для оптимизации энергетических характеристик ФПА, в том числе определения эффективности оптико-ТГц конверсии. Результаты моделирования временных и энергетических характеристик ТГц излучения (по литературным данным) ФПА-источника методом эквивалентной схемы приведены Рис. 1.8.

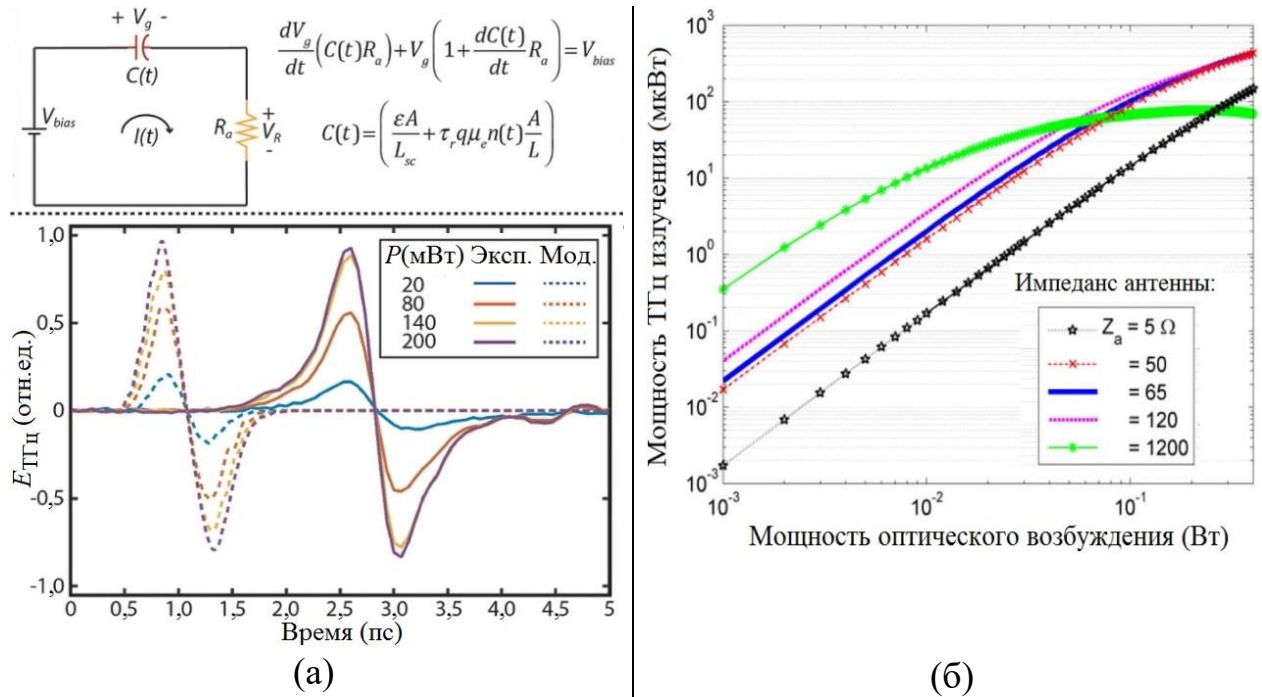


Рис. 1.8 – Моделирование ФПА методом эквивалентной схемы: (а) – эквивалентная схема, основные соотношения и рассчитанные временные формы ТГц импульсов (пунктирные линии); сплошными линиями показаны экспериментальные данные [95] (б) – влияние импеданса электродов на зависимость средней мощности ТГц излучения от мощности лазерного возбуждения для эквивалентной схемы на Рис. 1.7 [93].

Метод эквивалентной схемы позволяет на полуколичественном уровне провести сравнение различных топологий электродов, но только на уровне подстановки их импеданса. Значения импеданса Z_a для распространенных топологий электродов приведены в таблице 1.1. Отметим, что для расположенных на границе воздух-полупроводник электродов антенны в выражениях для импеданса диэлектрическую проницаемость ϵ следует заменить эффективным значением:

$$\epsilon \rightarrow \epsilon_{\text{eff}} = (1 + \epsilon)/2 \approx 7. \quad (1.9)$$

Использование эквивалентной схемы ФПА-источника не позволяет определить пространственные параметры ТГц излучения в дальней зоне.

Более существенным недостатком данного метода является неявное использование соотношений, заимствованных из однородной модели Друде (1.1) – в частности, они используются для нахождения функции $R_s(t)$, поэтому модель не пригодна для анализа влияния пространственных параметров лазерного излучения.

Таблица 1.1 – Параметры электродов с разной топологией.

Топология антенны*	Источник	Примечание
1. Диполь $Z_a = 80\pi^2 (d/\lambda)^2 / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} [\Omega]$ $Z_a = 20\pi^2 (d/\lambda)^2 / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ $Z_a = (73 + 4.25i) / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} [\Omega]$, где λ – длина волны в свободном пространстве	[64],[96]	$d \leq \lambda/50$, бесконечно-малый диполь $\lambda/50 < d \leq \lambda/10$, малый диполь $d = \lambda/2$, полуволновой диполь
2. Галстук-бабочка с углом α $Z_a \approx \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(s)}{K(\sqrt{1-s^2})} [\Omega]$, где $s = \tan\left(45^\circ - \frac{\alpha}{4}\right)$, $K(s) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-s^2 \sin^2 \theta}}$ – полный нормальный эллиптический интеграл Лежандра 1-го рода; $Z_a = 60\pi / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \approx 71 \Omega$	[97]	Бесконечный размер плеч: $d \rightarrow \infty$
3. Логарифмическая спираль $Z_a = 60\pi / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \approx 71 \Omega$	[98]	Спираль бесконечного размера

* Обозначения геометрических параметров топологий антенн соответствуют Рис. 1.1.

1.2.2. Фотопроводимость и описание процесса детектирования излучения

Для повышения мощности ТГц излучения в зазоре между электродами ФПА-источников создают сильные электрические поля с напряженностью $\approx 5-100$ кВ/см, а также используют фемтосекундное лазерное возбуждение излучением с высокой средней мощностью. Верхняя граница диапазона напряженностей электрического поля определяется пробивным значением, для GaAs ~ 400 кВ/см. К сожалению, такой режим возбуждения способствует интенсификации эффектов кулоновского и радиационного экранирования,

приводя к насыщению мощности генерируемого ТГц излучения. В значительной степени, именно желание добиться корректности описания процессов насыщения стимулирует создание все более сложных математических моделей работы ФПА-источников.

При регистрации ТГц излучения, ток в цепи ФПА-детектора возникает вследствие воздействия на фотовозбужденные носители заряда электрической компоненты ТГц волны с невысокой напряженностью поля. В таком случае число возможных процессов с участием электронов и дырок мало, с высокой точностью их скорости во внешнем поле можно считать не зависящими от момента фотовозбуждения. Отталкиваясь от значений времени жизни носителей заряда, можно выделить два предельных режима детектирования [99],[100]:

- Интегральное детектирование. После фемтосекундного лазерного возбуждения ФПА-детектора носители заряда в фотопроводнике рекомбинируют медленно ($\tau_{\text{rec}} \gg 1$ пс). Это означает, что переходными процессами в детекторе можно пренебречь, считая, что его проводимость возникает мгновенно и существует даже после завершения импульса ТГц излучения. Таким образом, отклик детектора Q будет обусловлен интегральным воздействием на него электрического поля всего ТГц импульса, начиная с момента поступления возбуждающего лазерного импульса, как показано на Рис. 1.9(а). Другими словами, если считать, что ФПА-источник возбуждается в момент времени $t = 0$, то при изменении момента зондирования τ ФПА-детектора лазерным импульсом, фактически будет изменяться только нижний предел интегрирования в следующем выражении:

$$Q(\tau) \propto \int_{\tau}^{\infty} E_{\text{det}}(t) dt. \quad (1.10)$$

Из соотношения (1.10) следует, что для восстановления волновой формы ТГц импульса в таком случае потребуется выполнять дифференцирование отклика детектора для разной задержки:

$$E_{\text{det}}(\tau) \propto -\frac{\partial Q}{\partial \tau}. \quad (1.11)$$

- Прямое детектирование. После фемтосекундного лазерного возбуждения ФПА-детектора носители заряда в фотопроводнике очень быстро рекомбинируют ($\tau_{\text{rec}} \ll 1$ пс). В этом случае ненулевой отклик ФПА-детектора будет иметь место только в моменты временного перекрытия лазерного импульса с импульсом ТГц излучением, как показано на Рис. 1.9 (а). По этой причине, при прямом детектировании отклик детектора прямо пропорционален мгновенному значению напряженности электрического поля в ТГц волне, а значит, изменяя задержку, можно непосредственно зарегистрировать волновую форму ТГц импульса:

$$E_{\text{det}}(\tau) \propto Q(\tau). \quad (1.12)$$

На практике всегда реализуется некоторый промежуточный случай детектирования, степень близости которого к описанным предельным вариантам определяется временем жизни электронов. Для изготовления ФПА-детекторов обычно используются фотопроводники с $\tau_{\text{rec}} \sim 1$ пс, для которого учет влияния времени жизни на форму регистрируемого спектра можно не выполнять. Отметим, что уменьшение времени жизни полупроводника всегда сопровождается приростом его удельного электрического сопротивления, что полезно с точки зрения снижения тепловых шумов детектора.

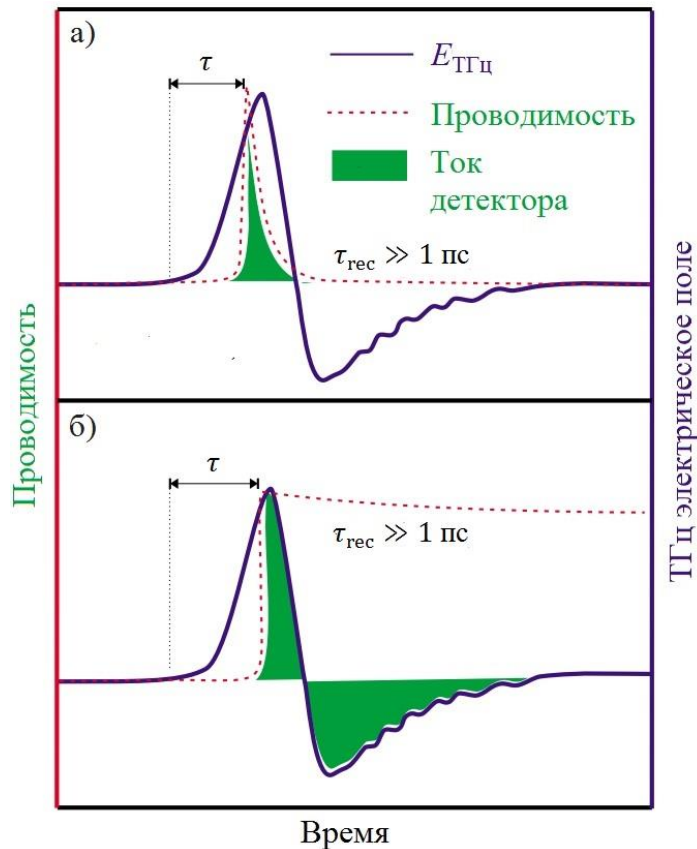


Рис. 1.9 – Схема формирования отклика ФПА-детектора при регистрации ТГц излучения для фотопроводников с малым (а) и большим (б) временем жизни носителей заряда [99]. Пунктирные линии – временная зависимость концентрации носителей заряда, сплошные линии – временная форма ТГц импульса. Закрашенная площадь иллюстрирует величину отклика.

При математическом моделировании процесса детектирования ТГц излучения могут быть использованы приближения, описанные в разделе 1.2.1. Таким образом, для описания концентрации фотовозбужденных электронов, их дрейфа в электрическом поле и возникновения тока детектора $I \rightarrow I_{\text{det}}$ можно применить модель Друде (1.1) [76] или более сложную модель дрейфа-диффузии (1.2), в которых постоянное электрическое поля смещения заменено электрическим полем ТГц волны $E_{\text{DC}} \rightarrow E_{\text{det}}(t)$. По аналогии со случаем генерации, нужно учесть экспериментальный факт зависимости эффективности электромагнитной связи ФПА-детектора с регистрируемым

ТГц излучением от топологии электродов антенны [11]. Для определения мощности шума ФПА-детектора можно воспользоваться методом эквивалентной схемы [101], который также позволяет учесть влияние топологии электродов на величину тока детектора [64].

1.3. Методы управления свойствами фотопроводящих материалов для работы с фемтосекундным лазерным возбуждением ближнего и среднего ИК диапазонов

Эффективность работы ФПА определяется спектром поглощения фотопроводящего материала, транспортными характеристиками носителей заряда, а также удельным электрическим сопротивлением и электрической прочностью материала [1],[89],[102]. Значительный прогресс в развитии систем ТГц импульсной спектроскопии произошел после появления ФПА на основе LT-GaAs. МЛЭ-рост слоев GaAs при пониженной температуре (в условиях избыточного потока мышьяка) приводит к внедрению избыточных атомов As в кристаллическую решетку GaAs. При последующем высокотемпературном отжиге образцов происходит формирование преципитатов мышьяка, в результате чего LT-GaAs приобретает сверхмалое время жизни фотовозбужденных носителей заряда $\tau_{\text{rec}} < 1$ пс и подвижность электронов $\approx 100\text{--}200$ см²/(В·с) [103],[104]. Другими методами модификации свойств объемных материалов являются: имплантация GaAs тяжелыми или легкими ионами As⁺/O⁺/H⁺/C⁺ [105],[106] или радиационное повреждение кристаллической решетки GaAs [107], InP [108], GaAsBi [109].

За последнее десятилетие сформировался новый тренд в развитии материалов для ФПА, связанный с переходом к фотопроводникам на основе многослойных сверхрешеточных гетероструктур (СРГ), демонстрирующих улучшенные характеристики (по сравнению с LT-GaAs), а главное – принципиальную возможность возбуждения ИК излучением волоконных лазеров. Первыми фотопроводящими СРГ были структуры, в которых

множественные квантово-точечные (КТ) слои из ErAs были сформированы в объеме слоя GaAs [110]. За счет МЛЭ-роста при нормальной температуре сохранялась умеренная подвижность носителей в GaAs, в то время как КТ формировали центры рекомбинации в середине его запрещенной зоны. Встраивание слоев ErAs в СРГ структуру In(Al)GaAs позволило достичь рекордного на тот момент динамического диапазона 78 дБ ТГц импульсного спектрометра (ширина полосы $\approx 3,7$ ТГц) при возбуждении ФПА фемтосекундным лазерным излучением с центральной длиной волны 1,55 мкм [111]. В работе [16] авторы сообщают о средней мощности ТГц излучения 164 мкВт от ФПА-источника на основе ErAs:In(Al)GaAs при средней мощности фемтосекундного лазерного возбуждения 42 мВт и напряжении смещения антенны 200 В. Другим подходом к конструкции СРГ является формирование КТ InAs на поверхности GaAs – такие КТ возникают в результате релаксации упругих напряжений, при сильном рассогласовании эпитаксиальных слоев по параметру кристаллической решетки. Внедрение КТ InAs в матрицу основного вещества обеспечивает не только уменьшение времени жизни носителей заряда (при сохранении достаточно высокой подвижности), но и позволяет использовать фемтосекундное лазерное возбуждение с центральной длиной волны 1,0–1,3 мкм [112]. Отметим, что, аналогично случаю со слоями КТ ErAs, слои с КТ InAs могут использоваться для генерации импульсного и непрерывного ТГц излучения [113],[114]. При этом оказалось, что ФПА-источники на основе КТ InAs сохраняют эффективность (и не демонстрируют существенного насыщения) вплоть до значений плотности мощности лазерного излучения $\approx 1,1$ мДж/см², что в 20 раз превышает лимит по возбуждению LT-GaAs [115].

Потребность в компактных и недорогих импульсных системах ТГц спектроскопии, использующих ФПА с фемтосекундным возбуждением импульсами волоконных лазеров среднего ИК диапазона с центральной длиной волны 1,3–1,56 мкм, потребовала разработки фотопроводников с малой, по сравнению с GaAs, шириной запрещенной зоны. Перспективным

узкозонным материалом является твердый раствор $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, однако, из-за большого времени жизни носителей заряда и их высокой подвижности, а также малого удельного электрического сопротивления, в чистом виде данный материал не может быть использован в ФПА. Для оптимизации свойств данного материала были опробованы разные подходы: легирование низкотемпературного InGaAs (LT- InGaAs) атомами бериллия [116], ионная имплантация [117], бомбардировка ускоренными ионами Br^+ для формирования радиационных дефектов [118], создание легированных бериллием СРГ LT- $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ [119]. Наилучший результат при использовании бериллия в LT- $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ получен в работе [120], где применялось легирование слоев InAlAs по заранее рассчитанному профилю (по глубине). Изготовленные ФПА-детекторы имели рабочую полосу до 6 ТГц, причем на частотах 3 и 4 ТГц их динамический диапазон составил 70 и 55 дБ, соответственно. В работе [121] предложена оригинальная конструкция СРГ, состоящей из нелегированных высокотемпературных (т.е. выращенных при обычной температуре МЛЭ-роста) слоев $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$, подвижность в которых может достигать $3000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Такая высокая подвижность получена за счет пространственного разделения кристаллически совершенных высокоподвижных слоев InGaAs и дефектного слоя InAlAs , ответственного за рекомбинацию фотовозбужденных носителей на неоднородностях состава (микросплавное рассеяние). С использованием данной СРГ получена мощность ТГц ФПА-источника $\approx 64 \text{ мкВт}$ при средней мощности фемтосекундного лазерного возбуждения $\approx 32 \text{ мВт}$, что означает прирост оптико-ТГц конверсии на два порядка по сравнению с СРГ на основе легированных бериллием LT- $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ [17].

В работе [18] предложено использовать легирование InGaAs атомами железа, которые действуют как глубокие акцепторные примеси и образуют уровни рекомбинации в середине запрещенной зоны InGaAs . В ФПА-источнике на основе фотопроводника $\text{InGaAs}:\text{Fe}$ удалось достичь мощности

ТГц излучения ≈ 75 мкВт, при этом InGaAs:Fe ФПА-детектор обладал динамическим диапазоном 95 дБ при ширине рабочей полосы до 6 ТГц. Подробное исследование динамики фотовозбужденных электронов в InGaAs:Fe показало, что для электронов $\tau_{\text{rec}} \approx 0,23$ пс [122]. Еще один перспективный подход связан с легированием InGaAs атомами родия, который (аналогично железу) образует глубокие акцепторные уровни в InGaAs, но при этом характеризуется меньшим коэффициентом диффузии, а также не образует кластеры при высоких уровнях легирования [123]. С точки зрения транспортных характеристик носителей заряда, InGaAs:Rh превосходит практически все известные фотопроводники: $\tau_{\text{rec}} \approx 0,1$ пс при подвижности $1000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [124]. Это позволило создать на его основе ФПА-детектор с рекордным динамическим диапазоном 105 дБ и рабочей полосой до 6,5 ТГц [125], а также ФПА-источник с выходной мощностью ТГц излучения 637 мкВт при средней мощности фемтосекундного лазерного возбуждения ≈ 28 мВт [126].

К сожалению, МЛЭ-рост InGaAs СРГ с КТ или легированием атомами родия представляет очень технологически сложную и дорогостоящую задачу, поэтому ростом таких структур в мире занимаются единичные научные группы. Альтернативный оригинальный подход состоит во введении в InGaAs/InAlAs СРГ упругих напряжений – за счет изменения состава барьерных слоев $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. По сравнению с ненапряженными (решеточно-согласованными, РСС), сверхрешеточные гетероструктуры с искусственно введенными в процессе МЛЭ-роста упругими механическими напряжениями (УНС) обладают большей шероховатостью межслоевых границ. Из-за механических напряжений в них появляются дополнительные центры рекомбинации, а также усиливается микросплавное рассеяние носителей заряда. Указанные особенности УНС приводят к значительному уменьшению времени жизни носителей заряда [19]. Сочетание малого времени жизни с повышенным удельным электрическим сопротивлением делают такие

фотопроводники перспективными для создания на их основе ФПА-детекторов.

1.4. Выводы по первой главе

Выполненный в главе критический обзор литературы по тематике моделирования ФПА показывает необходимость разработки комплексной модели, которая бы максимально детально описывала процесс генерации и детектирования ТГц излучения и учитывала особенности лазерного возбуждения, свойства фотопроводника и топологию ФПА: спектр, пространственный и временной профили лазерного импульса, время жизни и подвижность неравновесных носителей заряда в фотопроводнике, частотную зависимость характеристического импеданса электродов антенны.

Данная модель необходима для оптимизации характеристик ФПА-источников и ФПА-детекторов, а именно: повышения эффективности оптико-ТГц конверсии, управления формой и шириной спектра генерации в ФПА-источнике, увеличения спектральной чувствительности и снижения мощностью шума в ФПА-детекторе. Она должна дополнить наглядность аналитической модели Друде явным учетом частотно-зависимого характера согласования импеданса антенны и сопротивления фотопроводника.

ГЛАВА 2. Физико-математическая модель генерации и детектирования терагерцовых импульсов в фотопроводящих антеннах при фемтосекундном лазерном возбуждении

2.1. Общий подход к моделированию

При импульсном лазерном возбуждении фотопроводника в зазоре между электродами ФПА-источника образуются свободные носители заряда. Если к электродам приложить постоянное электрическое поле, носители заряда начинают двигаться направленно. Это формирует импульс переходного тока, являющийся источником широкополосного электромагнитного колебаний с частотами вплоть до ТГц диапазона. Поскольку подвижность электронов в полупроводниках значительно выше по сравнению с дырками, вкладом движения дырок в переходный ток можно пренебречь.

Как показано на Рис. 2.1 (а), доля мощности лазерного излучения, поглощаемая в фотопроводящем слое, характеризуется эффективностью возбуждения η_{opt} . Аналитические выражения для формы импульса переходного тока $i(t)$ и его частотного спектра $\tilde{i}(\nu)$ могут быть получены в рамках модели Друде с однородным по зазору лазерным возбуждением электронов [3],[4]. Применительно к генерации ТГц-импульсов в предлагаемой физико-математической модели отдельно рассматриваются: (этап 1) возникновение переходного тока в фотопроводнике и (этап 2) процесс генерации ТГц излучения с учетом взаимного влияния частотно-зависимого импеданса антенны и сопротивления фотопроводника. Для описания характеристик электромагнитных волн используется эквивалентная схема из источника переменного тока (с импедансом / сопротивлением R_s) и антенны с импедансом $Z_a(\nu)$. В такой электрической цепи эффективность η_m передачи мощности от источника к антенне и далее, в окружающее

пространство, определяется соотношением между сопротивлением R_s и частотно-зависимым импедансом Z_a .

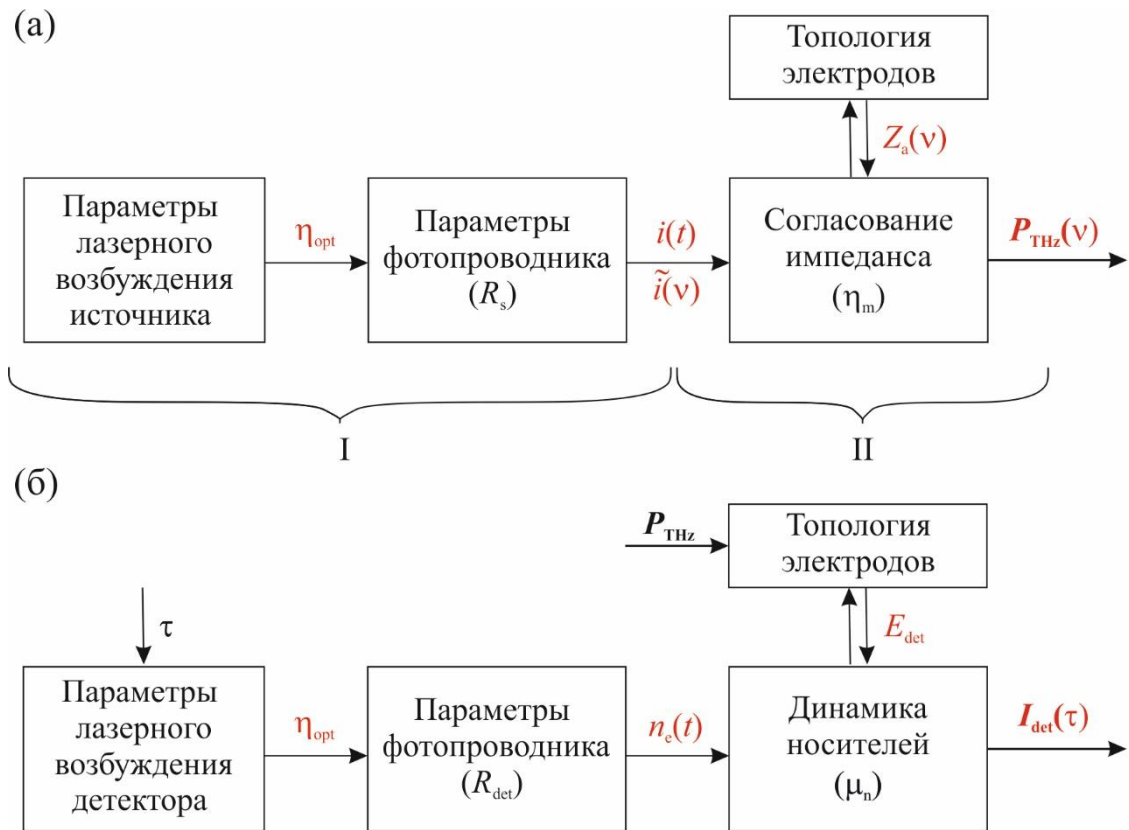


Рис. 2.1 – Схема моделирования ФПА: (а) – генерация и (б) детектирование ТГц импульсов; η_{opt} – эффективность лазерного возбуждения фотопроводника, η_m – эффективность согласования импедансов, τ – момент лазерного зондирования детектора.

Применительно к процессу детектирования ТГц-импульсов, на Рис. 2.1 (б), показано, что падающие на приемную антенну электромагнитные волны наводят в ее зазоре электрическое поле $E_{det}(t)$. В ФПА-детекторе фотовозбужденные электроны ускоряются наведенным полем и формируют ток детектора I_{det} . В предлагаемой физико-математической модели при вычислении напряженности наведенного поля принимается во внимание возникновение проводимости в зазоре (вследствие лазерного возбуждения), характеризуемое сопротивлением R_{det} . При

рассмотрении динамики носителей заряда в ФПА-детекторе учитывается тот факт, что из-за чрезвычайно высокой частоты детектируемых электромагнитных колебаний, ток ФПА-детектора в эксперименте регистрируется методом оптического стробирования – измеряется средний (по времени) ток I_{det} в зависимости от времени задержки момента зондирования детектора τ относительно момента возбуждения ФПА-источника.

2.2. Временной профиль лазерного импульса

Предположим, что зазор между электродами ФПА возбуждается лазерным излучением с гауссовым профилем мгновенной мощности:

$$I_{\text{opt}}(t) = \frac{P_{\text{opt}}}{f_{\text{rep}} \tau_p \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_p^2}\right), \quad \tau_p = \frac{\tau_{\text{opt}}}{2\sqrt{\ln 2}}, \quad (2.1)$$

где P_{opt} – средняя мощность лазерного возбуждения (далее – мощность возбуждения), f_{rep} – частота повторения лазерных импульсов, τ_p и τ_{opt} – характеристики длительности лазерного импульса, а именно: ширина функции Гаусса и длительность импульса на уровне половины его максимальной амплитуды (full width at half maximum – FWHM), соответственно. Поскольку время жизни носителей заряда τ_{rec} значительно превосходит длительность импульсов лазерного возбуждения ($\tau_{\text{rec}} \gg \tau_p$), процессы поглощения излучения и генерации электронов будем считать мгновенными. Пусть фотопроводящий слой с толщиной d и площадью поперечного сечения ΔS однородно возбуждается импульсным лазерным излучением. Если в момент времени $t = 0$ в слое поглощается порция световой энергии ΔE , в нем возникнет зависящая от времени концентрация неравновесных электронов $n_e(t)$:

$$n_e(t) = \frac{\lambda}{ghc} \frac{\Delta E}{\Delta S} \eta_{\text{opt}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{rec}}}\right), \quad (2.2)$$

$$\eta_{\text{opt}} = (1 - K_f)(1 - \exp(-\alpha_{\text{opt}}d)), \quad K_f = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2,$$

где λ – длина волны лазерного возбуждения, g – длина зазора между электродами, $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $n \approx 3,60$ и α_{opt} – показатель преломления и коэффициент поглощения фотопроводника (Таблица 2.1). Значение коэффициента френелевского отражения в выражении (2.2) составляет $K_f \approx 0,66$ для типичной границы воздух-фотопроводник. Нанесение просветляющего покрытия может уменьшить его до $K_f \approx 1\%$ [5], значительно увеличивая амплитуду переходного тока. Снижение коэффициента отражения является универсальным подходом к повышению оптико-ТГц конверсии в ФПА-источниках.

2.3. Динамика носителей заряда

Перейдем к рассмотрению динамики электронов в рамках модели Друде с однородным лазерным возбуждением электронов фотопроводника. Известно, что электрическое поле смещения, действующее на электроны в зазоре ФПА-источника, может испытывать кулоновское экранирование, связанное с пространственным разделением электронов и дырок. Использование аналитических выражений для переходного тока, позволяющих упростить процесс моделирования и повысить его наглядность за счет отказа от численных расчётов, возможно только при значениях параметра кулоновского экранирования $\xi = \omega_p \tau_s \sim 1$ [76]. Данное условие всегда может быть выполнено путем снижения мощности лазерного возбуждения; с этой целью обычно выбирают $P_{\text{opt}} \leq 10$ мВт. Указанное значение средней мощности возбуждения широко распространено в системах ТГц импульсной спектроскопии, поскольку оно обеспечивает компромисс между мощностью ТГц излучения (< 1 мкВт, при такой средней мощности ТГц излучения можно пренебречь эффектом радиационного экранирования [86],[87]) и возможностью использовать компактные и недорогие волоконные лазеры с $f_{\text{rep}} \approx 50\text{--}100$ МГц и $\tau_{\text{opt}} \approx 80\text{--}200$ фс.

В отсутствие экранирования процесс ускорения электрона в постоянном поле смещения $E_{DC} = U_{DC}/g$ может быть описан посредством простого выражения для мгновенной скорости $v_e(t)$:

$$v_e(t) = \frac{\mu_n U_{DC}}{g} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right), \quad (2.3)$$

где $\mu_n = e\tau_s/m_e$, U_{DC} – приложенное к электродам ФПА напряжение смещения, $\tau_s \ll \tau_{rec}$. Для рассматриваемого случая (см. раздел 1.2), переходной ток представляет собой свертку выражения (2.1) для мгновенной мощности лазерного возбуждения с «единичным током» – произведением выражений (2.2) и (2.3) – для концентрации электронов и их дрейфовой скорости, соответственно [6]:

$$i(t) = e\Delta S \int_0^\infty I_{opt}(t-t')[n_e(t')v_e(t')] dt'. \quad (2.4)$$

Интегрирование выражения (2.4) приводит к аналитическому выражению для переходного тока:

$$i(t) = \frac{U_{DC}}{R_0} \left[\exp\left(\frac{\tau_p^2}{4\tau_{rec}^2} - \frac{t}{\tau_{rec}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_p}{2\tau_{rec}} - \frac{t}{\tau_p}\right) - \exp\left(\frac{\tau_p^2}{4\tau_{cs}^2} - \frac{t}{\tau_{cs}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_p}{2\tau_{cs}} - \frac{t}{\tau_p}\right) \right] = \frac{U_{DC}}{R_0} f(t), \quad (2.5)$$

где $f(t)$ – безразмерная функция, определяющая форму переходного тока,

$$\frac{1}{\tau_{cs}} = \frac{1}{\tau_{rec}} + \frac{1}{\tau_s} \approx \frac{1}{\tau_s}, \quad R_0 = \frac{f_{rep}}{P_{opt}\eta_{opt}} \frac{2g^2 hc}{e\mu_n \lambda},$$

а erfc – функция ошибок вида

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt,$$

Из выражения (2.5) видно, что сопротивление фотопроводника $R_s = U_{DC}/i(t) = R_0/f(t) = R_s(t)$. Чтобы охарактеризовать протекание тока через зазор ФПА при лазерном возбуждении эффективным постоянным значением R_s , в литературе предлагаются разные методы усреднения переходного тока [128],[129], общим недостатком которых является зависимость результата от выбора временного интервала. В предложенной модели R_s выбирается исходя из энергетических соображений – при

выражении энергии электромагнитных колебаний через интеграл от произведения напряжения на переходной ток и через интеграл от произведения квадрата переходного тока на R_s , должна быть получена одна и та же энергия [9]. Соответственно, при таком подходе будет выполняться только интегрирование с бесконечными пределами:

$$R_s \equiv \frac{U_{DC} \int_{-\infty}^{\infty} i(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} i^2(t) dt} = R_0 \exp\left(-\frac{\tau_p^2}{4\tau_{rec}^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tau_p}{\sqrt{2}\tau_{rec}}\right) \approx R_0. \quad (2.6)$$

Значения R_s , найденные с помощью соотношения (2.6) для ФПА на основе разных фотопроводящих материалов, приведены в таблице 2.1.

Известно, что пучок лазерного излучения в поперечном (латеральном) сечении описывается гауссовым профилем интенсивности. Если такой пучок сфокусировать в центре зазора между электродами ФПА с помощью линзы с малым фокусным расстоянием, то лазерное возбуждение фотопроводника зазоре не будет пространственно-однородным. В рамках одномерной модели, профиль фокального пятна можно записать в виде:

$$\varphi(x) = \frac{P_{opt}}{\sqrt{\pi}b} \exp\left(-\frac{x^2}{b^2}\right), \quad \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) dx = P_{opt}, \quad (2.7)$$

где точка $x = 0$ (центр пучка) выбрана посередине зазора, $b < g/2$ – геометрический параметр функции распределения, величину $2b$ можно использовать в качестве характерного размера фокального пятна. Типичные значения: длина зазора ФПА $g = 5-12$ мкм, для видимого и ИК излучения $2b \approx 3-12$ мкм. При пространственно-неоднородном возбуждении вида (2.7) сопротивление фотопроводника складывается из двух включенных последовательно сопротивлений: $R_s = R_{dark} + R_{ph}$, где R_{ph} и R_{dark} – электрическое сопротивление для области фокального пятна лазерного излучения и периферийной части полупроводника в зазоре (Рис. 2.2). Выразим значения средних мощностей лазерного возбуждения для областей 1 и 2:

$$P_1 = \int_{-b}^b \varphi(x) dx = \operatorname{erf}(1) P_{\text{opt}} = 0,84 P_{\text{opt}}, \quad (2.8)$$

$$P_2 = P_{\text{opt}} - P_1 = 0,16 P_{\text{opt}},$$

где $\operatorname{erf}(1) \approx 0,84$ – значение функции ошибок для единичного аргумента.

Таблица 2.1 – Исходные данные и результаты расчета R_s для ФПА с фотопроводящими слоями разного состава.

Параметр / фотопроводник	LT-GaAs [3], [7]	Легированный Be LT-InGaAs [8]	PCC InGaAs [9]	УНС InGaAs [9]
Лазерное возбуждение*	$\lambda = 780$ нм, $P_{\text{opt}} = 5$ мВт, $f_{\text{rep}} = 65$ МГц			
Показатель преломления фотопроводника n	3,60			
Коэффициент поглощения α_{opt} , мкм ⁻¹	1,0	4,5	4,5	4,5
Толщина слоя d , мкм	0,75	0,75	0,36	
Эффективность возбуждения η_{opt} **	0,36	0,66	0,55	
Зазор между электродами	$g \times \text{ширина} = 10 \times 20$ мкм ²			
Время жизни для электронов τ_{rec} , пс	0,5	0,4	4,4	1,7
Время релаксации импульса τ_s , фс***	8,0	2,2	45,0	5,0
Эффективная масса электронов m_e	$0,067m_e$	$0,041m_e$	$0,041m_e$	$0,041m_e$
Холловская подвижность μ_n , см ² /(В·с)	200	100	2000	240
Сопротивление фотопроводника R_s , Ом	510	620	47	300

* – Выбранные параметры лазерного возбуждения обеспечивают отсутствия кулоновского экранирования.

** – Без использования просветляющего покрытия.

*** – Рассчитано на основе значений подвижности и эффективной массы для электронов фотопроводящих слоев.

PCC и УНС – сверхрешеточные гетероструктуры $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ и $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,38}\text{Al}_{0,62}\text{As}$, соответственно.

Если предположить, что мощности P_1 и P_2 распределены по соответствующим им областям 1 и 2 равномерно (заштрихованные прямоугольники на Рис. 2.2), то выражение (2.6) для сопротивления

фотопроводника R_s можно интерпретировать как связь между мощностью возбуждения P_i , длиной l_i и электрическим сопротивлением R_i , для каждой из областей [63]:

$$R_i \propto \frac{l_i^2}{P_i}. \quad (2.9)$$

Подставив в соотношение (2.9) мощности лазерного возбуждения (2.8), получаем оценку для отношения $R_{\text{dark}}/R_{\text{ph}}$:

$$\frac{R_{\text{dark}}}{R_{\text{ph}}} \sim \frac{(g - 2b)^2 \text{erf}(1)}{(2b)^2 (1 - \text{erf}(1))} \approx 5,25 \left(\frac{g}{2b} - 1 \right)^2. \quad (2.10)$$

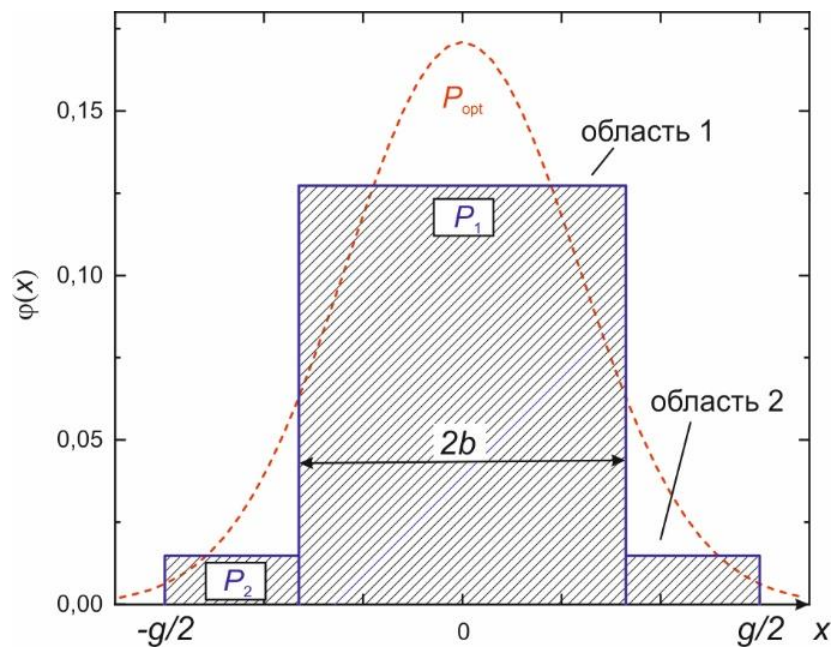


Рис. 2.2 – Неоднородное лазерное возбуждение ФПА. Площадь под гауссовым профилем нормирована на единицу. Область фокального пятна лазерного излучения в зазоре и периферийная часть полупроводника обозначены индексами «1» и «2»; их длины – $l_1 = 2b$ и $l_2 = g - 2b$. Размер центральной области фокального пятна определен по критерию спада мощности излучения в e раз.

Путем уменьшения размера фокального пятна лазерного излучения $2b$ можно добиться, чтобы $R_{\text{dark}}/R_{\text{ph}} \gg 1 \rightarrow R_s \approx R_{\text{dark}}$. Другими словами, несмотря на

наличие лазерного возбуждения, сопротивление фотопроводника будет фактически определяться его удельным электрическим сопротивлением.

Условие, при котором R_{dark} доминирует, имеет вид:

$$\frac{R_{\text{dark}}}{R_{\text{ph}}} \gg 1, \quad \frac{g}{2b} \gg \left(1 + \frac{1}{\sqrt{5,25}}\right) \approx 1,44. \quad (2.11)$$

Область без штриховки на Рис. 2.3 соответствует выполнению условия (2.11) для ФПА с длиной зазора $g = 10$ мкм на основе любого фотопроводника.

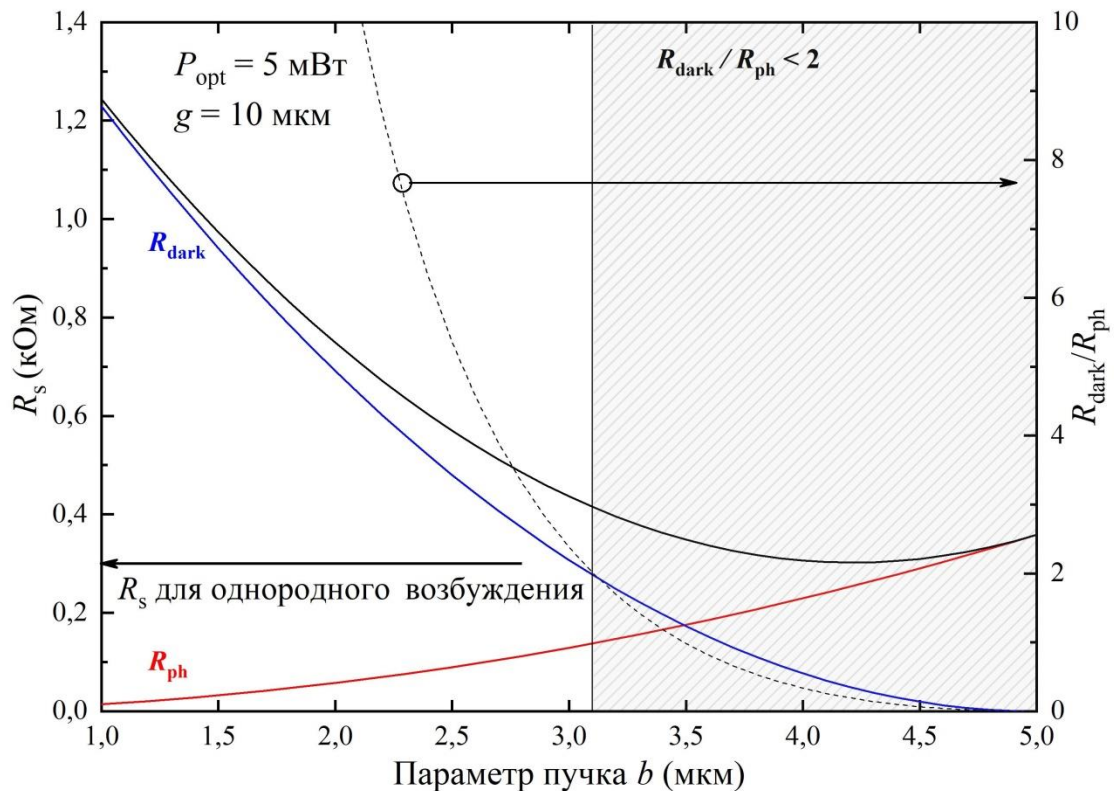


Рис. 2.3 – Сопротивление фотопроводника в зазоре ФПА в зависимости от значения геометрического параметра b пространственного профиля лазерного пучка. Разными цветами показаны кривые электрического сопротивления для области фокального пятна R_{ph} и периферийной части полупроводника R_{dark} , пунктирная линия – отношение сопротивлений $R_{\text{dark}}/R_{\text{ph}}$. Транспортные параметры фотопроводника соответствуют УНС InGaAs.

Выбранный критерий малости пятна является легко выполнимым, ибо он соответствует диаметру фокального пятна лазерного излучения в $\approx 2/3$ от длины зазора между электродами, т.е. $2b \approx 5\text{--}6$ мкм. Такой диаметр пятна легко достичь при использовании линзы с фокусным расстоянием 10–20 мм. Предложенный подход к описанию возбуждения фотопроводника может быть обобщен на случай не гауссового профиля интенсивности лазерного пучка (включая ухудшение качества фундаментальной моды), возбуждение модами высших порядков с несколькими пиками интенсивности, возбуждения модами излучения на выходе оптического волокна и др. Как правило, учет реального размера и формы фокального пятна в зазоре между электродами ФПА приводит к увеличению значения R_s по сравнению с однородным возбуждением. Заметим, что на Рис. 2.3 всюду сопротивление фотопроводника превосходит указанное в таблице 1.1 значение 300 Ом, отвечающее случаю однородного лазерного возбуждения электронов в УНС InGaAs. Это особенно важно для минимизации шума ФПА-детектора, рассматриваемого в разделе 2.6.

Частотный спектр переходного тока и его спектр мощности $P_i(\nu)$ [Вт/Гц] вычисляются из соотношения (2.5) через преобразование Фурье с учетом определения (2.6) для величины R_s :

$$\begin{aligned} \tilde{i}(\nu) &\approx \frac{2U_{DC}}{R_s} \frac{\tau_{rec}}{1 + j2\pi\nu\tau_{rec}} \exp(-\pi^2\tau_p^2\nu^2) = \frac{U_{DC}}{R_s} \tilde{f}(\nu), \\ P_i(\nu) &= 2|\tilde{i}(\nu)|^2 R_s f_{rep} = \frac{2U_{DC}^2 |\tilde{f}|^2 f_{rep}}{R_s}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $\nu \geq 0$ – временная частота колебаний, $\tilde{f}(\nu)$ – функция с размерностью времени [1/Гц], определяющая форму переходного тока в пространстве временных частот. Результаты аналитического моделирования временной формы и спектра мощности для переходного тока в LT-GaAs, при длительности лазерного импульса $\tau_{opt} = 80$ фс ($\tau_p = 48$ фс) и значениях транспортных характеристик носителей заряда из таблицы 2.1, приведен на Рис. 2.4. Заметим, что максимум переходного тока отстает во времени

относительно максимума импульса лазерного возбуждения. Это связано с конечностью времени, необходимого электронам для набора скорости $\mu_n E_{DC}$ во внешнем поле. Чем выше подвижность и, соответственно, значение τ_s , тем позже скорость электронов «подстроится» к внешнему электрическому полю, но тем больше будет пиковое значение переходного тока.

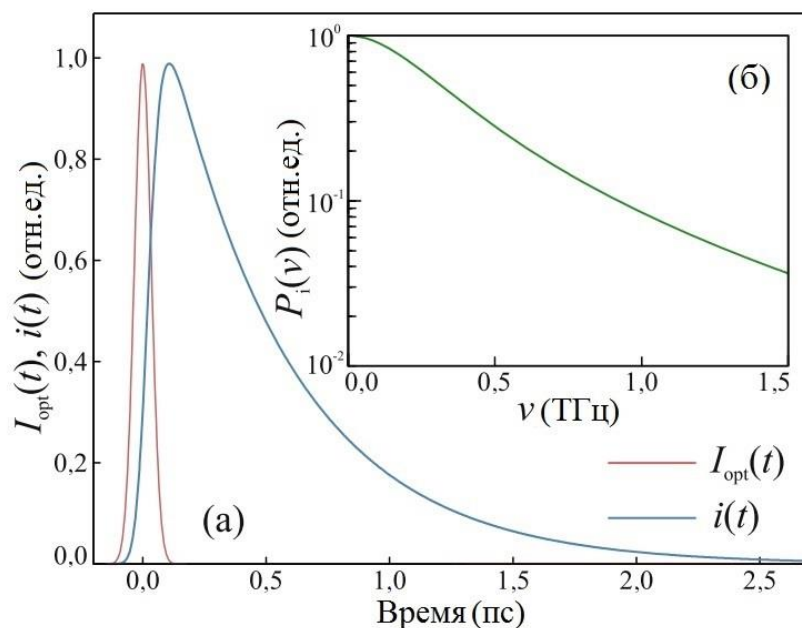


Рис. 2.4 – Моделирования переходного тока в LT-GaAs: (а) – нормированные мгновенная интенсивность лазерного импульса $I_{opt}(t)$ и переходной ток $i(t)$; (б) – нормированный спектр мощности электромагнитных колебаний $P_i(v)$.

Наличие быстро спадающей экспоненты в выражении (2.12) ограничивает сверх частотный диапазон ТГц генерации ФПА-источников на основе любых полупроводников и/или топологий электродов. Физическая природа этого ограничения связана с конечной длительностью лазерных импульсов оптического возбуждения τ_{opt} (или τ_p) [132]. Для ТГц импульсной спектроскопии верхнюю границу рабочего частотного диапазона можно определить по единичному значению отношения ОСШ. При выполнении теоретической оценки сверх допустим, что ФПА-детектор не оказывает влияния на форму сигнала и обеспечивает для низких частот

ОСШ ≥ 60 дБ [63],[133]. Тогда, как видно из приведенных на Рис. 2.5 спектров мощности переходного тока, при $\tau_{opt} = 100$ фс и времени жизни электронов фотопроводника 0,5 пс в LT-GaAs верхняя граница рабочего диапазона спектрометра составит более 10 ТГц.

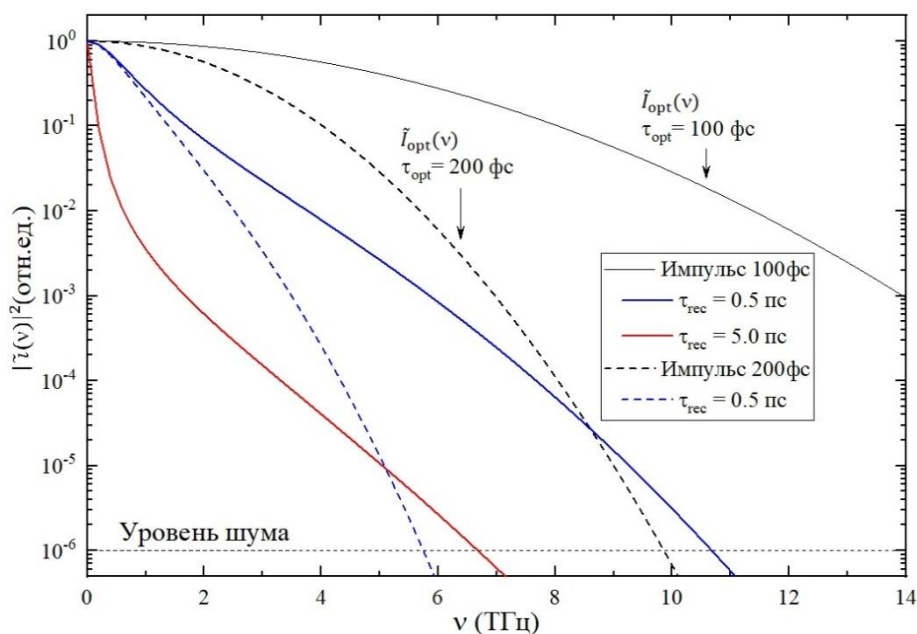


Рис. 2.5 – Влияние длительности лазерных импульсов и времени жизни электронов τ_{rec} на спектр мощности переходного тока. Сплошные линии соответствуют длительности импульсов $\tau_{opt} = 100$ фс, пунктирные – 200 фс. Черным цветом показан спектр мгновенной интенсивности лазерного импульса $\tilde{I}_{opt}(v)$.

С увеличением τ_{rec} до 5,0 пс в спектре возрастает доля низкочастотных колебаний, при этом частотный диапазон сужается до ≈ 7 ТГц. Из анализа влияния времен τ_p и τ_{rec} , являющихся параметрами выражения (2.12) для формы спектра мощности, можно сделать вывод о том, что при решении практических задач ТГц-спектроскопии следует использовать лазерное излучение с FWHM-длительностью импульсов $\tau_{opt} \leq 200$ фс (с длительностью по критерию спада интенсивности в e раз $\tau_p \leq 120$ фс), поскольку при бóльшей длительности (даже при минимальном τ_{rec}) верхняя

граница рабочего частотного диапазона не превысит 6 ТГц. Далее будет показано, что учет топологии электродов ФПА-источника, а также динамики носителей заряда в ФПА-детекторе приводит к дополнительному сужению рабочего спектрального диапазона ТГц импульсной системы на базе ФПА.

2.4. Частотно-зависимый импеданс электродов антенны



Появление импульса тока связано с ускоренным движением электронов в фотопроводнике, при этом в переходном процессе будут принимать участие и электроды ФПА. Разным топологиям отвечает разное распределение тока по поверхности электродов антенны и, соответственно, разный спектральный состав генерируемого ТГц излучения. В качестве характеристики топологии ФПА, применительно к процессу генерации электромагнитных волн, можно использовать частотно-зависимый комплексный импеданс $Z_a(\nu)$ – отношение напряженности электрического поля к напряженности магнитного поля в зазоре между ее электродами [96],[98].

Существует ряд идеализированных топологий, которые из-за особой симметрии электродов обеспечивают независимость характеристик антенны от частоты. К ним относятся, например, бесконечная спираль Архимеда, бесконечная логарифмическая спираль и топология «галстук-бабочка» с углом раствора $\alpha = 90^\circ$ (Рис. 1.1). С точки зрения мощности излучаемых электромагнитных волн, эти топологии эквивалентны и обладают не зависящим от частоты действительным импедансом или радиационным сопротивлением $Z_{a0} = R_{a0} = 60\pi/\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \approx 71$ Ом (таблица 1.1). Импеданс реальной антенны $Z_a(\nu)$ с электродами конечного размера определяется топологией и ее геометрическими параметрами, он обычно рассчитывается методами численного решения уравнений Максвелла [97]. В диссертации численное решение нестационарных уравнений Максвелла во временной области выполнялось в области пространства размерами $5 \times 3 \times 0,02$ мм³,

включавшей границу раздела сред «воздух–LT-GaAs» с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_0 = 1,0$ и $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12,94$, соответственно [9]. На эту границу были нанесены спиральные электроды из золота толщиной 0,5 мкм. Размеры ячеек сетки варьировались от 0,3 до 30 мкм. Для возбуждения антенны использовался единичный импульс напряжения с гауссовым временным профилем, который прикладывался к электродам в области зазора. С целью исключения вычислительных артефактов, возникающих из-за не физического отражения электромагнитных волн от границ моделируемого пространства, оно было окружено несколькими идеально-согласованными слоями-поглотителями (perfectly matched layers – PML). Рассчитанные кривые импеданса для электродов в форме логарифмических спиралей конечного размера с разной степенью закрутки, определяемой параметрами β и M , приведены на Рис. 2.6.

Для экономии вычислительных ресурсов был выбран диапазон частот 0,1–1,5 ТГц, поскольку расчеты на более высоких частотах требуют уменьшения размеров ячеек сетки дискретизации и, следовательно, многократно увеличивают затраты памяти и машинное время [9]. Из Рис. 2.6 видно, что значения R_a для спиралей типов I и II сильно меняются с частотой, при этом они в основном меньше по сравнению с идеализированной бесконечной спиралью (пунктирная линия). Кривые для X_a характеризуются отличными от нуля, преимущественно положительными значениями, которые растут с частотой ν ; т.е. электроды обладают индуктивным характером реактивного сопротивления. Для демонстрации необходимости учета импеданса в модели генерации ТГц излучения и выбора топологии для последующей экспериментальной апробации антенн (см. главу 3) в численном моделировании рассмотрены различные параметры закрутки логарифмических спиралей типов I и II, обеспечивающие разные зависимости импеданса от частоты.

Длина зазора: 10 мкм
 Параметры топологии:

Тип	β	M	
I	0,1	0,86	
II	0,6	0,39	

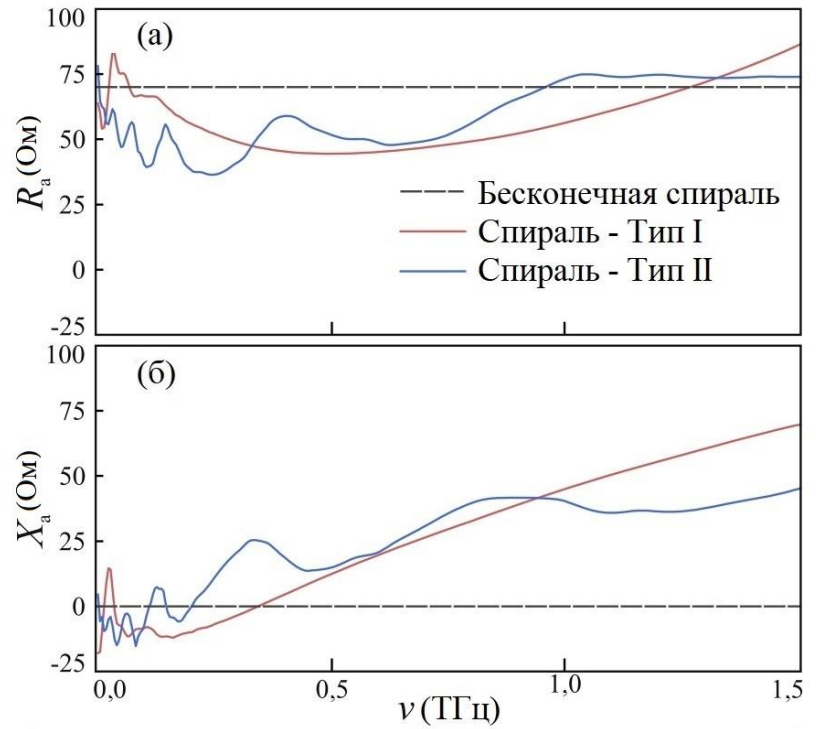


Рис. 2.6 – Численное моделирование комплексного импеданса антенны с топологией «логарифмическая спираль» для разных параметров закрутки β и M : (а) – радиационное сопротивление R_a ; (б) – реактивное сопротивление X_a . Штриховая линия – частотно-независимый импеданс идеальной спирали $Z_{a0} = R_{a0} + iX_{a0} = 71$ Ом.

В предлагаемой математической модели генерации ТГц излучения, после нахождения сопротивления фотопроводника и спектра мощности переходного тока, рассчитывались частотно-зависимая эффективность согласования импеданса η_m и спектр мощности ТГц излучения ФПА-источника $P_{\text{THz}}(\nu)$:

$$\eta_m = 1 - \left(\frac{Z_a - R_s}{Z_a + R_s} \right)^2, \quad (2.13)$$

$$P_{\text{THz}}(\nu) = \eta_m P_i(\nu),$$

Другими словами, физико-математическая модель описывает работу ФПА-источника как процесс выборочного усиления тех электромагнитных волн, для которых имеет место согласование импеданса антенны и сопротивления

фотопроводника, или подавления волн в противном случае. Хотя предлагаемый подход и не является самосогласованным, он позволяет относительно простым способом описать спектр генерируемого ТГц излучения. Сравнение сопротивлений разных фотопроводников (таблица 2.1) с импедансом антенн (таблица 1.1) указывает на их сильное рассогласование, а именно: $R_s \gg Z_a$. Это одна из причин невысокой эффективности опτικο-ТГц конверсии в ФПА. Согласно выражениям (2.7)–(2.10) пространственно-неоднородное лазерное возбуждение приводит к увеличению R_s и тем самым еще больше усиливает рассогласование, поэтому для достижения бóльших эффективностей ФПА-источников предпочтительнее однородное по зазору возбуждение.

Согласно выражению (2.5), рост мощности лазерного возбуждения ведет к снижению сопротивления фотопроводника $R_s \propto 1/P_{\text{opt}}$, повышая числовое значение эффективности согласования импеданса η_m в выражении (2.13). Результаты расчета η_m для спирали типа II при разных значениях R_s приведены на Рис. 2.7. Заметим, что форма кривых остается неизменной, а на Рис. 2.7(б) зависимость эффективности согласования от $1/R_s$ или мощности возбуждения (верхняя шкала) показана на характерной частоте 0,4 ТГц. Несмотря на линейность аналитической модели переходного тока, зависимость $\eta_m(P_{\text{opt}})$ имеет насыщающийся характер. С ростом P_{opt} мощность ТГц излучения ФПА-источника растет как из-за улучшения согласования импеданса, так и ввиду усиления переходного тока. Тем не менее, параллельно будут интенсифицироваться ведущие к насыщению процессы кулоновского и радиационного экранирования, которые ограничивают силу и длительность переходного тока, и тем самым препятствуют уменьшению сопротивления фотопроводника. Влияние насыщения на характеристики ФПА-источника можно оценить только в более сложных, численных моделях.

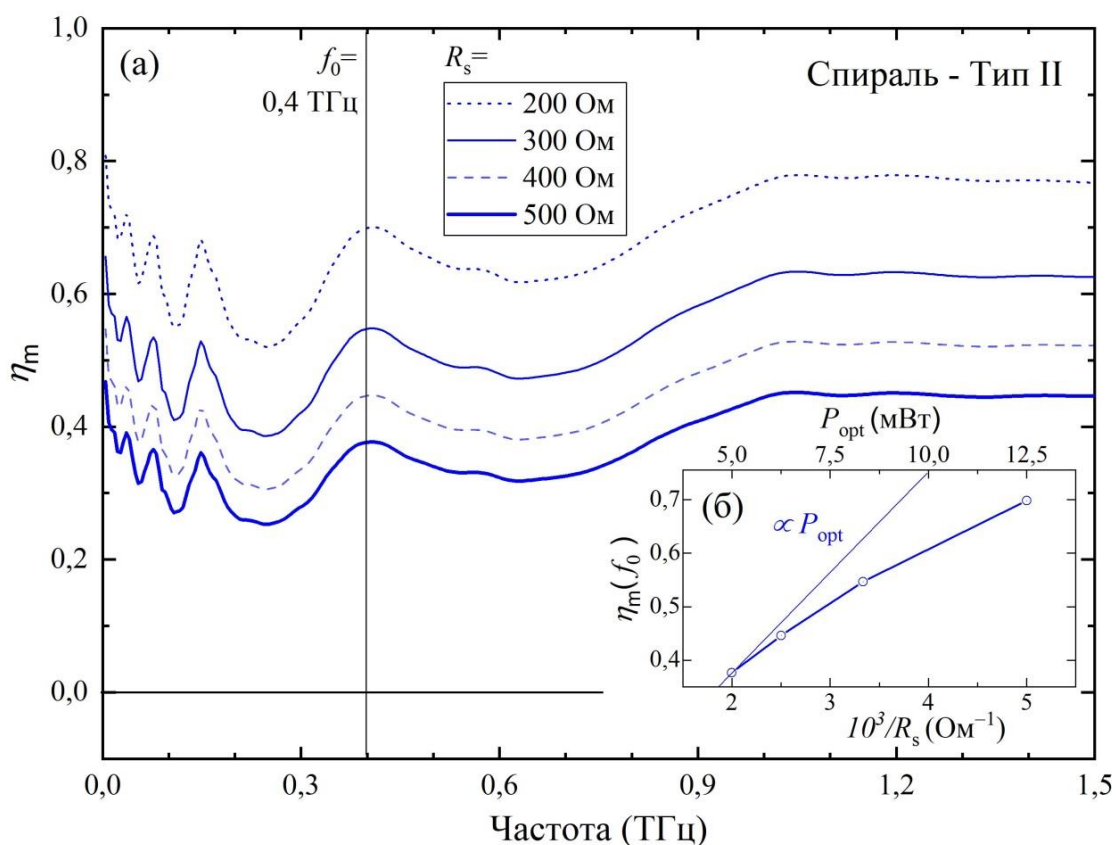


Рис. 2.7 – Согласование импеданса при разном сопротивлении фотопроводника для спирали типа II: (а) – частотная зависимость эффективности согласования импеданса η_m ; (б) – эффективность согласования импеданса $\eta_m(f_0)$ на частоте $f_0 = 0,4$ ТГц, как функция сопротивления фотопроводника или мощности лазерного возбуждения.

2.5. Детектирование терагерцовых импульсов

Как отмечалось выше, при импульсном лазерном зондировании ФПА-детектора в зазоре между электродами образуются свободные носители заряда, они ускоряются наведенным падающей ТГц волной электрическим полем E_{el} и формируют ток детектора (Рис. 2.8). Математическое описание генерации и последующего дрейфа носителей зарядов (электронов) в детекторе во многом повторяет описание переходного тока в источнике ТГц излучения, основное различие состоит в том, что в выражении (2.3) для

мгновенной скорости электронов постоянное поле смещения $E_{DC} = U_{DC}/g$ нужно заменить зависящей от времени величиной $E_{det}(t)$.

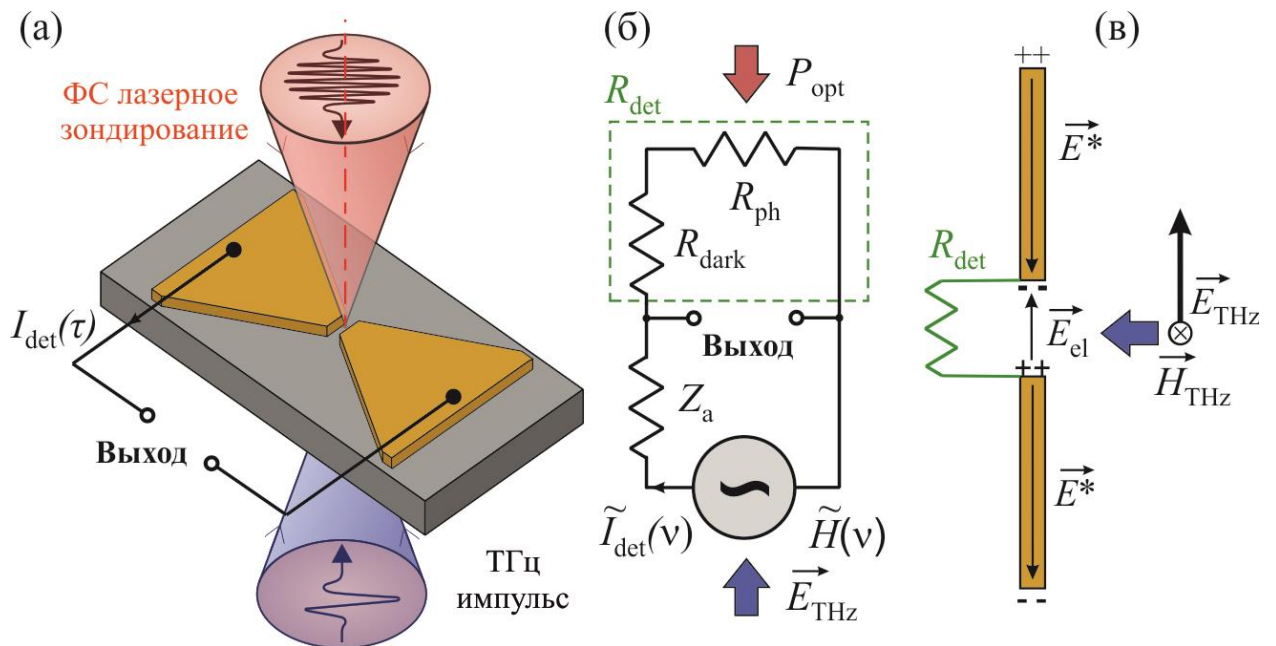


Рис. 2.8 – Регистрация ТГц импульсов ФПА-детектиром при лазерном зондировании: (а) – схема ФПА-детектора; (б) – эквивалентная электрическая схема ФПА-детектора, учитывающая пространственно-неоднородное лазерное зондирование фотопроводника в зазоре между электродами; (в) – схема формирования наведенных электрических полей.

Как показано на Рис. 2.8(б-в), падающая на ФПА-детектор электромагнитная волна с комплексной амплитудой $\vec{E}_{THz}(\nu)$ вызывает перераспределение зарядов по поверхности электродов (поляризацию), формируя электрическое поле E^* , которое компенсирует поле волны внутри металла, и электрическое поле с комплексной амплитудой \vec{E}_{el} в зазоре. Обозначим как $\tilde{H}(\nu)$ функцию отклика ФПА – частотно-зависимое отношение индуцированной в зазоре напряженности поля к напряженности поля падающей волны, тогда $\vec{E}_{el}(\nu) = \vec{E}_{THz}(\nu)\tilde{H}(\nu)$. Вид функции отклика определяется численным расчетом с учетом конструкции и топологии электродов ФПА-детектора. Для ФПА-детектора с антенной малого размера

$\tilde{H}(\nu) \approx 1$. В наиболее распространенном случае, когда для электромагнитного согласования ТГц излучения со свободным пространством к антенне плотно прижата плоско-выпуклая линза из кремния: $\tilde{H}(\nu) \propto j2\pi\nu$, $\tilde{E}_{el}(\nu) \propto \nu\tilde{E}_{THz}(\nu)$ и $E_{el}(t) \propto \partial E_{THz}(t)/\partial t$ [63],[64].

Под действием лазерного зондирования в зазоре ФПА-детектора возникает проводимость – его сопротивление уменьшается до R_{det} , из-за чего электрические заряды получают возможность перетекать между электродами. Согласно приведенной на Рис. 2.8(б) эквивалентной электрической схеме детектора, сопротивление R_{det} является нагрузкой для антенны, поэтому напряженность поля в зазоре ФПА-детектора снижается $E_{det} \leq E_{el}$ [134]:

$$E_{det} = E_{el} \left[\frac{R_s}{Z_a + R_s} \right]_{det} \xrightarrow{R_s \gg Z_a} E_{el} \left[1 - \frac{Z_a}{R_s} \right]_{det}, \quad (2.14)$$

где индекс «det» обозначает, что подставляются значения параметров фотопроводящего материала/топологии ФПА-детектора; применительно к детектору далее $R_s \rightarrow R_{det}$. Для снижения теплового шума (см. раздел 2.6) за счет выбора фотопроводящего материала целесообразно повысить сопротивление детектора в возбужденном состоянии, поэтому обычно $R_{det} \gg Z_a$ и режим работы приемной антенны оказывается близок к не нагруженному состоянию: $E_{det} \approx E_{el}$. В низкочастотном пределе ($\nu \rightarrow 0$) наличие любой нагрузки приводит к замыканию электродов ФПА-детектора между собой, вследствие чего для постоянного электрического поля $\tilde{E}_{det}(\nu \rightarrow 0) \rightarrow 0$.

Аналитическое выражение (2.6) для сопротивления фотопроводника описывает направленное движение электронов (при однородном лазерном зондировании ФПА) и не зависит от причины возникновения электрического поля в зазоре, поэтому оно может быть применено к детектору. Вычисленные значения R_{det} для разных фотопроводников приведены в таблице 2.2. Поскольку сопротивление фотопроводника в зазоре при пространственно-неоднородном профиле зондирования зависит от размеров фокального пятна

лазерного излучения, согласно выражению (2.10) уменьшение пятна оказывается эффективным способом увеличения R_{det} .

Таблица 2.2 – Исходные данные и результаты расчета характеристик ФПА-детекторов с фотопроводящими слоями разного состава.

Параметр / фотопроводник	LT-GaAs [10]	Легированный Be LT-InGaAs [8]. [11]	PCC InGaAs [9]	УНС InGaAs [9]
Толщина слоя d , мкм	0,75	0,75	0,36	
Эффективность возбуждения η_{opt}	0,36	0,66	0,55	
Зазор между электродами	$g \times \text{ширина} = 10 \times 20 \text{ мкм}^2$			
Удельное сопротивление, Ом·см	400,0	700,0	5,6	63,0
Холловская подвижность μ_n , см ² /(В·с)	200	100	2000	240
Время жизни для электронов τ_c , пс	0,5	0,4	4,4	1,7
Коэффициент диффузии для электронов D_n , см ² /с*	4,5	2,3	45,4	5,4
Диффузионная длина для электронов L_n , нм	15,1	9,5	141,0	30,4
Сопротивление фотопроводника R_{det} , Ом	510	620	47	300
Тепловой шум I_{JN} , фА/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$	5,4	4,9	17,9	7,1
Темновое сопротивление детектора $(R_{dark})_0$, кОм	2700	4700	80	870
Тепловой шум $(I_{JN})_0$, фА/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$	75	57	430	130
Ток диффузии I_{d0} , мкА**	1,8	2,1	25,6	5,5
Оценка сверху для дробового шума, пА/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$ ***	0,77	0,83	2,90	1,40

* – Рассчитано на основе значений подвижности для электронов фотопроводящих слоев;

** – Для размера фокального пятна лазерного излучения $2b = 6 \text{ мкм}$;

*** – Оценка сверху, полученная с использованием значения I_{d0} .

Обозначения материалов и повторяющиеся значения параметров перенесены из таблицы 2.1.

Описанные в разделе 1.3 методы управления транспортными свойствами носителей заряда в фотопроводящих материалах, применительно

к ФПА-детектору всегда преследуют цель достижения компромисса между транспортными характеристиками носителей заряда (т.е. быстродействием детектора) и высоким сопротивлением R_{det} (низким шумом детектора). По этой причине, если в поглощающем лазерное излучение фотопроводящем слое InGaAs подбором условий эпитаксиального роста и/или конструкцией InGaAs/InAlAs СРГ удастся обеспечить времена жизни носителей заряда $\tau_{\text{rec}} \sim 1$ пс, то подвижностей электронов составит не более $\mu_n \approx 2000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что соответствует временам релаксации импульса не более $\tau_s \approx 40$ фс, а для выращенных при относительно низкой температуре слоев фотопроводящих материалов время релаксации импульса будет еще меньше: $\tau_s \leq 8$ фс; см. таблицу 2.1. Для таких значений τ_s с высокой точностью можно считать, что в процессе детектирования ТГц импульса фотовозбужденные электроны приобретают скорость во внешнее поле мгновенно, в отличие от зависимости (2.3):

$$v_e(t) = \mu_n E_{\text{det}}(t) \quad (2.15)$$

Анализ приведенных в таблице 2.1, а также в работах [3],[12], значений τ_s указывает на справедливость допущения (2.15) для большинства фотопроводящих материалов. Дополнительным аргументом в его пользу является экспериментальный факт, что характерный период колебаний напряженности электрического поля в пределах единичного ТГц импульса составляет $\approx 0,2$ пс.

Вследствие чрезвычайно высокой быстроты изменения электрического поля в ТГц импульсе, «мгновенный» отклик ФПА-детектора не может быть измерен непосредственно, в экспериментах форма ТГц импульса регистрируется методом оптического стробирования. Рассмотрим выражение для вспомогательной величины $I(t, \tau)$ – тока ФПА-детектора для момента времени t при его импульсном лазерном зондировании в момент τ , полученное с учетом соотношений (2.1), (2.2) и (2.15):

$$I(\tau, t) = e\Delta S N(t - \tau) v_e(t) = e\Delta S \left[\int_0^\infty I_{\text{opt}}((t - \tau) - t') n_e(t') dt' \mu_n E_{\text{det}}(t) \right]_{\text{det}} = e\Delta S E_{\text{det}}(t) [\mu_n N(t - \tau)]_{\text{det}}, \quad (2.16)$$

где $N(t - \tau)$ – концентрация электронов в зазоре между электродами ФПА-детектора в момент времени t , если импульсное лазерное зондирование произошло в момент τ . Регистрируемый в экспериментах отклик детектора для каждого значения τ является результатом усреднения тока ФПА по времени t :

$$I_{\text{det}}(\tau) = f_{\text{rep}} \int_{-\infty}^\infty I(\tau, t') dt' = f_{\text{rep}} e\Delta S \left[\int_{-\infty}^\infty E_{\text{det}}(t') \mu_n N(t' - \tau) dt' \right]_{\text{det}}, \quad (2.17)$$

т.е. фактически представляет собой свертку $E_{\text{det}} \otimes [N]_{\text{det}}$. С учетом выражения (2.14) для напряженности электрического поля в зазоре E_{det} , частотный спектр тока детектора примет вид:

$$\tilde{I}_{\text{det}}(\nu) = f_{\text{rep}} e\Delta S E_{\text{det}}(\nu) [\mu_n N(\nu)]_{\text{det}} \propto f_{\text{rep}} \nu \tilde{E}_{\text{THz}} \left[\frac{\tilde{f}(\nu) g}{R_s} \right]_{\text{det}} \quad (2.18)$$

Зарегистрированный ФПА-детектором спектр мощности ТГц импульса может быть записан как:

$$P_{\text{TDS}}(\nu) \propto |\tilde{I}_{\text{det}}(\nu)|^2 \propto P_{\text{THz}}(\nu) \left[\frac{\mu_n^2 (2\pi\tau_{\text{rec}}\nu)^2}{1 + (2\pi\tau_{\text{rec}}\nu)^2} P_{\text{opt}}^2 \right]_{\text{det}} \exp(-2\pi^2 \tau_p^2 \nu^2), \quad (2.19)$$

где $P_{\text{THz}}(\nu)$ – спектр мощности подающего на детектор со стороны ФПА-источника ТГц излучения, описываемый выражением (2.13). Наличие в формуле (2.19) быстро спадающего множителя $\exp(-2\pi^2 \tau_p^2 \nu^2)$, обусловленного конечной длительностью импульсов лазерного зондирования τ_p , приводит к ограничению сверху ширины спектральной чувствительности ФПА-детектора, которое не связано с его конструкцией и/или фотопроводящим материалом. Аналогичное обстоятельство ранее было отмечено при рассмотрении спектра мощности ФПА-источника.

Подстановка частотно-зависимых импедансов электродов ФПА-источника и ФПА-детектора, а также параметров их фотопроводящих материалов в полученные для предлагаемой модели выражения (2.13) и (2.19), дает возможность предсказать регистрируемую форму ТГц-спектра для любой пары ФПА. Модель может быть использована на этапе разработки антенн, а также при выборе оптимальной пары ФПА для генерации и детектирования ТГц импульсов. Например, для ФПА-детекторов на основе СРГ InGaAs/InAlAs начиная с частоты 0,2 ТГц будет выполнено условие $(2\pi\tau_{\text{rec}}\nu)^2 \gg 1$ (таблица 2.1), а регистрируемый спектр мощности ТГц импульса в выражении (2.19) примет вид $P_{\text{TDS}}(\nu) \propto P_{\text{THz}}(\nu) \exp(-2\pi^2 \tau_p^2 \nu^2)$. Верхней границей области независимости спектральной чувствительности ФПА-детектора от транспортных свойств СРГ являются частоты электромагнитных колебаний, для которых длина волны станет сопоставима с геометрическими размерами антенны.

2.6. Шум при детектировании терагерцовых импульсов

Известно, что доминирующим механизмом генерации шума в ФПА-детекторах является тепловой шум [101],[135],[136], для которого среднеквадратичное значение (СКЗ) силы тока обратно пропорционально сопротивлению детектора R_{det} :

$$I_{\text{JN}} = \sqrt{\frac{4k_{\text{B}}T_0\Delta f}{R_{\text{det}}}}, \quad (2.20)$$

где k_{B} – постоянная Больцмана, T_0 – температура фотопроводника, Δf – ширина рабочей полосы синхронного усилителя тока детектора. Основным методом снижения теплового шума детектора является увеличение его сопротивления за счет выбора фотопроводника. Выполненный в рамках предлагаемой модели детектора анализ влияния параметров полупроводника и режимов его лазерного зондирования на величину R_{det} предлагает еще

один подход к повышению сопротивления – путем использования пространственно-неоднородного профиля лазерного зондирования детектора. Как показано на Рис. 2.8 (а-б), при таком зондировании сопротивление детектора будет складываться из двух включенных последовательно сопротивлений: $R_{\text{det}} = R_{\text{dark}} + R_{\text{ph}}$. Зависимость теплового шума детектора от размера фокального пятна лазерного зондирования приведена на Рис. 2.9.

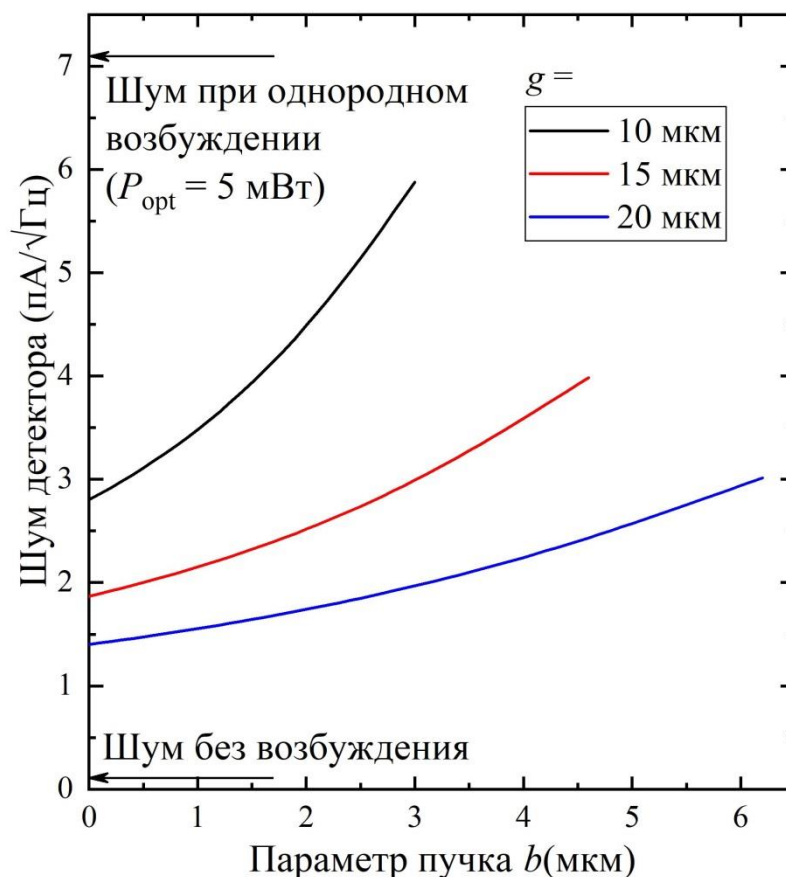


Рис. 2.9 – Тепловой шум ФПА-детектора при разном размере фокального пятна лазерного зондирования, где рассмотренный диапазон значений b удовлетворяет условию $R_{\text{dark}}/R_{\text{ph}} > 2$.

В предельном случае, когда размеры фокального пятна $2b$ достаточно малы, т.е. выполнено условие (2.7), можно записать: $R_{\text{dark}}/R_{\text{ph}} \gg 1$, $R_{\text{det}} \approx R_{\text{dark}} = \text{const}$. Это означает, что сопротивление детектора будет определяться темновым сопротивлением фотопроводящего материала $(R_{\text{dark}})_0$, соответственно, тепловой шум примет минимально

возможное для данного материала значение: $I_{\text{JN}} \rightarrow (I_{\text{JN}})_0 = \text{const}$ и не будет увеличиваться с ростом мощности лазерного зондирования P_{opt} . Согласно соотношению (2.19) сигнал ФПА-детектора быстро возрастает с мощностью лазерного зондирования, поэтому подобное постоянство шума приведет к росту ОСШ с P_{opt} . Такой случай чрезвычайно важен с точки зрения возможности детектирования ТГц излучения малой мощности. Тепловой шум в единичной полосе частот синхронного усилителя $[\text{фА}/\sqrt{\text{Гц}}]$ для ФПА-детекторов на основе разных фотопроводников, полученный путем подстановки значений $(R_{\text{dark}})_0$ в формулу (2.20), приведен в таблице 2.2.

Малый размер фокального пятна лазерного зондирования (по сравнению с длиной зазора) позволяет минимизировать тепловой шум, однако вызывает появление шума другой природы. Такое пространственно-неоднородное зондирование фотопроводника в сочетании с любой геометрической асимметрией электродов ФПА-детектора, приведет к возникновению направленного потока носителей заряда диффузионной природы. Подобная ситуация имеет место в большинстве случаев из-за неидеальности технологии изготовления ФПА. Вследствие малых значений коэффициента диффузии для дырок, опять рассмотрим только вклад электронов. В стационарном состоянии входящее в систему (1.4) уравнение непрерывности для диффузионного тока принимает вид:

$$\frac{\partial n_e(x)}{\partial t} = G_i - \frac{n_e(x)}{\tau_{\text{rec}}} + D_n \frac{\partial^2 n_e(x)}{\partial x^2} = 0, \quad (2.21)$$

$$G_i = \overline{g_{\text{opt}}(x)_i} \approx \frac{\lambda \eta_{\text{opt}} P_i}{hc l_1 \Delta S} \rightarrow n_i = G_i \tau_{\text{rec}},$$

где $n_e(x)$ и n_i – концентрация электронов в разных точках зазора, G_i – средний темп оптической генерации носителей для i -ой области зазора пятна ($i = 1, 2$). Введем феноменологический параметр γ , количественно характеризующий асимметрию электродов ФПА:

$$\gamma = \frac{I_d - I'_d}{I_d}, \quad 0 < |\gamma| < 1, \quad (2.23)$$

равномерному растеканию тока соответствует $\gamma = 0$.

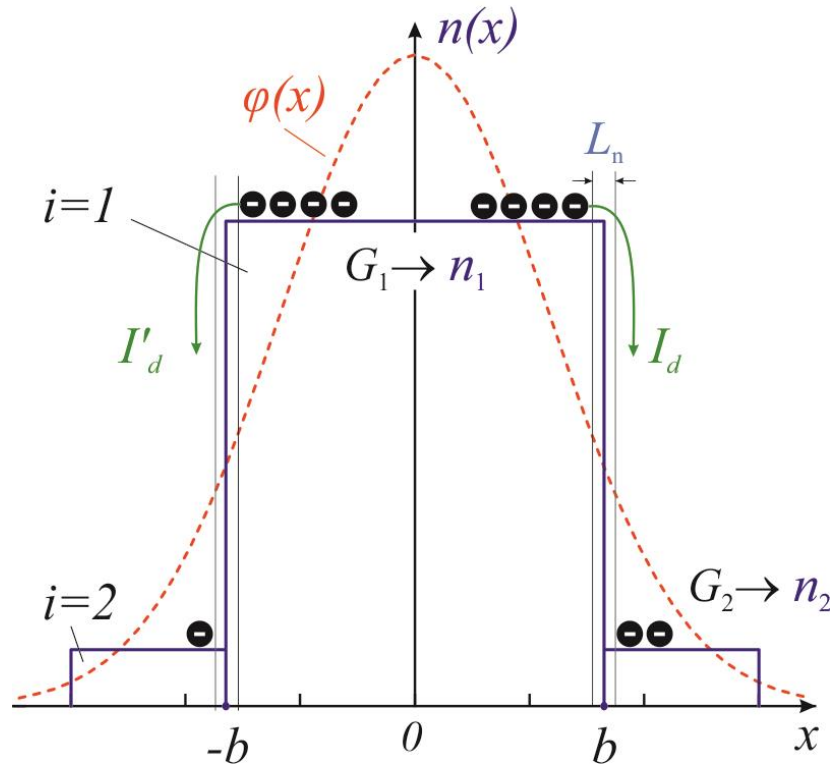


Рис. 2.10 – Схема диффузии фотовозбужденных носителей заряда из фокального пятна лазерного излучения, где $\varphi(x)$ – пространственный профиль пятна, I_d и I'_d – диффузионные токи, текущие из области «1» вдоль и против направления оси x , L_n – диффузионная длина для электронов.

Согласно схеме на Рис. 2.10 и используя определение (2.23), стационарный ток электронов I_{diff} можно выразить через градиент концентрации электронов на краю области 1 (в точке $x = b$):

$$I_{d0} = e\Delta S D_n \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \right)_{x=b} \approx e\Delta S D_n \frac{n_e(b)}{L_n}, \quad (2.24)$$

$$I_{\text{diff}} = I_{d0} - I'_{d0} = \gamma I_{d0} \approx \frac{\gamma D_n (G_1 - G_2) \tau_{\text{rec}}}{L_n} \propto P_{\text{opt}} L_n,$$

где $L_n = \sqrt{\tau_{\text{rec}} D_n} = \sqrt{\tau_{\text{rec}} k_B T_0 \mu_n / e}$. При отсутствии модуляции пучка лазерного зондирования (в спектрометрах с регистрацией временной формы

ТГц импульсов обычно используется модуляция напряжения смещения ФПА-источника; см. Главу 3), диффузионный ток не будет усиливаться синхронным усилителем, однако соответствующий ему дробовой шум приведет к увеличению шума ФПА-детектора. Согласно [101], СКЗ силы тока дробового шума I_S может быть найдено как:

$$I_S = \sqrt{2eI_{\text{diff}}\Delta f} \propto \sqrt{P_{\text{opt}}L_n}, \quad I_S^2 \propto P_{\text{opt}}. \quad (2.25)$$

Для оценки величины дробового шума сверху в формуле для диффузионного тока (2.24) положим $\gamma = 1$ (т.е. $I_{\text{diff}} \approx I_{d0}$). Полученные значения для единичной полосы частот синхронного усилителя [пА/ $\sqrt{\text{Гц}}$] приведены в таблице 1.2. Оценка показывает, что дробовой шум диффузионной природы может быть сопоставим с тепловым, поэтому его вкладом в шум ФПА-детектора нельзя пренебречь. Экспериментально измеряемая мощность шума ФПА-детектора P_N – мощность сигнала в отсутствии ТГц излучения – прямо пропорциональна сумме квадратов СКЗ силы тока для теплового (2.20) и диффузионного шумов (2.25):

$$P_N \propto I_{JN}^2 + I_S^2 \geq (I_{JN})_0^2 + I_S^2 \quad (2.26)$$

С уменьшением мощности лазерного зондирования P_{opt} вклад дробового шума I_S^2 в измеряемый шум детектора P_N снижается, однако $(I_{JN})_0^2$ изменяться не будет, так как в рассматриваемом случае его значение определено электрическим сопротивлением материала фотопроводника $(R_{\text{dark}})_0$ (таблица 1.2). По мере увеличения P_{opt} шум P_N будет возрастать по линейному закону – за счет увеличения слагаемого $I_S^2 \sim P_{\text{opt}}$, при этом, в соответствии с соотношением (2.25), в образцах с меньшей L_n рост шума будет выражен слабее. Последнее обстоятельство особенно важно при высоких мощностях лазерного зондирования, которые используют при детектировании слабых ТГц сигналов.

Применительно к оптимизации ФПА-детекторов, обнаруженная возможность существенного снижения мощности шума за счет уменьшения размера фокального пятна лазерного зондирования по сравнению с длиной

зазора между электродами, дает возможность использовать фотопроводящие материалы с бóльшей подвижностью, а значит с бóльшей величиной отклика детектора $P_{TDS}(V)$, но при этом, несмотря на снижение удельного электрического сопротивления фотопроводящего материала, избегать увеличения мощности шума. В частности, приведенные в таблице 2.2 данные указывают на перспективность использования в детекторах УНС гетероструктур $In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,38}Al_{0,62}As$. Искусственно введенные при МЛЭ-росте данного материала упругие напряжения формируют внутри СРГ дополнительные центры рассеяния носителей заряда – в том числе, из-за не идеальности гетероинтерфейсов, тем самым уменьшая времена жизни и время релаксации импульса для носителей заряда. По сравнению с ненапряженной гетероструктурой, УНС характеризуется меньшей подвижностью носителей заряда, но обладает заметно бóльшим удельным сопротивлением.

С целью экспериментальной проверки физико-математической модели детектирования ТГц-импульсов, для сравнительных исследований были выбраны образцы ФПА-детекторов на основе оригинальных фотопроводящих материалов: РСС и УНС сверхрешеточных гетероструктур $In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_yAl_{1-y}As$, отличающихся значением параметра y - мольной долей индия [19]. Результаты количественного сравнения характеристик изготовленных детекторов описаны в Главе 3.

2.7. Выводы ко второй главе

В данной главе разработана физико-математическая модель процессов генерации и детектирования ТГц импульсов в ФПА, учитывающая особенности лазерного возбуждения, транспортные и оптические свойства фотопроводника и геометрию электродов.

Аналитическими методами рассмотрена динамика фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниках во внешнем электрическом поле. Получены выражения для сопротивления фотопроводника в случае

однородного и неоднородного пространственного профиля лазерного возбуждения. Выполнен учет взаимного влияния частотно-зависимого импеданса антенны и сопротивления фотопроводника на форму ТГц спектра. Теоретически рассмотрены вопросы повышения мощности ТГц-излучения, управления формой и шириной спектра генерации ФПА-источника. На основе физико-математической модели предложены подходы, направленные на повышение эффективности ФПА. Рассмотрена модель шума ФПА-детектора при малом, по сравнению с длиной зазора между электродами, размере фокального пятна лазерного зондирования. Выполнены оценки вклада теплового и, связанного с диффузией носителей при пространственно-неоднородном профиле пучка лазерного зондирования, дробового шума детектора. Теоретически рассмотрены вопросы увеличения эффективности ФПА-детекторов, в частности увеличения их спектральной чувствительности и снижения мощности шума. Для последующей экспериментальной проверки модели и рассмотренных подходов на ее основе выбраны топологии электродов ФПА-источника и оригинальные фотопроводящие материалы для ФПА-детектора.

ГЛАВА 3. Экспериментальные исследования генерации и детектирования терагерцового излучения в фотопроводящих антеннах на основе оригинальных топологий и конструкций фотопроводящих свехрешеточных гетероструктур при фемтосекундном лазерном возбуждении

3.1. Лабораторный стенд терагерцового импульсного спектрометра для апробации разработанных фотопроводящих антенн

Лабораторный стенд ТГц импульсного спектрометра для измерения характеристик ФПА, оптическая схема которого приведена на Рис. 3.1 (а), был собран в отделе субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН. Объектами экспериментальных исследований являлись образцы ТГц ФПА-источников и ФПА-детекторов, поэтому при реализации схемы на оптическом столе предусмотрена возможность быстрой замены ФПА, а также максимальное удобство последующей точной юстировки. Фотография спектрометра в конфигурации для исследования ФПА-детекторов при разной мощности лазерного зондирования приведена на Рис. 3.1 (б). В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения в ТГц импульсном спектрометре использовался волоконный лазер EFOA-SH (Авеста-Проект, Россия) с центральной длиной волны $\lambda_0 = 780$ нм, длительностью импульсов $\tau_{opt} \approx 100$ фс (FWHM), частотой повторения импульсов $f_{rep} = 61,5$ МГц и средней мощностью ~ 100 мВт. Лазерное излучение фокусировалось в зазорах ФПА-источника и ФПА-детектора одинаковыми плоско-выпуклыми линзами с диаметром 6 мм и фокусным расстоянием $f_{foc} = 10$ мм, что обеспечило диаметр фокального пятна до $d \approx 4$ мкм. К ФПА-источнику прикладывалось переменное биполярное напряжение смещение в виде меандра с регулируемой амплитудой $U_b = 0-30$ В и частотой $f = 20$ кГц. Путем перестановки программируемого ослабителя можно было регулировать

среднюю мощность лазерного возбуждения ФПА-источника или мощность лазерного зондирования ФПА-детектора в диапазоне 0,1–30 мВт. Для согласования ФПА-источника и ФПА-детектора со свободным пространством использовалась пара плосковыпуклых гиперполусферических линз из высокоомного кремния диаметром 12 мм и толщиной 7,1 мм. Два внеосевых параболических зеркала с золотым покрытием диаметром 2 дюйма и фокусным расстоянием 4 дюйма использовались для коллимации пучка ТГц излучения ФПА-источника и его последующей фокусировки на ФПА-детектор.

Предварительное усиление токового сигнала $I_{\text{det}}(t)$ от ФПА-детектора осуществлялось преобразователем тока в напряжение $U = I_{\text{det}}R_{IU}$ с эквивалентным сопротивлением $R_{IU} = 10$ МОм. Демодуляция сигнала $U(t)$ на частоте f с последующим усилением действующего значения напряжения в 10 раз осуществлялась аналоговым синхронным усилителем (СУ) с шириной полосы $\Delta f = 660$ Гц и добротностью $Q = f/\Delta f \approx 30$. Электрический метод модуляции мощности ТГц излучения – за счет использования переменного напряжения смещения ФПА-источника, обеспечил бóльшую частоту модуляции по сравнению с механическим прерыванием, что позволило снизить мощность Фликер-шума (или т.н. розового шума) в полосе усилителя Δf . Финальное преобразование сигнала в цифровую форму выполнялось 16 битным программируемым аналого-цифровым преобразователем (АЦП). В зависимости от использованной пары ФПА-источник – ФПА-детектор, значение ОСШ достигало 70–80 дБ [9],[133],[137].

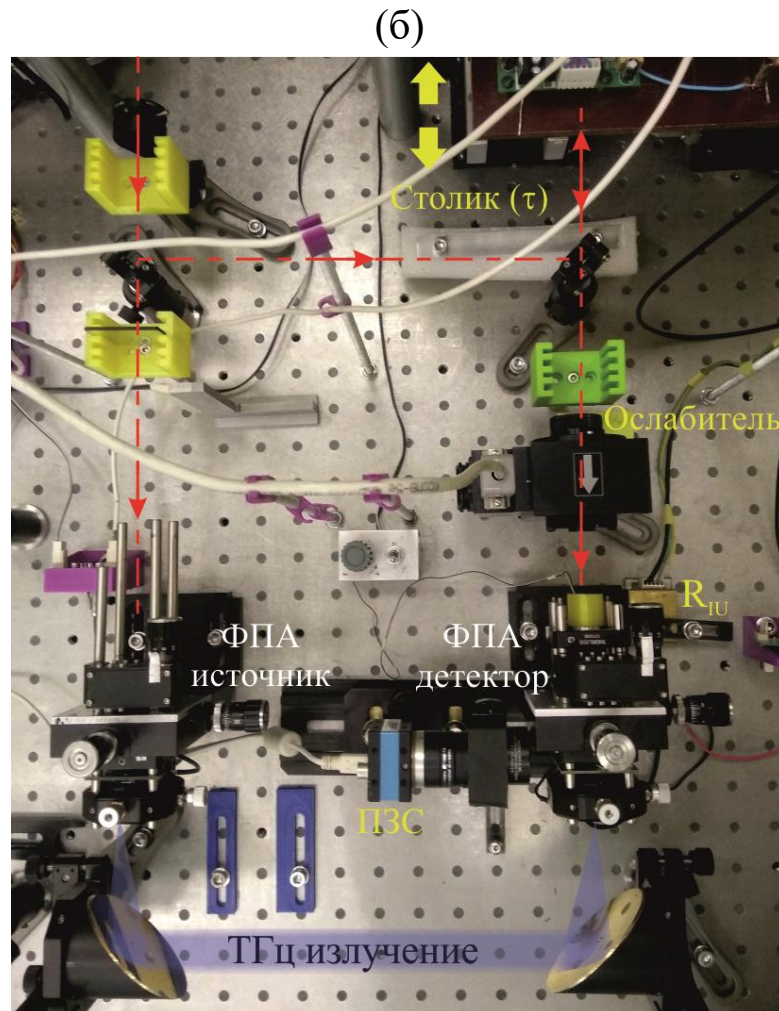
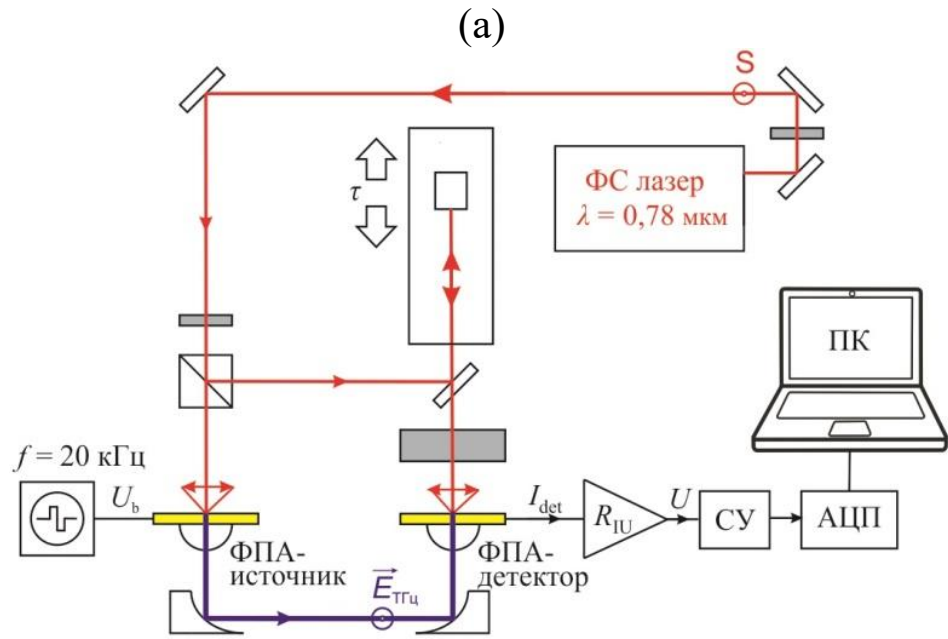


Рис. 3.1 – Лабораторный ТГц импульсный спектрометр для измерения характеристик разработанных ФПА: (а) – оптическая схема; (б) – фотография установки.

Синхронизация работы всех электронных блоков импульсного спектрометра по цифровому интерфейсу USB, настройка параметров измерений, визуализация временной зависимости напряженности электрического поля ТГц импульса (формы ТГц импульса) и его спектра Фурье, накопление сигналов и сохранение результатов измерений осуществлялось оригинальным программным обеспечением для персонального компьютера.

За счет использования в оптической линии задержки транслятора с линейным мотором привода столика достигалась высокая скорость регистрации сигналов, а именно: измерение формы ТГц импульса в диапазоне временных задержек $T = 67$ пс, обеспечивающее спектральное разрешение $T^{-1} = 0,015$ ТГц в диапазоне частот 0,1–5,0 ТГц занимало менее 1 сек (регистрация одного сигнала без усреднения нескольких реализаций).

Использование в линиях задержки быстродействующих трансляторов с линейными моторами пока еще не стало общепринятой лабораторной практикой, поэтому следует подробнее остановиться на особенностях экспериментальной реализации данного подхода. Помимо удобства при настройке высокая скорость регистрации снижала влияние временного дрейфа параметров лазерного излучения на форму ТГц импульсов. Столик с уголковым отражателем устанавливался на транслятор Daedal MX80L, который обеспечивал максимальное перемещение столика до 150 мм и скорость перемещения до 40 мм/с. Встроенный в столик оптический энкодер осуществлял обратную связь с контроллером транслятора, и тем самым гарантировал высокую точность воспроизведения положения отражателя. Распространенные винтовые трансляторы, т.е. трансляторы с ходовым микрометрическим винтом, всегда обладают люфтом и, кроме того, не могут одновременно обеспечить высокие точность позиционирования и скорость перемещения. Измерение формы ТГц импульса для столика с винтовым приводом выполняется в следующей последовательности:

- транслятор точно, но медленно, позиционирует столик с уголкового отражателем в начальное положение;
- ходовой винт блокируется;
- ток ФПА-детектора усиливается СУ, сигнал переводится в цифровую форму с помощью АЦП и сохраняется в виде точки на графике;
- столик медленно переводится в следующее положение и т.д.

Линейный мотор осуществлял перемещение столика бесконтактно и без люфта, за счет взаимодействия установленных в подвижном столике постоянных магнитов с неподвижными катушками электромагнитов, размещенными во всей длине направляющих рельсов. На основе динамических характеристик столика с призмой уголкового отражателя, требуемых значений ускорения, скорости, текущей и целевой координаты, реализованная в контроллере транслятора ViX250ИH, система управления регулировала во времени силу тока во всех катушках. Таким образом, контроллер приводит столик в быстрое движение с гарантировано постоянной скоростью, и при этом независимо (с помощью энкодера) контролировал его положение в пространстве. Поскольку импульсы энкодера сообщали о фактическом перемещении (для использованного энкодера – о сдвиге на 0,5 мкм), они использовались в качестве импульсов запуска АЦП, поэтому регистрация формы ТГц импульса осуществлялась без остановки движения столика (Рис. 3.2).

В случае транслятора с линейным мотором производилось усреднение измеренной формы ТГц импульса как целого, что является принципиальным отличием от винтового привода, для которого многократные измерения (т.е. накопление сигнала) производятся для каждого положения столика. В процессе обработки результатов к усредненной по 20 реализациям сигнала форме ТГц импульса применялась аподизация (оконная фильтрация во временной области) на основе фильтра Тьюки с параметром гладкости 0,2, затем для получения спектров плотности мощности выполнялось преобразование Фурье. Суммарное время регистрации ТГц спектра составляло ≈ 20 сек.

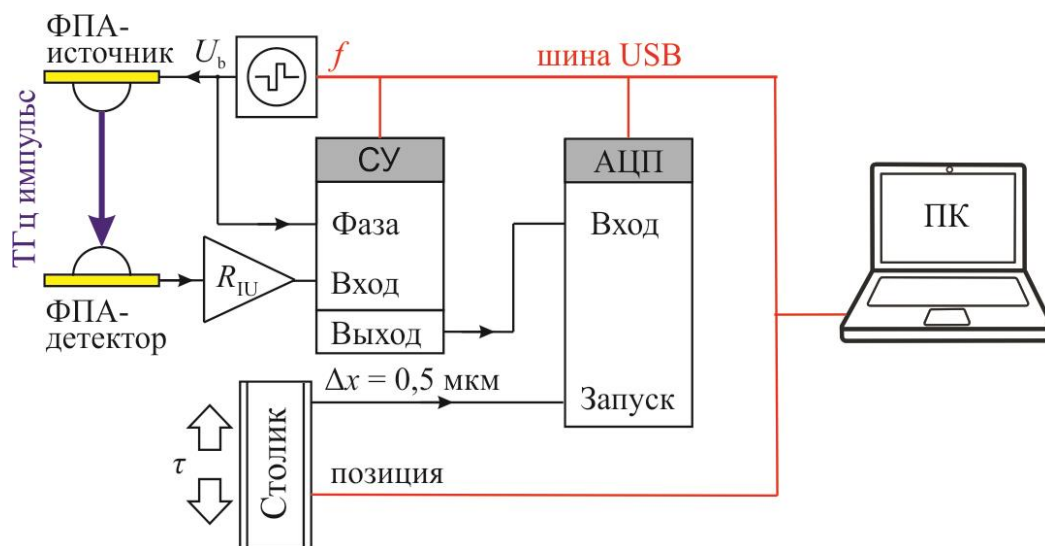


Рис. 3.2 – Блок-схема коммутации элементов лабораторного ТГц импульсного спектрометра, использующего для управления временем оптической задержки (τ) транслятор с линейным мотором.

Для оценки величины шума, вносимого электронными блоками спектрометра, выполнены измерения ТГц сигнала во временной области без подключения ФПА-детектора. Это является аналогом работы входного преобразователя тока в напряжение с ФПА-детектором, для которого $R_{\text{det}} \rightarrow \infty$. Измеренный собственный шум спектрометра составил $\approx 0,14 \text{ фА}/\sqrt{\text{Гц}}$. Сравнение полученного значения с приведенными в Таблице. 2.2 значениями шума для ФПА-детекторов на основе разных фотопроводников показало, что такой малый шум не будет оказывать влияния на регистрируемые сигналы.

Размер и положение фокального пятна лазерного излучения в зазоре между электродами исследуемых ФПА регулировались путем настройки положения фокусирующей линзы дифференциальными микрометрическими винтами по трем осям координат. На Рис. 3.3 показана система визуализации пучка излучения, разработанная для визуального контроля и измерения его

геометрических параметров. Размещаемый рядом с ФПА светоделительный кубик обеспечивал оптический доступ к поверхности антенны непосредственно в процессе работы ТГц импульсного спектрометра. Набор светофильтров и диэлектрическое зеркало, установленные перед объективом (Фильтр) защищали видеокамеру от ослепления лазерным излучением, одновременно оставаясь достаточно прозрачными для подсветки поверхности. Излучение подсветки вводилось в пучок лазерного излучения с помощью тонкого покровного стекла, которое, для исключения поляризационного действия на лазерное излучение, вместе со светодиодом можно было вращать вокруг оси лазерного луча. USB-видеокамера монохромного изображения DMK24UP031 с физическим размером пикселя $2,2 \times 2,2 \text{ мкм}^2$ обеспечивала разрешение $\approx 0,63 \text{ мкм}$ в плоскости электродов ФПА. Оригинальное программное обеспечение для управления видеокамерой и трансляции изображения на экран компьютера в режиме реального времени разработано в среде MATLAB. Вследствие прохождения лазерного пучка через многочисленные элементы оптической схемы, фокальное пятно в плоскости электродов ФПА приобретает неправильную, слегка вытянутую форму. Путем параметризации регистрируемого видеокамерой распределения интенсивности лазерного поля с помощью произведения двух функций Гаусса:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) &= A\varphi_x(x)\varphi_y(y), \\ \varphi_x(x) &= \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \exp(-(x - x_0)^2/b^2), \\ \varphi_y(y) &= \frac{1}{h\sqrt{\pi}} \exp(-(y - y_0)^2/c^2), \end{aligned} \quad (3.1)$$

определялись параметры фокального пятна и, соответственно, лазерного возбуждения ФПА: его амплитуда (A), положение (x_0, y_0) и размер (b, h) . Измеренное распределение интенсивности фокального пятна и внешний вид интерфейса программы приведены на Рис. 3.3 (в-г).

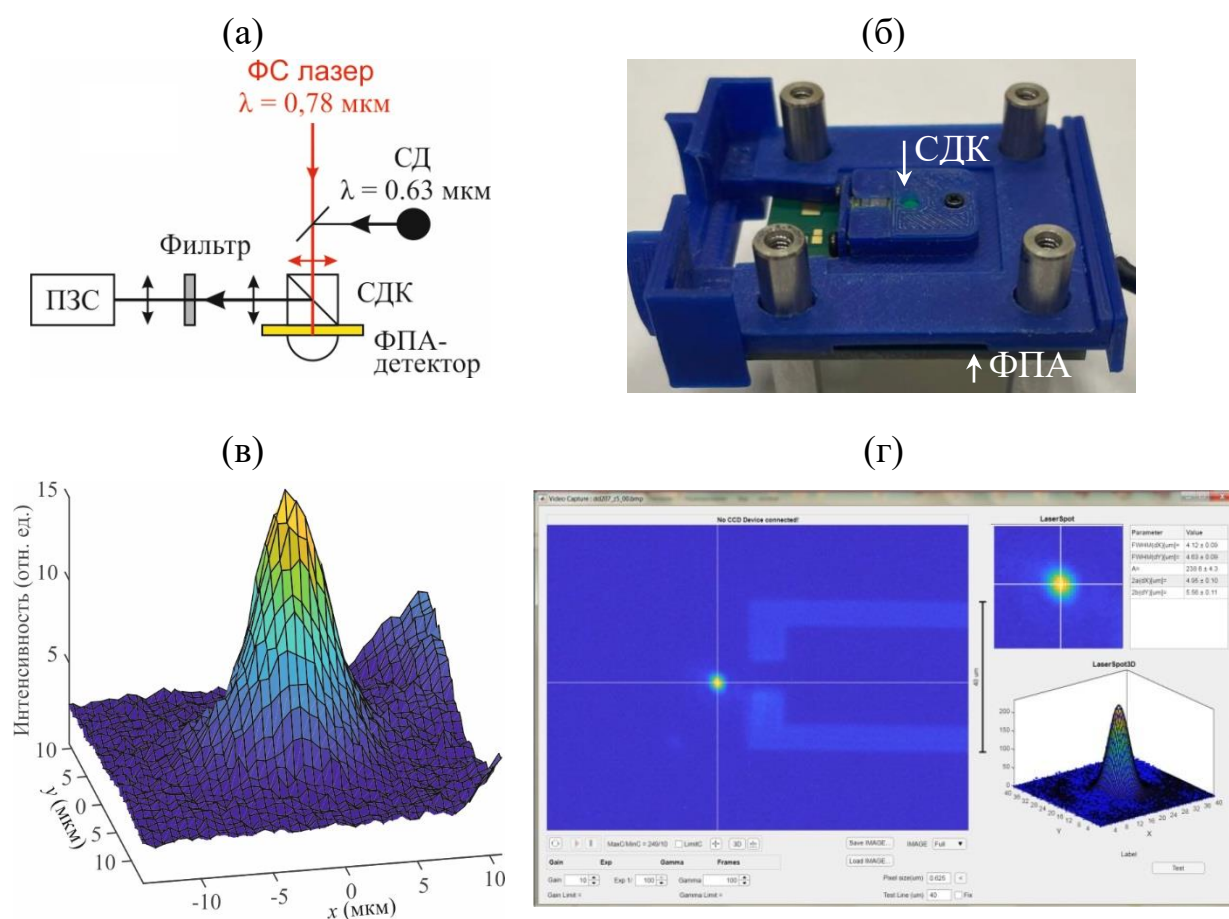


Рис. 3.3 – Измерение параметров фокального пятна лазерного пучка в зазоре ФПА: (а) – оптическая схема системы визуализации, где ПЗС – видеокамера, СД – светодиод с длиной волны 0,63 мкм для подсветки поверхности антенны, СДК – светоделительный кубик, а красным цветом выделены пучок лазерного излучения и фокусирующая линза; (б) – фотография ФПА с системой визуализации перед установкой в спектрометр; (в) – представление зарегистрированного распределения интенсивности фокального пятна в форме поверхности; (г) – интерфейс программного обеспечения.

Наиболее острая фокусировка соответствует размещению электродов ФПА в плоскости перетяжки лазерного гауссова пучка, при этом диаметр фокального пятна составляет:

$$d_{\min} = \frac{4\lambda f_{\text{фос}}}{\pi D} \approx 4 \text{ мкм}, \quad (3.2)$$

где $D \approx 2,4$ мм – характерный диаметр пучка лазерного излучения, падающего на фокусирующую линзу. Для обеспечения согласия с выражениями (2.7) и (3.1), диаметры измерялись по уровню $1/e$ от максимума интенсивности. Минимально достигнутый в экспериментах размер фокального пятна составил $2b \times 2h = 3,9 \times 4,1$ мкм² – т.е. $d \approx 4$ мкм, что согласуется с результатом вычисления d_{\min} по формуле (3.2) и свидетельствует о малых абберациях фокусирующей линзы для точки на оси и отсутствии заметного влияния системы визуализации на фокусировку лазерного излучения.

3.2. Изготовление образцов фотопроводящих антенн-источников и детекторов для экспериментальных исследований

Для экспериментальной проверки разработанной физико-математической модели генерации и детектирования ТГц импульсов ФПА (Глава 2) были изготовлены оригинальные образцы ФПА-источников и детекторов. С целью подтверждения возможности оптимизации спектра ФПА-источников выбраны электроды в форме логарифмических спиралей с разной степенью закрутки на фотопроводящем слое LT-GaAs. Для демонстрации возможности оптимизации характеристик ФПА-детекторов использовалась топология галстук-бабочка с углом раствора $\alpha = 60^\circ$ на разных фотопроводящих слоях: РСС и УНС на основе сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs с разным содержанием индия [19].

Использованные фотопроводники выращивались методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs с кристаллографической ориентацией в плоскости (100). Фотопроводящий слой LT-GaAs толщиной 0,75 мкм выращивался при температуре 215°C. После МЛЭ-роста проведен отжиг слоя LT-GaAs в вакууме при температуре 600°C в течение 20 мин [138]. При МЛЭ-росте РСС и УНС для согласования параметров их кристаллических решеток с подложкой GaAs формировался особый переходной слой –

метаморфный буфер из пяти слоев $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с увеличивающимся содержанием (x) индия в каждом последующем слое [19]. Слои буфера имели толщину по 0,15 мкм, а мольная доля индия ступенчато увеличивалась от 0% в первом слое (состав AlAs) до 52% в финальном слое (состав $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$), по параметру кристаллической решетки согласованному с фотопроводящим слоем $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Рост метаморфного буфера и слоев СРГ выполнялся при температуре 400°C. Обе структуры содержали по 30 пар чередующихся фотопроводящих и барьерных слоев с общей толщиной 0,48 мкм. Один период РСС содержал слои $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (фотопроводник, толщина 12 нм) и $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (барьер, 4 нм), согласованные по параметрам кристаллической решетки [139]. Для введения упругих механических напряжений, мольная доля индия (y) в барьерных слоях УНС уменьшалась относительно своего решеточно-согласованного значения $y = 52\%$ до $y = 38\%$ ($\text{In}_{0,38}\text{Al}_{0,62}\text{As}$, 12 нм), при этом состав фотопроводящих слоев не изменялся ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, 12 нм) [63]. Транспортные свойства носителей заряда для РСС и УНС приведены в таблице 2.1, они экспериментально измерены в работе [19].

Для изготовления образцов ФПА-источников на основе фотопроводящего слоя LT-GaAs выбраны электроды в форме логарифмических спиралей с разной степенью закрутки, длиной зазора между электродами $g = 12$ мкм и шириной зазора 20 мкм. Образцы ФПА-детекторов на основе РСС и УНС имели топологию электродов «галстук-бабочка» с углом раструба 60° и аналогичными геометрическими размерами зазора. Рисунок электродов формировался методом фотолитографии с последующим термическим распылением системы металлов Ti/Au (толщины 50 нм и 450 нм). Полупроводниковые пластины с готовыми антеннами механически разделялись на отдельные чипы ФПА размером $3,8 \times 3,8$ мм², которые серебряным электропроводящим клеем монтировались на текстолитовые платы-держатели.

3.3. Управление спектром фотопроводящей антенны-источника за счет вариации топологии электродов

Фотографии изготовленных образцов ФПА-источников с разной степенью закрутки спиральных электродов приведены на Рис. 3.4. Используя приведенные в таблице 2.1 значения транспортных параметров для LT-GaAs, а также результаты численного моделирования частотно-зависимого импеданса $Z_a(\nu)$ электродов, по формуле (2.13) предлагаемой модели были рассчитаны спектры генерируемого ТГц излучения для образцов ФПА-источников типов I и II. При проведении экспериментов в качестве ФПА-детектора использовалась антенна с дипольной топологией на основе LT-GaAs, влияние которой на регистрируемую форму ТГц спектра учитывалось с помощью выражения (2.19).

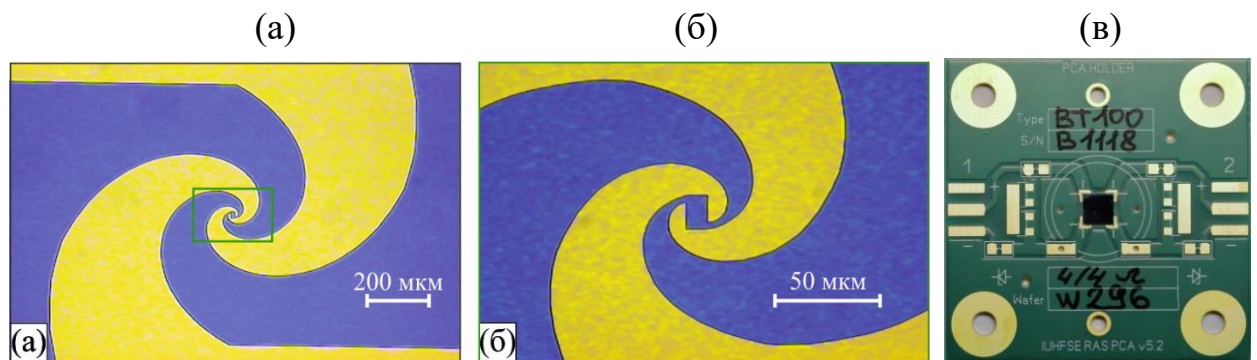


Рис. 3.4 – Изготовленные образцы ФПА со спиральными электродами типа I: (а) – микроскопическое изображение антенны; (б) – увеличенное изображение области зазора; (в) – внешний вид готовой ФПА (чип виден со стороны подложки).

На Рис. 3.5 показана форма зарегистрированных ТГц импульсов и соответствующие им спектры излучения. Видно, что ФПА-источник со спиральными электродами типа II характеризуются более сложным, осциллирующим, сигналом с двумя максимумами напряженности электрического поля (в районе 2,0–3,5 пс), в то время как импульс для ФПА-

источника с электродами типа I не обладает какими-либо выраженными особенностями. Применительно к форме ТГц спектра, антенна с электродами типа II демонстрирует сильную модуляцию спектра генерируемого излучения с локальными максимумами вблизи 0,28 и 0,95 ТГц и локальным минимумом вблизи 0,50 ТГц. Напротив, ФПА-источник с электродами типа I демонстрирует более традиционный, монотонно спадающий с ростом частоты спектр генерации, который пересекает кривую для ФПА с электродами II типа вблизи $\approx 0,70$ ТГц.

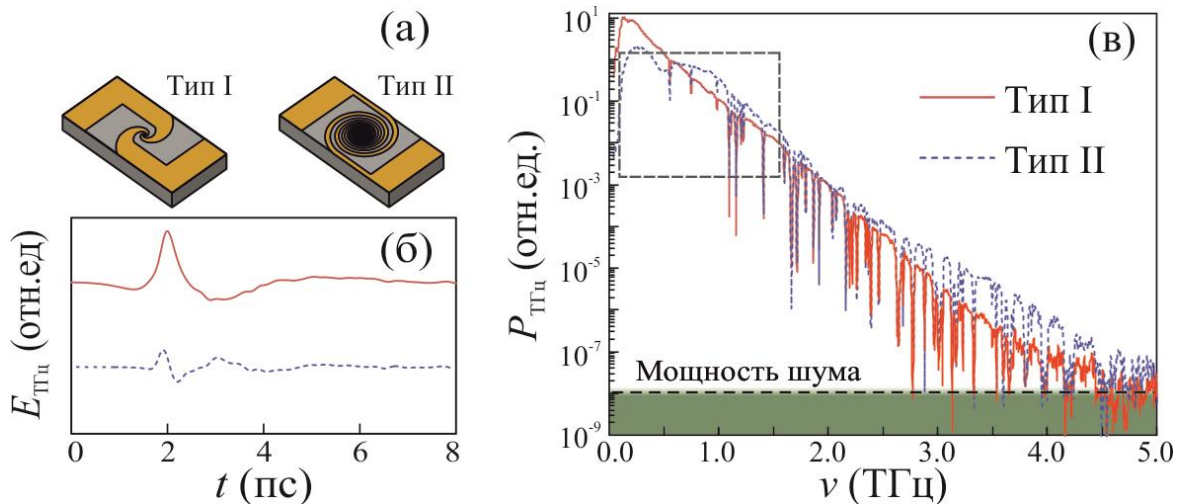


Рис. 3.5 – Экспериментальные исследования образцов ФПА-источников: (а) – условное изображение антенн со спиральными электродами типов I и II; (б) и (в) – измеренные формы ТГц импульсов и соответствующие им ТГц спектры (по мощности). Пунктирным прямоугольником обозначена область, в которой выполнялось физико-математическое моделирование спектров.

Поскольку спектр мощности переходного тока, рассмотренный в Главе 2, всегда имеет монотонно-убывающий характер и не обладает какими-либо резонансными особенностями, можно сделать вывод, что наблюдаемая на Рис. 3.5 (в) модуляция формы ТГц спектров вызвана частотно-зависимым характером комплексного импеданса электродов антенны $Z_a(\nu)$ исследуемых образцов ФПА и частотно-зависимым изменением эффективности согласования

импеданса η_m антенны и сопротивления фотопроводника (выражение (2.13), Рис. 2.6) [9].

Результаты измерений спектров ТГц излучения для образцов ФПА-источников с электродами в форме логарифмических спиралей типов I и II в сравнении с результатами моделирования приведены на Рис. 3.6. Видно, что рассчитанный спектр для ФПА-источника типа II демонстрирует высокочастотный локальный максимум, по форме очень близкий к экспериментальной кривой (отмечено синими стрелками). В свою очередь, монотонно спадающий модельный спектр мощности для ФПА-источника типа I тоже близок по форме к результатам измерений. Учет процесса детектирования в соответствие с выражением (2.19) привел к хорошему согласию между расчетными кривыми и результатами эксперимента для ФПА обоих типов, особенно в низкочастотной области $\nu < 0,3$ ТГц (отмечено красными стрелками). Некоторое различие в «скорости спада» спектральной плотности мощности ТГц излучения между экспериментальными и расчетными кривыми, скорее всего, связано с тем, что с ростом частоты помимо динамики носителей заряда на отклик ФПА-детектора (2.19) начинают оказывать все большее влияние геометрические размеры электродов антенны.

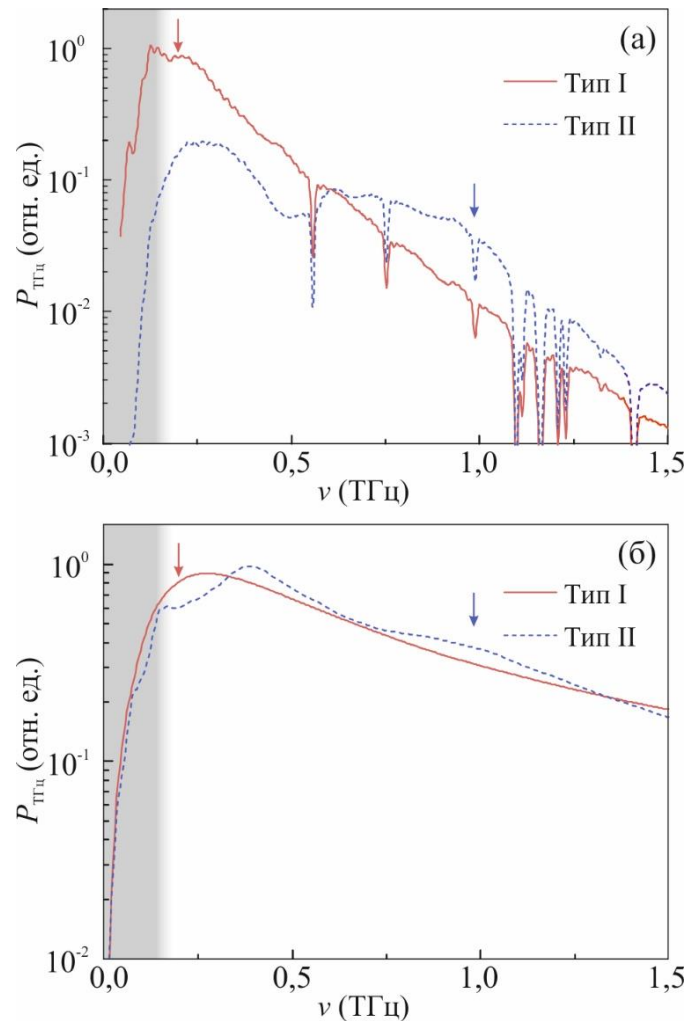


Рис. 3.6 – Верификация физико-математической модели генерации и детектирования ТГц импульсов в части управления спектром генерации: (а) и (б) – измеренные экспериментально и рассчитанные по разработанной модели ТГц спектры (по мощности). Цветными стрелками отмечены характерные особенности кривых.

Некоторые особенности расчетных кривых, отсутствующие в экспериментальных ТГц спектрах, обусловлены необходимостью упрощения топологий и особенностями построения сеток при численном моделировании импеданса электродов для образцов ФПА. Топология спиральных электродов антенны типа II довольно сложная (она содержит множество криволинейных отрезков) и, следовательно, требует значительных вычислительных ресурсов.

Поэтому при построении ее электромагнитной модели из рассмотрения исключалась часть внешних витков спирали, что, скорее всего, и вызвало формирование локального максимума в области частот $\nu < 0,5$ ТГц, сместившего точку пересечения модельных кривых в более низкочастотную область. Соответственно, наблюдаемая на Рис. 3.6 (а) точка пересечения экспериментальных кривых при $\nu \approx 0,6$ ТГц при моделировании приобрела вид области их сближения. Также на Рис. 3.6 (б) можно увидеть артефакт вычислений: вторую точку пересечения расчетных кривых при $\nu \approx 1,5$ ТГц, обусловленную ухудшением качества расчетной сетки при моделировании на высоких частотах (т.е. для малых длин волн). Действительно, из-за вычислительных ограничений размер ячеек удалось оптимизировать только для частот не более 1,0 ТГц. Тем не менее, отмеченные вычислительные особенности и связанные с ними сложности и погрешности не могут повлиять на вывод о хорошем согласии между рассчитанными по модели и измеренными в экспериментах спектрами ТГц излучения. Таким образом, предсказанный теоретически (с помощью разработанной модели) и подтвержденный экспериментально (посредством исследования характеристик изучения антенн со спиральными электродами) эффект влияния импеданса электродов ФПА на форму генерируемого ТГц спектра позволяет оптимизировать характеристики ФПА за счет подбора топологии электродов и транспортных свойств фотопроводника на этапе проектирования.

3.4. Повышение эффективности детектирования в фотопроводящих антеннах на основе упруго-напряженных сверхрешеточных гетероструктур

Разработанная модель также экспериментально верифицировалась в ходе исследования ФПА-детекторов на основе сверхрешеточных РСС и УНС. Спектры ТГц излучения для двух мощностей лазерного зондирования P_{opt} образцов ФПА-детекторов приведены на Рис. 3.7. Мощность лазерного возбуждения ФПА-источника – антенны на основе LT-GaAs с дипольной топологией электродов – во всех экспериментах составляла 10 мВт. Как показано в Главе 3, детекторы на основе выбранных фотопроводящих СРГ должны сильно отличаться по мощности шума, поэтому для удобства сравнения спектры были нормированы. Времена жизни носителей заряда в РСС и УНС сильно отличаются, однако согласно выражению (1.19) данное различие не должно повлиять на форму регистрируемых ФПА-детекторами ТГц спектров на частотах свыше $\sim 0,2$ ТГц. Другими словами, по спектральной чувствительности эти детекторы будут эквиваленты, что полностью подтверждается приведенными на Рис. 3.7 экспериментальные спектры. Видно, что при мощности лазерного зондирования 10 мВт высокочастотная граница ТГц спектров достигла $\approx 3,5$ ТГц при ОСШ более 60 дБ.

Мощность шума для исследуемых ФПА-детекторов принималась равной усредненному по спектру квадрату плотности мощности сигнала (т.е. СКЗ мощности), измеренной при блокировке оптического пути ТГц излучения металлическим экраном. На Рис. 3.8(a) приведен шум для образцов ФПА-детекторов на основе РСС и УНС при разной мощности лазерного зондирования P_{opt} . Точка с $P_{\text{opt}} = 0$ на графиках соответствует «собственному» тепловому шуму ФПА-детектора – т.е. шуму в отсутствии зондирующего лазерного излучения.

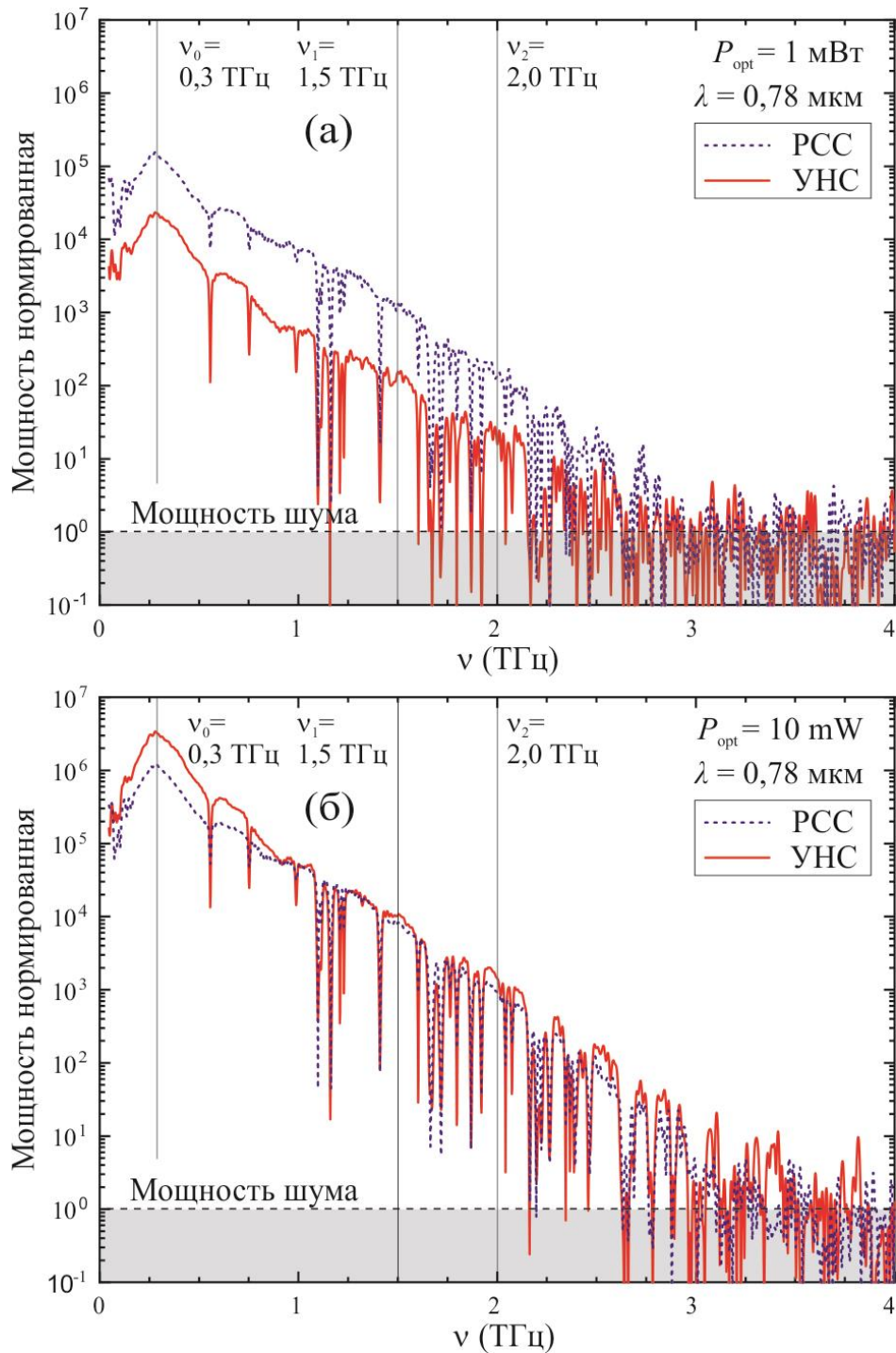


Рис. 3.7 – Нормированные на мощность шума спектры ТГц излучения для ФПА-детекторов на основе РСС (пунктирные кривые) и УНС (сплошные кривые): (а) – мощность фемтосекундного лазерного зондирования $P_{opt} = 1$ мВт; (б) – $P_{opt} = 10$ мВт. Вертикальные линии – частоты ν_i , выбранные для сравнения зарегистрированной разными детекторами плотности мощности ТГц излучения. Штриховая линия – мощность шума.

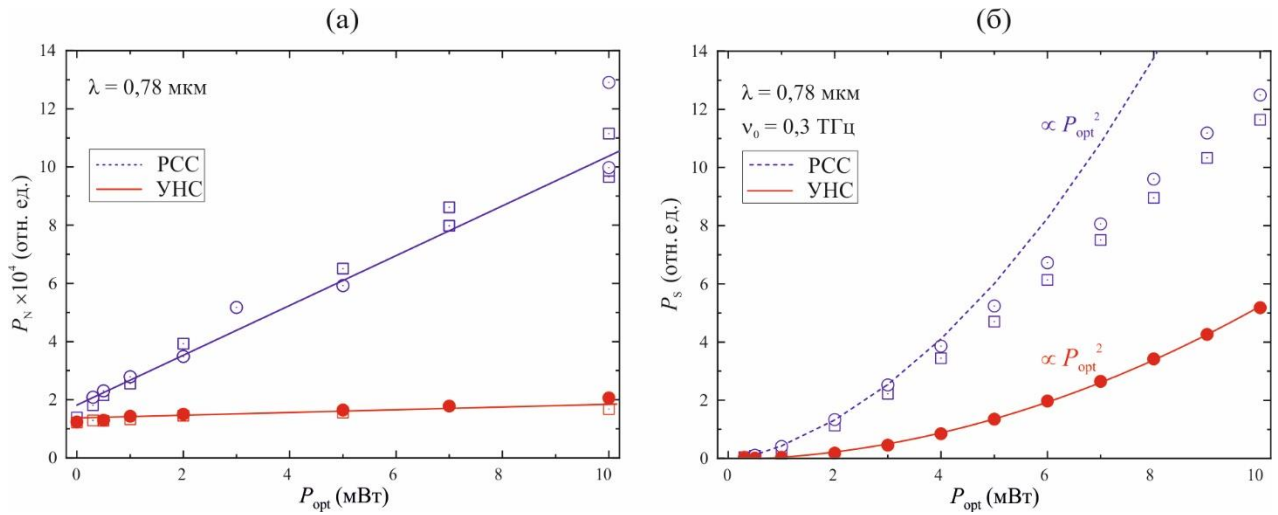


Рис. 3.8 – Мощности шума P_N и сигнала P_S в зависимости от мощности лазерного зондирования P_{opt} для ФПА-детекторов на основе РСС (пунктирные кривые) и УНС (сплошные кривые): (а) – экспериментальные данные (маркеры) и линейная аппроксимация для мощности шума; (б) – экспериментальные данные (маркеры) и параболическая аппроксимация для мощности ТГц сигнала на частоте $\nu_0 = 0,3$ ТГц.

Оптимальное значение ОСШ для исследуемых образцов ФПА-детекторов достигалось при размере фокального пятна лазерного излучения в зазоре между электродами $2b \approx 6,6$ мкм, что хорошо согласуется с теоретическими результатами раздела 2.6. Согласно выражению (2.11) при таком размере пятна отношение электрических сопротивлений для области фокального пятна и периферийной части фотопроводника в зазоре составляет $R_{dark}/R_{ph} \approx 3,6$. Соответственно, при оценке мощности теплового шума по формуле (2.20), вполне можно считать $R_{det} \approx R_{dark} = const$. Таким образом, тепловой шум мал и должен слабо расти с мощностью лазерного зондирования ФПА-детектора. Видно, что экспериментальные зависимости шума от P_{opt} для обоих детекторов линейны, при этом тангенс наклона прямой, характеризующий скорость роста шума, для УНС оказывается существенно меньше, чем для РСС. Для рассматриваемого случая

пространственно-неоднородного зондирования ФПА-детектора, в полном соответствии с выражениями (2.25) и (2.26), быстрый линейный рост мощности шума для РСС служит экспериментальным подтверждением наличия дробового шума, связанного с диффузией электронов из центральной области зазора к его периферии.

С целью численной характеристики величины мощности измеренного сигнала P_S , плотность мощности $P_{TDS}(v)$ в каждом зарегистрированном ТГц спектре усреднялась в полосе $\Delta v = 16$ ГГц вблизи фиксированных частот v_i :

$$P_{S_i} = \frac{1}{N} \sum_{\Delta v} P_{TDS}(v_i), \quad (3.3)$$

где $v_i = 0,3, 1,5$ и $2,0$ ТГц – три выбранные частоты (см. вертикальные линии на Рис. 3.7), $N = 10$ – число отсчетов в фурье - пространстве в пределах выбранной полосы частот. Измеренная зависимость мощности ТГц сигнала от мощности лазерного зондирования на $v_0 = 0,3$ ТГц приведена на Рис. 3.8 (б). Для ФПА-детектора на основе УНС экспериментальные точки отлично согласуются с квадратичным законом (2.19) во всем рассмотренном диапазоне P_{opt} (сплошная линия), в то время как для ФПА-детектора на основе РСС наблюдался более медленный, насыщающийся рост мощности сигнала.

Значения ОСШ $= P_S/P_N$ для ФПА-детекторов на основе РСС и УНС, рассчитанные по приведенным на Рис. 3.8 экспериментальным данным, изображены на Рис. 3.9. Отметим интересную особенность поведения кривых ОСШ на Рис. 3.9(а): если для УНС имеет место квадратичная зависимость от P_{opt} , то характер кривой для РСС более сложный, приводящий к взаимному пересечению кривых (отмечено стрелкой). Сравнительные зависимости ОСШ от P_{opt} для трех частот v_i показаны на Рис. 3.9 (б) в логарифмическом масштабе. Все кривые демонстрируют сходный характер, сохраняя точку взаимного пересечения вблизи мощности лазерного зондирования $\approx 5-6$ мВт, что соответствует равенству ОСШ для ФПА-детекторов на

основе РСС и УНС. Поэтому при большой мощности лазерного зондирования детекторы на основе УНС работают эффективнее.

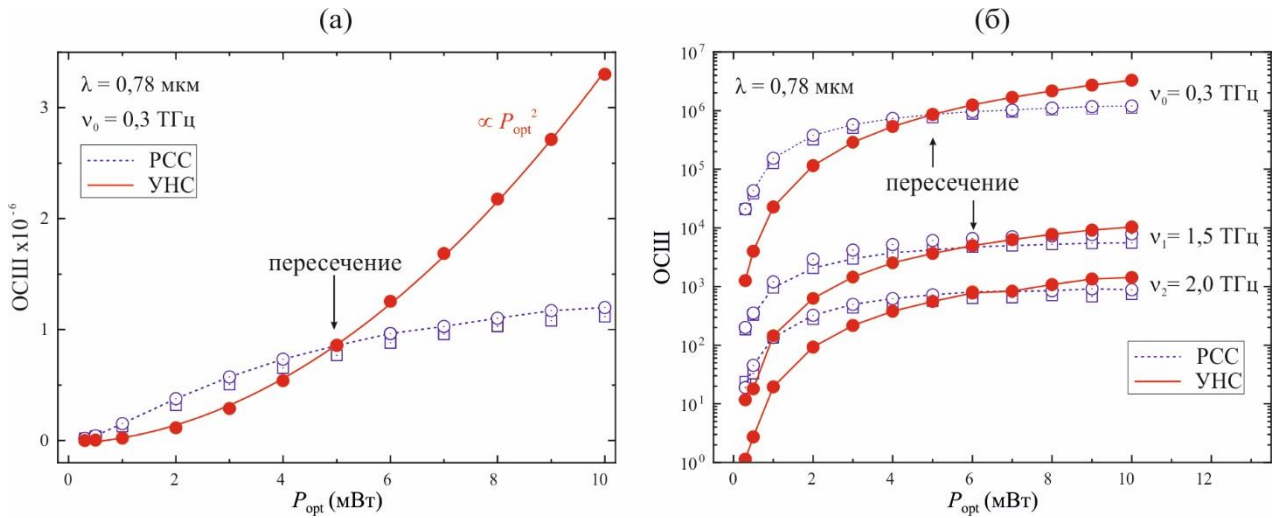


Рис. 3.9 – Сравнение отношения сигнал/шум для ФПА-детекторов на основе РСС (пунктирные кривые) и УНС (сплошные кривые) сверхрешеточных гетероструктур: (а) – линейный масштаб по вертикали, фиксированная частота $\nu_0 = 0,3$ ТГц; (б) – логарифмический масштаб по вертикали, три частоты – 0,3, 1,5 и 2,0 ТГц.

Согласно выражению (1.19) время жизни электронов оказывает влияние только на форму регистрируемого спектра. По этой причине, обнаруженные экспериментально преимущества УНС для создания на их основе ФПА-детекторов не могут быть сведены исключительно к меньшему, по сравнению с РСС, значению τ_{rec} . Из-за рассогласования параметров кристаллических решеток, межслоевые границы фотопроводящих $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ и барьерных $In_{0,38}Al_{0,62}As$ слоев в УНС обладают большей шероховатостью. Также в УНС сильнее микросплавное рассеяние носителей заряда. Данные обстоятельства могут эффективно подавлять нежелательное междолинное рассеяние фотовозбужденных носителей заряда [84],[100]. Наличие механических напряжений также увеличивает концентрацию центров рекомбинации, а значит предотвращает эффекты насыщения при

высоких мощностях лазерного зондирования ФПА-детектора [140]. Отметим, что величина сигнала для ФПА-детектора всегда может быть усилена за счет увеличения мощности фемтосекундного лазерного зондирования, поэтому детектор с низкой мощностью шума на основе УНС оказывается более эффективным для регистрации слабых ТГц сигналов, по сравнению с детектором на основе РСС. Таким образом, образцы ФПА-детекторов на основе УНС по своим характеристикам опережают образцы на РСС, составляя серьезную конкуренцию детекторам на основе технологически более сложных фотопроводящих СРГ с КТ или легированием атомами родия, описанным в разделе 1.3.

3.5. Выводы к третьей главе

В данной главе описана экспериментальная верификация физико-математической модели генерации и детектирования путем сравнительного исследования ФПА на основе оригинальных топологий и конструкций фотопроводящих сверхрешеточных гетероструктур с помощью лабораторного стенда ТГц импульсного спектрометра. Результаты экспериментальных исследований подтвердили корректность предложенной физико-математической модели при описании спектров излучения ФПА-источников и отношения сигнал/шум ФПА-детекторов:

- 1). В части повышения эффективности генерации была подтверждена возможность управления спектром ФПА-источников, т.е. продемонстрировано перераспределение плотности мощности в желаемый частотный диапазон, за счет выбора топологии электродов антенны.
- 2). Совокупность полученных для образцов ФПА-детекторов экспериментальных данных подтвердила правильность закономерностей и численных оценок, получаемых в рамках применения предлагаемой модели к процессу детектирования ТГц импульсов посредством ФПА.

- 3). Используемые в сравнительных экспериментах ФПА-детекторы на основе УНС продемонстрировали сверхнизкий шум, близкий к значениям собственного шума ТГц импульсного спектрометра, который слабо увеличивался с ростом мощности фемтосекундного лазерного зондирования.
- 4). В рассмотренном диапазоне мощностей лазерного зондирования $P_{opt} = 0,1-10,0$ мВт для детектора на основе УНС зафиксирован квадратичный прирост мощности регистрируемого ТГц сигнала без признаков насыщения, что делает такие детекторы перспективными для регистрации ТГц излучения малой мощности. В частности, при $P_{opt} > 5$ мВт ФПА-детекторы на основе УНС обеспечили прирост ОСШ до 3 раз при динамическом диапазоне спектрометра ~ 70 дБ, по сравнению с детектором на основе РСС.

Общие выводы и заключение

В настоящей диссертационной работе решена актуальная задача создания комплексной физико-математической модели процессов генерации и детектирования ТГц импульсов фотопроводящими антеннами. Модель позволила описать спектральные и энергетические характеристики излучения (для ФПА-источников), а также ОСШ (для ФПА-детекторов). Полуаналитическая форма полученных математических соотношений удобна для выполнения оптимизации характеристик антенн. Теоретически предсказанная и экспериментально обнаруженная взаимосвязь ОСШ с длиной зазора между электродами, размерами пятна фокального пятна лазерного зондирования и транспортными характеристиками фотопроводника позволила разработать оригинальный ФПА-детектор на основе упруго-напряженной сверхрешеточной гетероструктуры InGaAs/InAlAs с возможностью накачки ИК излучением. Благодаря крайне низкой мощности шума при высокой мощности оптического зондирования, разработанный

детектор может быть использованы для эффективной регистрации слабых ТГц сигналов.

Основные результаты диссертации:

- 1). На основе критического анализа современных методов моделирования фотопроводящих источников и детекторов импульсного ТГц излучения, возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами, сформулированы требования к комплексной физико-математической модели ФПА;
- 2). Разработана комплексная физико-математическая модель генерации и детектирования ТГц излучения в ФПА, возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами ближнего инфракрасного диапазона, учитывающая параметры лазерного излучения, характеристики фотопроводника и топологию электродов антенны;
- 3). Изготовлены образцы ФПА на основе различных фотопроводящих материалов и с разной топологией электродов;
- 4). Разработан лабораторный стенд для экспериментальной апробации образцов ФПА и верификации предложенной физико-математической модели;
- 5). Выполнены экспериментальные исследования образцов оригинальных ФПА–детекторов на основе сверхрешеточных гетероструктур и ФПА–источников с разной топологией электродов: проведены оценки длительности и измерения временного профиля ТГц импульсов, получены фурье-спектры ТГц импульсов, определены рабочие частотные диапазоны рассматриваемых образцов ФПА;
- 6). Проведен сравнительный анализ расчетных и измеренных спектров плотности мощности ТГц излучения ФПА–источников. Для ФПА–детекторов выполнено сравнение экспериментальных данных по отношениям сигнал/шум с теоретическими предсказаниями по предложенной в диссертационной работе модели. Подтверждена

возможность применения предложенной модели для создания ФПА с заданными характеристиками на этапе проектирования.

Дальнейшие исследования могут осуществляться по разным направлениям. Весьма перспективен переход от единичных «точечных» ФПА к системам с большими площадями антенны: ФПА-источникам в виде одно- и двумерных массивов, многоканальным (матричным) ФПА-детекторам для систем визуализации (пилотные работы уже начаты [21]). Важным для практических применений представляется обобщение предложенной физико-математической модели на случаи оптического возбуждения с использованием метаповерхности – проводящей или диэлектрической структуры с наноразмерными элементами на поверхности фотопроводника, а также доставки излучения по оптическому волокну. Интересно продолжить экспериментальные исследования, связанные с оптимизацией ФПА на основе упруго-напряженных сверхрешеточных гетероструктур с разной конструкцией.

Список сокращений

АЦП – аналого-цифровой преобразователь,

ИК – инфракрасный,

КТ – квантовые точки,

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия,

УНС – упруго-напряженная сверхрешеточная гетероструктура,

ОСШ – отношение сигнал/шум,

РРС – решеточно-согласованная гетероструктура,

СУ – синхронным усилитель,

СРГ – сверхрешеточная гетероструктура,

ТГц – терагерцовый,

ФПА – фотопроводящая антенна,

СКЗ – среднее квадратическое значение,

FWHM – длительность импульса на уровне половины его максимальной амплитуды (full width at half maximum).

Список литературы

1. Principles of terahertz science and technology / Y.S. Lee. New York, NY: Springer, 2009. 340 p.
2. Progress in terahertz nondestructive testing: A review / S. Zhong. 2019. Vol.14, №3. P. 273–281.
3. Imaging with terahertz radiation / W.L. Chan, J. Deibel, D.M. Mittleman // Reports on Progress in Physics. 2007. Vol. 70, № 8. P. 1325–1379.
4. Terahertz Quality Inspection for Automotive and Aviation Industries / F. Ellrich, M. Bauer, N. Schreiner, A. Keil, et al. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2020. Vol. 41, № 4. P. 470–489.
5. The progress and perspectives of terahertz technology for diagnosis of neoplasms: A review / K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, N. V. Chernomyrdin, G.M. Katyba, et al. // Journal of Optics. 2020. Vol. 22, № 1.
6. Compact continuous-wave subterahertz system for inspection applications / N. Karpowicz, H. Zhong, C. Zhang, K.I. Lin, et al. // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 86, № 5. P. 1–3.
7. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging / Y.C. Shen, T. Lo, P.F. Taday, B.E. Cole, et al. // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 86, № 24. P. 1–3.
8. Photoconductive devices for terahertz pulsed spectroscopy: a review [Invited] / E. Castro-Camus, M. Alfaro // Photonics Research. 2016. Vol. 4, № 3. P. 36.
9. Shaping the spectrum of terahertz photoconductive antenna by frequency-dependent impedance modulation / D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, A.Y. Pavlov, R.A. Khabibullin, et al. // Semiconductor Science and Technology. 2019. Vol. 34, № 3.
10. Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs / M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, S. Nakashima // Applied Optics. 1997. Vol. 36, № 30. P. 7853.
11. Terahertz wave detection performance of photoconductive antennas: Role of

- antenna structure and gate pulse intensity / R. Yano, H. Gotoh, Y. Hirayama, S. Miyashita, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 97, № 10.
12. High-efficiency terahertz sources based on plasmonic contact electrodes / M. Jarrahi // *Proceedings of 2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. 2015. P. 1–4.
 13. Boosting photoconductive large-area THz emitter via optical light confinement behind a highly refractive sapphire-fiber lens / D.S. Ponomarev, D. V Lavrukhin, N. V Zenchenko, T. V Frolov, et al. // *Optics Letters*. 2022. Vol. 47, № 7. P. 1899–1902.
 14. Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas / S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, et al. // *Laser and Photonics Reviews*. 2017. Vol. 11, № 1. P. 1–20.
 15. Efficient photoconductive terahertz detector with all-dielectric optical metasurface / O. Mitrofanov, T. Siday, R.J. Thompson, T.S. Luk, et al. // *APL Photonics*. 2018. Vol. 3, № 5.
 16. ErAs:In(Al)GaAs photoconductor-based time domain system with 4.5 THz single shot bandwidth and emitted terahertz power of 164 μW / U. Nandi, K. Dutzi, A. Deninger, H. Lu, et al. // *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, № 10. P. 2812–2815.
 17. 64 μW pulsed terahertz emission from growth optimized InGaAs/InAlAs heterostructures with separated photoconductive and trapping regions / R.J.B. Dietz, B. Globisch, M. Gerhard, A. Velauthapillai, et al. // *Applied Physics Letters*. 2013. Vol. 103, № 6. P. 061103.
 18. Iron doped InGaAs: Competitive THz emitters and detectors fabricated from the same photoconductor / B. Globisch, R.J.B. Dietz, R.B. Kohlhaas, T. Göbel, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2017. Vol. 121, № 5. P. 053102.
 19. Enhanced terahertz emission from strain-induced InGaAs/InAlAs superlattices / D.S. Ponomarev, A. Gorodetsky, A.E. Yachmenev, S.S. Pushkarev, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2019. Vol. 125, № 15.

20. Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory / A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M.C. Nuss, et al. // *Applied Physics Letters*. 1999. Vol. 74, № 11. P. 1516.
21. Два альтернативных подхода при электрооптическом детектировании импульсов терагерцового излучения / С.П. Ковалев, Г.Х. Китаева // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Vol. 94, № 2. P. 95–100.
22. Electro-optic sampling of terahertz waves by laser pulses with an edge-cut spectrum in birefringent crystal / I.E. Ilyakov, B. V. Shishkin, R.A. Akhmedzhanov, G.K. Kitaeva // *Optics Letters*. 2017. Vol. 42, № 9. P. 1704–1707.
23. Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate / W.R. Huang, S.-W. Huang, E. Granados, K. Ravi, et al. // *Journal of Modern Optics*. Taylor and Francis Ltd., 2015. Vol. 62, № 18. P. 1486–1493.
24. Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses / M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, et al. // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 85, № 18. P. 3974.
25. Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz / R. Huber, A. Brodschelm, F. Tauser, A. Leitenstorfer // *Applied Physics Letters*. 2000. Vol. 76, № 22. P. 3191.
26. Nonlinear Optical Techniques for Terahertz Pulse Generation and Detection — Optical Rectification and Electrooptic Sampling / I. Wilke, S. Sengupta // *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications*. 1st ed. / ed. Dexheimer S.L. CRC Press, 2017. P. 59–90.
27. Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal / C.P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, F. Ardana // *Applied Physics Letters*. 2011. Vol. 99, № 16. P. 161116.
28. Organic Crystals for THz Photonics / M. Jazbinsek, U. Puc, A. Abina, A. Zidansek // *Applied Sciences*. 2019. Vol. 9, № 5. P. 882.
29. Quasi-phase-matched probe-energy electro-optic sampling as a method of

- narrowband terahertz detection / G.K. Kitaeva, S.P. Kovalev, I.I. Naumova, R.A. Akhmedzhanov, et al. // *Applied Physics Letters*. 2010. Vol. 96, № 7. P. 1–4.
30. Terahertz generation by means of optical lasers / G.K. Kitaeva // *Laser Physics Letters*. 2008. Vol. 5, № 8. P. 559–576.
 31. Optical Rectification by Impurities in Polar Crystals / D.H. Auston, A.M. Glass, A.A. Ballman // *Physical Review Letters*. 1972. Vol. 28, № 14. P. 897.
 32. Laser air photonics: Beyond the terahertz gap / B. Clough, J. Dai, X.C. Zhang // *Materials Today*. 2012. Vol. 15, № 1–2. P. 50–58.
 33. Terahertz wave air photonics: Terahertz wave generation and detection with laser-induced gas plasma / J. Dai, J. Liu, X.C. Zhang // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. 2011. Vol. 17, № 1. P. 183–190.
 34. Terahertz white-light pulses from an air plasma photo-induced by incommensurate two-color optical fields / M.D. Thomson, V. Blank, H.G. Roskos, K.Y. Kim, et al. // *Optics Express*, Vol. 18, Issue 22, pp. 23173-23182. Optica Publishing Group, 2010. Vol. 18, № 22. P. 23173–23182.
 35. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, et al. // *Physical Review Letters*. 1993. Vol. 71, № 17. P. 2725.
 36. Recent progresses in terahertz wave air photonics / J. Dai, B. Clough, I.C. Ho, X. Lu, et al. // *Proceedings of IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2011. Vol. 1, № 1. P. 274–281.
 37. Enhanced Broadband Terahertz Radiation from Two-Colour Laser Pulse Interaction with Thin Dielectric Solid Target in Air / S. Saxena, S. Bagchi, M. Tayyab, J.A. Chakera, et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. Springer, 2021. Vol. 42, № 7. P. 747–760.
 38. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases / J. Dai, X. Xie, X.C. Zhang // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 97, № 10.

- P. 103903.
39. Optical and structural properties of low temperature GaAs layers grown by molecular beam epitaxy / A.A. Bernussi, C.F. Souza, W. Carvalho, D.I. Lubyshev, et al. // *Brazilian Journal of Physics*. 1994. Vol. 24, № 1. P. 460–465.
 40. Electron lifetime of heavily Be-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of growth temperature and doping density / D. Vignaud, J.F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune, et al. // *Applied Physics Letters*. 2002. Vol. 80, № 22. P. 4151.
 41. Bias-free terahertz generation from a silicon-compatible photoconductive emitter operating at telecommunication wavelengths / P.K. Lu, X. Jiang, Y. Zhao, D. Turan, et al. // *Applied Physics Letters*. 2022. Vol. 120, № 26. P. 261107.
 42. High-Power Terahertz Generation from Bias-Free, Telecommunication-Compatible Photoconductive Nanoantennas / D. Turan, N.T. Yardimci, M. Jarrahi // *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2019. P. 770–773.
 43. Growth by molecular-beam epitaxy and photoluminescence of InGaAs/GaAs quantum wells on GaAs (111)A substrates / P.O. Vaccaro, M. Takahashi, K. Fujita, T. Watanabe // *Journal of Applied Physics*. 1998. Vol. 76, № 12. P. 8037.
 44. Photoluminescence linewidths of piezoelectric quantum wells / E.A. Khoo, J.P.R. David, J. Woodhead, R. Grey, et al. // *Applied Physics Letters*. 1999. Vol. 75, № 13. P. 1929.
 45. High quality Al(Ga)As/GaAs/Al(Ga)As quantum wells grown on (111)A GaAs substrates / A. Chin, K. Lee // *Applied Physics Letters*. 1998. Vol. 68, № 24. P. 3437.
 46. Влияние встроенного пьезоэлектрического поля на спектры фотолюминесценции упруго напряженных сверхрешеток InGaAs/GaAs на подложках GaAs (110) и (111)A / Е.А. Климов, С.С. Пушкарев, А.Н.

- Клочков // Нано- и микросистемная техника. 2022. Vol. 24, № 6. P. 283–287.
47. Терагерцевая генерация в эпитаксиальных пленках InAs / В.Н. Трухин, В.А. Соловьев, И.А. Мустафин, М.Ю. Чернов // Письма в журнал технической физики. 2022. Vol. 48, № 3. P. 51.
 48. Fluence and polarisation dependence of GaAs based Lateral Photo-Dember terahertz emitters / D. McBryde, M.E. Barnes, S.A. Berry, P. Gow, et al. // Optics express. 2014. Vol. 22, № 3. P. 3234–3243.
 49. Study of terahertz radiation from InAs and InSb / P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, et al. // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 91, № 9. P. 5533.
 50. Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift / K. Liu, J. Xu, T. Yuan, X.C. Zhang // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. 2006. Vol. 73, № 15. P. 155330.
 51. Terahertz emission from InAs induced by photo-Dember effect: Hydrodynamic analysis and Monte Carlo simulations / A. Reklaitis // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 108, № 5. P. 053102.
 52. Terahertz emission from lateral photo-Dember currents / G. Klatt, D. Stephan, F. Hilser, R. Gebbs, et al. // Optics express. 2010. Vol. 18, № 5. P. 4939.
 53. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics / N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, Z. Liu // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 84, № 1. P. 654.
 54. Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field / R. McLaughlin, A. Corchia, M.B. Johnston, Q. Chen, et al. // Applied Physics Letters. 2000. Vol. 76, № 15. P. 2038.
 55. Spectrum control of THz radiation from InAs in a magnetic field by duration and frequency chirp of the excitation pulses / S. Izumida, S. Ono, Z. Liu, H. Ohtake, et al. // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 75, № 4. P. 451.
 56. Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor

- surfaces / C. Weiss, R. Wallenstein, R. Beigang // *Applied Physics Letters*. 2000. Vol. 77, № 25. P. 4160–4162.
57. Theory of magnetic-field enhancement of surface-field terahertz emission / M.B. Johnston, D.M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2002. Vol. 91, № 4. P. 2104.
58. Photo-Dember terahertz emitter excited with an Er: fiber laser / G. Klatt, B. Surrer, D. Stephan, O. Schubert, et al. // *Applied Physics Letters*. 2011. Vol. 98, № 2. P. 021114.
59. Low-temperature THz time domain waveguide spectrometer with butt-coupled emitter and detector crystal / W. Qiao, D. Stephan, M. Hasselbeck, Q. Liang, et al. // *Optics Express*. 2012. Vol. 20, № 18. P. 19769–19777.
60. Efficient optical-to-terahertz conversion in large-area InGaAs photo-Dember emitters with increased indium content / I.E. Ilyakov, B. V. Shishkin, V.L. Malevich, D.S. Ponomarev, et al. // *Optics Letters*. 2021. Vol. 46, № 14. P. 3360.
61. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon / D.H. Auston // *Applied Physics Letters*. 1975. Vol. 26, № 3. P. 101.
62. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity / D.H. Auston, P.R. Smith // *Applied Physics Letters*. 1983. Vol. 43, № 7. P. 631.
63. Strain-Induced InGaAs-Based Photoconductive Terahertz Antenna Detector / D. V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, Y.G. Goncharov, K.I. Zaytsev, et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2021. Vol. 11, № 4. P. 417–424.
64. Analysis of terahertz waveforms measured by photoconductive and electrooptic sampling / S.G. Park, M.R. Melloch, A.M. Weiner // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1999. Vol. 35, № 5. P. 810–819.
65. Polarization-sensitive terahertz detection by multicontact photoconductive receivers / E. Castro-Carmiis, J. Lloyd-Hughes, M.B. Johnston, M.D. Fraser, et al. // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86, № 25. P. 1–3.

66. Polarization state measurement of terahertz electromagnetic radiation by three-contact photoconductive antenna / H. Makabe, Y. Hirota, M. Tani, M. Hangyo // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, № 18. P. 11650.
67. Fabrication and Characterization of an 8 x 8 Terahertz Photoconductive Antenna Array for Spatially Resolved Time Domain Spectroscopy and Imaging Applications / R. Henri, K. Nallappan, D.S. Ponomarev, H. Guerboukha, et al. // *IEEE Access*. 2021. Vol. 9. P. 117691–117702.
68. A 63-Pixel plasmonic photoconductive terahertz focal-plane array / X. Li, M. Jarrahi // *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2020. P. 91–94.
69. Photoconductive arrays on insulating substrates for high-field terahertz generation / D.R. Bacon, T.B. Gill, M. Rosamond, A.D. Burnett, et al. // *Optics Express*. 2020. Vol. 28, № 12. P. 17219–17231.
70. Growth of high-quality epitaxy of GaAs on Si with engineered Ge buffer using MOCVD / Y. Du, B. Xu, G. Wang, S. Gu, et al. // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. Springer, 2021. Vol. 32, № 5. P. 6425–6437.
71. Gapless Broadband Terahertz Emission from a Germanium Photoconductive Emitter / A. Singh, A. Pashkin, S. Winnerl, M. Helm, et al. // *ACS Photonics*. 2018. Vol. 5, № 7. P. 2718–2723.
72. Up to 70 THz bandwidth from an implanted Ge photoconductive antenna excited by a femtosecond Er : fiber laser / A. Singh, A. Pashkin, S. Winnerl, M. Welsch, et al. // *Light: Science & Applications*. Springer US, 2020.
73. Review of terahertz photoconductive antenna technology / N.M. Burford, M.O. El-Shenawee // *Optical Engineering*. 2017. Vol. 56, № 1. P. 010901.
74. Metallic and dielectric metasurfaces in photoconductive terahertz devices: a review / A.E. Yachmenev, D. V. Lavrukhin, I.A. Glinskiy, N. V. Zenchenko, et al. // *Optical Engineering*. 2019. Vol. 59, № 06. P. 1.
75. A comparison of the performance of THz photoconductive antennas / E. Moreno, M.F. Pantoja, A.R. Bretones, M. Ruiz-Cabello, et al. //

- IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2014. Vol. 13. P. 682–685.
76. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas / P.U. Jepsen, R.H. Jacobsen, S.R. Keiding // Journal of the Optical Society of America B. 1996. Vol. 13, № 11. P. 2424.
77. Carrier dynamics and THz generation in biased semiconductors / Z.S. Piao, M. Tani, K. Sakai // Journal of the Communications Research Laboratory. 1999. Vol. 46, № 3. P. 263–269.
78. High-sensitivity photoconductive detectors with wide dipole electrodes for low frequency THz wave detection / H. Murakami, K. Mizui, M. Tonouchi // Journal of Applied Physics. 2019. Vol. 125, № 15.
79. Computational modeling of plasmonic thin-film terahertz photoconductive antennas / N. Burford, M. El-Shenawee // Journal of the Optical Society of America B. 2016. Vol. 33, № 4. P. 748.
80. Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in AlGaAs / GaAs heterostructures / K. Nederveen. Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 1989. 41 p.
81. Monte carlo device simulations / K. Raleva, A.R. Shaik, R. Hathwar, A. Laturia, et al. // Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation: Lasers, Modulators, Photodetectors, Solar Cells, and Numerical Methods. 2017. Vol. 2. P. 773–806.
82. First-principles mode-by-mode analysis for electron-phonon scattering channels and mean free path spectra in GaAs / T.H. Liu, J. Zhou, B. Liao, D.J. Singh, et al. // Physical Review B. 2017. Vol. 95, № 7.
83. Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide / W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1970. Vol. 31, № 9. P. 1963–1990.
84. Electron effective masses in an InGaAs quantum well with InAs and GaAs inserts / V.A. Kulbachinskii, N.A. Yuzeeva, G.B. Galiev, E.A. Klimov, et al. // Semiconductor Science and Technology. IOP Publishing, 2012. Vol. 27, № 3. P. 035021.

85. Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy / M.C. Beard, G.M. Turner, C.A. Schmuttenmaer // *Journal of Applied Physics*. 2001. Vol. 90, № 12. P. 5915–5923.
86. Coulomb and radiation screening in photoconductive terahertz sources / D.S. Kim, D.S. Citrin // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88, № 16. P. 86–89.
87. Radiation field screening in photoconductive antennae studied via pulsed terahertz emission spectroscopy / G.C. Loata, M.D. Thomson, T. Löffler, H.G. Roskos // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 91, № 23. P. 1–4.
88. Large-area microstructured photomixer as scannable detector of continuous-wave terahertz radiation / A. Eshaghi, M. Shahabadi, L. Chrostowski, S. Kamal // *Journal of the Optical Society of America B*. 2012. Vol. 29, № 12. P. 3254.
89. Photoconductive emitters for pulsed terahertz generation / D.R. Bacon, J. Madéo, K.M. Dani // *Journal of Optics (United Kingdom)*. IOP Publishing, 2021. Vol. 23, № 6.
90. Time-domain numerical modeling of THz photoconductive antennas / E. Moreno, M.F. Pantoja, S.G. Garcia, A.R. Bretones, et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2014. Vol. 4, № 4. P. 490–500.
91. Contribution assessment of antenna structure and in-gap photocurrent in terahertz radiation of photoconductive antenna / J. Zhang, M. Tuo, M. Liang, X. Wang, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2018. Vol. 124, № 5.
92. A traveling-wave stripline dipole antenna on a substrate lens at terahertz frequency / T.K. Nguyen, F. Rotermund, I. Park // *Current Applied Physics*. Elsevier B.V, 2014. Vol. 14, № 8. P. 998–1004.
93. Theoretical Modeling of a Photoconductive Antenna in a Terahertz Pulsed System / J. Prajapati, V.K. Boini, M. Bharadwaj, R. Bhattacharjee // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2016. Vol. 64, № 6.

- P. 2583–2584.
94. Photoconductive dipole antennas for efficient terahertz receiver / T.K. Nguyen, W.T. Kim, B.J. Kang, H.S. Bark, et al. // *Optics Communications*. Elsevier, 2017. Vol. 383. P. 50–56.
 95. Comparative study of equivalent circuit models for photoconductive antennas / O.A. Castañeda-Urbe, C.A. Criollo, S. Winnerl, M. Helm, et al. // *Optics Express*. 2018. Vol. 26, № 22. P. 29017.
 96. *Antenna theory* / A. Balanis. 3rd Edition. Hoboken, New Jersey: A John Wiley & Sons Inc, 2013. 1073 p.
 97. Analysis and Design of UHF Bow-Tie RFID Tag Antenna Input Impedance / D.A.A. El-Aziz, T.G. Abouelnaga, E.A. Abdallah, M. El-Said, et al. // *Open Journal of Antennas and Propagation*. 2016. Vol. 04, № 02. P. 85–107.
 98. *Антенны и устройства СВЧ: Учебник для радиотехнич. спец. вузов* / Д.М. Сазонов. М.: Высшая школа, 1988. 432 p.
 99. Photoconductive response correction for detectors of terahertz radiation / E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H.H. Tan, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 104, № 5.
 100. Simulation of fluence-dependent photocurrent in terahertz photoconductive receivers / E. Castro-Camus, M.B. Johnston, J. Lloyd-Hughes // *Semiconductor Science and Technology*. 2012. Vol. 27, № 11.
 101. Noise analysis of photoconductive terahertz detectors / N. Wang, M. Jarrahi // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2013. Vol. 34, № 9. P. 519–528.
 102. Arsenides-and related III-V materials-based multilayered structures for terahertz applications: Various designs and growth technology / A.E. Yachmenev, S.S. Pushkarev, R.R. Reznik, R.A. Khabibullin, et al. // *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. 2020. Vol. 66, № 2. P. 100485.
 103. Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures / S. Gupta, M.Y. Frankel, J.A. Valdmanis, J.F. Whitaker, et

- al. // *Applied Physics Letters*. 1991. Vol. 59, № 25. P. 3276–3278.
104. Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias / N. Zamdmer, Q. Hu, K.A. McIntosh, S. Verghese // *Applied Physics Letters*. P, 1999. Vol. 75, № 15. P. 2313.
105. THz photoconductive antennas made from ion-bombarded semiconductors / J. Mangeney // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. Springer, 2012. Vol. 33, № 4. P. 455–473.
106. THz radiation emission properties of multienergy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs based photoconductive antennas / T.A. Liu, M. Tani, C.L. Pan // *Journal of Applied Physics*. 2003. Vol. 93, № 5. P. 2996.
107. Carrier lifetimes in ion-damaged GaAs / M.B. Johnson, T.C. McGill, N.G. Paulter // *Applied Physics Letters*. 1998. Vol. 54, № 24. P. 2424.
108. An ion-implanted InP receiver for polarization resolved terahertz spectroscopy / E. Castro-Camus, J. Lloyd-Hughes, L. Fu, H.H. Tan, et al. // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, № 11. P. 7047.
109. GaAsBi photoconductive terahertz detector sensitivity at long excitation wavelengths / A. Arlauskas, P. Svidovsky, K. Bertulis, R. Adomavičius, et al. // *Applied Physics Express*. 2012. Vol. 5, № 2. P. 022601.
110. Characteristics and device applications of erbium doped III-V semiconductors grown by molecular beam epitaxy / S. Sethi, P.K. Bhattacharya // *Journal of Electronic Materials*. 1996. Vol. 25, № 3. P. 467–477.
111. Continuous-wave 1550 nm operated terahertz system using ErAs:In(Al)GaAs photo-conductors with 52 dB dynamic range at 1 THz / A.D.J.F. Olvera, H. Lu, A.C. Gossard, S. Preu // *Optics Express*. 2017. Vol. 25, № 23. P. 29492.
112. Pump dependent carrier lifetimes in InAs/GaAs quantum dot photoconductive terahertz antenna structures / A. Gorodetsky, N. Bazieva, E.U. Rafailov // *Journal of Applied Physics*. 2019. Vol. 125, № 15. P. 151606.

113. Enhanced THz Generation From Interdigitated Quantum Dot Based Photoconductive Antenna Operating in a Quasi-ballistic Regime / A. Gorodetsky, D. V. Lavrukhin, D.S. Ponomarev, S. V. Smirnov, et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2023. Vol. 29, № 5. P. 1–5.
114. Quantum dot materials for terahertz generation applications / R.R. Leyman, A. Gorodetsky, N. Bazieva, G. Molis, et al. // Laser and Photonics Reviews. 2016. Vol. 10, № 5. P. 772–779.
115. Operation of quantum dot based terahertz photoconductive antennas under extreme pumping conditions / A. Gorodetsky, I.T. Leite, E.U. Rafailov // Applied Physics Letters. 2021. Vol. 119, № 11. P. 111102.
116. Detection of terahertz waves using low-temperature-grown InGaAs with 1.56 μm pulse excitation / A. Takazato, M. Kamakura, T. Matsui, J. Kitagawa, et al. // Applied Physics Letters. 2007. Vol. 90, № 10. P. 1–4.
117. Fe-implanted InGaAs terahertz emitters for 1.56 μm wavelength excitation / M. Suzuki, M. Tonouchi // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 86, № 5. P. 051104.
118. Terahertz radiation generated and detected by Br^+ -irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at 800nm wavelength / N. Chimot, J. Mangeney, P. Mounaix, M. Tondusson, et al. // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 89, № 8. P. 083519.
119. Trapping and recombination dynamics of low-temperature-grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells / Y. Chen, S.S. Prabhu, S.E. Ralph, D.T. McInturff // Applied Physics Letters. 1998. Vol. 72, № 4. P. 439.
120. Improving the dynamic range of InGaAs-based THz detectors by localized beryllium doping: up to 70 dB at 3 THz / R.B. Kohlhaas, R.J.B. Dietz, S. Breuer, S. Nellen, et al. // Optics Letters. 2018. Vol. 43, № 21. P. 5423.
121. THz generation at 1.55 μm excitation: six-fold increase in THz conversion efficiency by separated photoconductive and trapping regions / R.J.B. Dietz, M. Gerhard, D. Stanze, M. Koch, et al. // Optics Express. 2011. Vol. 19,

- № 27. P. 25911.
122. Ultrafast THz Conductivity Dynamics of a Novel Fe-Doped InGaAs Quantum Photoconductor / P.H. Richter, E. Kartal, R.B. Kohlhaas, M.P. Semtsiv, et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2020. Vol. 10, № 2. P. 167–175.
 123. Thermal stability of the midgap acceptor rhodium in indium phosphide / A. Näser, A. Dadgar, M. Kuttler, R. Heitz, et al. // Applied Physics Letters. 1995. Vol. 67, № 4. P. 479.
 124. Rhodium doped InGaAs: A superior ultrafast photoconductor / R.B. Kohlhaas, B. Globisch, S. Nellen, L. Liebermeister, et al. // Applied Physics Letters. 2018. Vol. 112, № 10.
 125. Photoconductive terahertz detectors with 105 dB peak dynamic range made of rhodium doped InGaAs / R.B. Kohlhaas, S. Breuer, S. Nellen, L. Liebermeister, et al. // Applied Physics Letters. 2019. № 114. P. 221103.
 126. 637 μ W emitted terahertz power from photoconductive antennas based on rhodium doped InGaAs / R.B. Kohlhaas, S. Breuer, L. Liebermeister, S. Nellen, et al. // Applied Physics Letters. 2020. Vol. 117, № 13. P. 131105.
 127. Improved performance of GaAs-based terahertz emitters via surface passivation and silicon nitride encapsulation / C. Headley, L. Fu, P. Parkinson, X. Xu, et al. // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2011. Vol. 17, № 1. P. 17–21.
 128. Norton Equivalent Circuit for Pulsed Photoconductive Antennas-Part I: Theoretical Model / A. Garufo, G. Carluccio, N. Lombart, A. Neto // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2018. Vol. 66, № 4. P. 1635–1645.
 129. Analysis of photoconductive antenna power radiation by Norton equivalent circuit / A. Garufo, G. Carluccio, N.L. Juan, A. Neto, et al. // Proceedings of 47th European Microwave Conference EuMC 2017. 2017. P. 268–271.
 130. Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy / H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, et al. //

Journal of Applied Physics. 2001. Vol. 90, № 3. P. 1303–1306.

131. Critical comparison of GaAs and InGaAs THz photoconductors / M. Martin, E.R. Brown // Proceedings of SPIE - Terahertz Technology and Applications V. 2012. Vol. 8261. P. 826102.
132. Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments using photoswitches as antennas / L. Duvillaret, F. Garet, J.F. Roux, J.L. Coutaz // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2001. Vol. 7, № 4. P. 615–623.
133. Излучательная эффективность терагерцевых антенн с традиционной топологией и металлической метаповерхностью: сравнительный анализ / Д.В. Лаврухин, А.Э. Ячменев, И.А. Глинский, Н.В. Зенченко, et al. // Оптика и спектроскопия. 2020. Vol. 129, № 7. P. 1012.
134. Impedance Matching of THz Plasmonic Antennas / M. Bettenhausen, S. Grüßing, E. Hardt, J. Flesch, et al. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. Vol. 40, № 9. P. 929–942.
135. Plasmonics-enhanced photoconductive terahertz detector pumped by Ytterbium-doped fiber laser / D. Turan, N.T. Yardimci, M. Jarrahi // Optics Express. 2020. Vol. 28, № 3. P. 3835.
136. Measurement and Analysis of Noise Spectra in Terahertz Wave Detection Utilizing Low-Temperature-Grown GaAs Photoconductive Antenna / M. Nitta, R. Nakamura, Y. Kadoya // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. Vol. 40, № 11–12. P. 1150–1159.
137. Плазмонные фотопроводящие антенны для систем терагерцевой импульсной спектроскопии и визуализации / Д.В. Лаврухин, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, А.Э. Ячменев, et al. // Оптика и спектроскопия. 2019. Vol. 126, № 5. P. 665–671.
138. Electrical and thermal properties of photoconductive antennas based on In(x)Ga(1 – x)As (x>0.3) with a metamorphic buffer layer for the generation of terahertz radiation / D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev, A.Y. Pavlov, et al. // Semiconductors. 2017. Vol. 51, № 9. P. 1218–1223

139. Патент № 2755003 Российская федерация, МПК H01L 27/15 H01L33/30. Многослойный материал для фотопроводящих антенн / А.Э. Ячменев, Д.В. Лаврухин, И.А. Глинский, Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев; Заявитель и патентообладатель ООО «Терагерцовые оптоэлектронные решения», № 2020140591; заявл. 09.12.2020; опубл. 09.09.2021, Бюл. № 25.
140. Effect of defect saturation on terahertz emission and detection properties of low temperature GaAs photoconductive switches / S. Rihani, R. Faulks, H. Beere, H. Page, et al. // Applied Physics Letters. 2009. Vol. 95, № 5. P. 051106