

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Леонтьев Андрей Александрович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫХ БИФОТОННЫХ ПОЛЕЙ**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Китаева Галия Хасановна
доктор физико-математических наук,
доцент

Москва – 2023

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Генерация, детектирование терагерцового излучения и исследование квантово-статистических свойств полей (по литературе)	14
1.1. Методы генерации терагерцового излучения.....	14
1.2. Методы детектирования терагерцового излучения.....	19
1.3. Определения и критерии неклассического состояния излучения.....	34
1.4. Исследования свойств бифотонного поля спонтанного параметрического рассеяния света в оптическом и терагерцовом диапазонах.....	39
Глава 2. Теоретическое исследование корреляционных параметров оптико-терагерцовых бифотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света	46
2.1 Расчёт элементов матрицы рассеяния нелинейного кристалла.....	46
2.2 Применение нелинейного обобщенного закона Кирхгофа для расчета вторых моментов поля.....	49
2.3. Расчёт корреляционной функции второго порядка по интенсивности и корреляции токовых показаний оптического и терагерцового детекторов.....	56
2.4. Нормированная корреляционная функция бифотонного поля в зависимости от температуры кристалла и частоты холостых фотонов в терагерцовом диапазоне.....	62
2.5. Численная оценка оптимальных апертур детекторов для регистрации нормированной корреляционной функции	68

второго порядка.....	
Выводы по Главе 2.....	76
Глава 3. Исследование статистических свойств оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света.....	77
3.1. Генерация терагерцового излучения при параметрическом рассеянии света в режиме слабого усиления.....	77
3.2. Измерение и обработка токовых показаний детекторов сигнального и холостого излучения в аналоговом режиме...	83
3.3. Моделирование статистических распределений токовых показаний детекторов холостого и сигнального излучения.....	86
3.4. Статистический анализ показаний сверхпроводникового терагерцового болометра.....	88
3.5. Статистический анализ показаний оптического детектора на основе аналогового ФЭУ.....	92
Выводы по Главе 3.....	97
Глава 4. Измерение корреляционных функций интенсивности оптического и терагерцового полей, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света.....	99
4.1 Измерение нормированной корреляционной функции второго порядка с применением метода пост-селекции показаний аналоговых детекторов.....	99
4.2 Измерение вкладов корреляционных функций высших порядков при пороговой дискриминации показаний детекторов.....	105
Выводы по Главе 4.....	113
Заключение.....	114
Список авторской литературы.....	117
Список цитированной литературы.....	118

Введение

Актуальность. Терагерцовое излучение (или ТГц-излучение) относится к электромагнитному спектру с частотами, лежащими между инфракрасным излучением и радиоволнами. В последние десятилетия наблюдается колоссальный прогресс в области терагерцовой (ТГц) науки и технологий [1,2]. Использование терагерцового излучения наблюдается во многих областях, таких как биологические и медицинские исследования [3,4], ТГц спектроскопия, диагностика и обнаружение [5,6]. Применение данного типа излучения также развивает информационные технологии. Например, передача информации в современном мире в основном происходит по технологии 4G, то есть с частотой 2.6 ГГц. Однако на подходе массовое использование стандарта 5G [7], который будет работать на частотах достигающих 90 ГГц (0.09 ТГц), то есть частотах относящихся к субтерагерцовому диапазону. Также ещё в 2012 году был предложен ТГц канал связи, передающий информацию на частоте >100 ГГц (0.1 ТГц) со скоростью передачи данных 10 Гбит/с [8]. Источником ТГц сигнала был InP транзистор с высокоподвижными электронами. Такое увеличение частоты передачи данных приводит к увеличению пропускной способности канала связи более чем на порядок.

Широкий горизонт использования ТГц излучения в различных областях, как научных, так и прикладных, требует создания адекватных приборов для генерации и детектирования волн этого диапазона. В Главе 1 будет дан обзор применяемых в настоящее время детекторов и генераторов ТГц излучения. Однако, несмотря на большое разнообразие существующих источников, все они являются источниками излучения с классической статистикой. Источников ТГц поля с ярко выраженными квантовыми свойствами (в частности, полей с нефлуктуирующим числом фотонов, генераторов сжатого ТГц излучения и т.д.) на данный момент практически не существует. А приемники, работающие в

режиме счета ТГц фотонов, существуют только в качестве сложно эксплуатируемых лабораторных устройств [9]. Такие “квантовые особенности” излучения активно изучаются в квантовой оптике - дисциплине, исследующей квантовые свойства излучения оптического диапазона [10]. Развитие данной дисциплины обусловлено использованием квантовых свойств излучения в криптографии [11-13], квантовой обработке информации [14], метрологических задачах [15]. От решения актуальных задач создания и исследования квантового ТГц излучения будет зависеть будущее развитие квантовой информации, сенсорики, метрологии в ТГц области спектра.

Первыми шагами в этом направлении стали научные исследования последних лет, выполненные на стыке квантовой оптики и терагерцовой науки. Проведены пионерские работы в области квантового зондирования на терагерцовых частотах (“quantum sensing”) [16], определения спектральной чувствительности нелинейно – оптических детекторов ТГц излучения по спектрам спонтанного параметрического рассеяния света [17]. Во всех этих работах происходила генерация оптико – терагерцовых бифотонов – квантово-коррелированных пар оптических и ТГц фотонов, возникающих в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света. Однако регистрировались только оптические компоненты бифотонных пар, степень корреляции оптических и терагерцовых фотонов не измерялась, не проводилось разделения классических и неклассических корреляций в оптической и терагерцовой части бифотонного излучения. Процесс СПР – один из основных источников бифотонного поля. Другим возможным примером использования бифотонов является процесс восстановления пространственного изображения объекта в холостом канале СПР, снабженном единственным однопиксельным пучковым детектором, по пространственно-разрешенным измерениям в сигнальном канале СПР [18, 19]. Данный процесс называется фантомной визуализацией (“Ghost imaging”). Для восстановления фантомного изображения с минимумом искажений желательно использовать сопряженные между собой сигнальные и холостые моды. Высокоточные измерения величины нормированной

корреляционной функции бифотонов, которая является количественной мерой степени неклассичности бифотонного поля, необходимы как в этом приложении, так и в реализации многих других квантово-оптических технологий. Большое число работ посвящено измерению корреляций бифотонного поля СПР в случае, когда пара фотонов, составляющих бифотон, имеет близкие значения частот, обычно принадлежащих оптическому диапазону [20, 21]. Хорошо развита экспериментальная техника счета фотонов при регистрации оптических неклассических полей.

Степень разработанности. Однако работ, посвященных экспериментальному исследованию корреляционных свойств оптико – терагерцовых бифотонов, ранее не проводилось. Вплоть до начала данной работы, параметры неклассичности бифотонных полей с терагерцовой составляющей не измерялись. Во многом это связано с тем, что в ТГц области счетчиков ТГц фотонов практически нет в широком использовании и прямой перенос квантово-оптических технологий в ТГц область невозможен. Дальнейшее исследование и использование оптико – терагерцовых бифотонных полей требует создания новой экспериментальной базы, основанной на применении аналоговых методов для регистрации квантовых свойств бифотонных полей.

Цель диссертационной работы: Определить условия наблюдения и прямого измерения квантовых корреляций оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи:**

1. Провести теоретическое исследование влияния многомодового характера детектируемых полей, тепловых флуктуаций равновесного поля и поглощения нелинейного кристалла на терагерцовых частотах на величину корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов.

2. На примере терагерцового болометра сверхпроводникового типа, а также оптических приемных модулей на основе ФЭУ или лавинного

фотодетектора, исследовать статистические параметры аналогового отклика детекторов терагерцового и оптического излучения и их связь с числами дискретных фотоотсчетов.

3. Разработать экспериментальную установку по генерации и детектированию оптико-терагерцовых бифотонных полей, а также алгоритм статистической обработки показаний оптического и терагерцового детекторов, необходимую для определения корреляционных параметров бифотонов.

4. Экспериментально осуществить прямые измерения корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования являются оптико – терагерцовые бифотоны, предметом исследования являются корреляции оптико – терагерцовых бифотонов.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Разработана теоретическая модель, впервые описывающая статистические моменты оптико – терагерцовых бифотонных полей с учетом многомодового характера детектируемого излучения, тепловых флуктуаций поля и поглощения волн на терагерцовых частотах.
2. Разработана методика сбора и обработки статистических данных о флуктуациях токовых показаний детекторов оптического и терагерцового излучения в условиях регистрации сигнального и холостого излучения спонтанного параметрического рассеяния света, позволяющая определять числа дискретных фото-отсчетов детекторов в единицу времени.
3. Впервые разработана и успешно реализована схема экспериментальной установки по генерации, детектированию и измерению корреляционной функции оптико – терагерцовых бифотонов.
4. Впервые продемонстрирована возможность прямых измерений квантовых корреляций полей оптических и терагерцовых частот, генерируемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в сильно частотно-невырожденном режиме.

В работе применялись следующие основные **методы исследования**: методы матриц рассеяния и обобщенного нелинейного закона Клышко-Кирхгофа при выполнении теоретических расчетов, экспериментальные методы физической оптики, включая терагерцовую оптику, методы цифровой обработки и исследования статистических параметров сигналов детекторов электромагнитного излучения оптического и терагерцового диапазонов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Применение нелинейного обобщенного закона Клышко-Кирхгофа позволяет одновременно учесть влияние многомодового состава поля, поглощения излучения и равновесных тепловых флуктуаций на холостых частотах на корреляционную функцию второго порядка бифотонов $g^{(2)}$, генерируемых при частотно – невырожденном СПР света и предсказать наличие максимума зависимости при уменьшении частоты холостого излучения в терагерцовом диапазоне. Максимум возникает как результат встречных процессов роста за счет уменьшения коэффициента параметрического усиления и числа поперечных мод излучения, и одновременного падения величины $g^{(2)}$, обусловленного усилением влияния тепловых флуктуаций поля на меньших частотах. Снижение коэффициента поглощения нелинейного кристалла при уменьшении частоты оказывает значительно меньшее влияние на спектральную зависимость $g^{(2)}$.
2. Анализ гистограмм токовых показаний ФЭУ и сверхпроводникового ТГц болометра при регистрации спонтанного параметрического рассеяния, проведенный в предположении о Гауссовом распределении элементарных фототоков, возникающих на выходе детектора при регистрации дискретных фото-отсчетов, позволяет определить среднее число данных фото-отсчетов за время регистрации показаний и исследовать характер его зависимости от числа падающих фотонов.
3. Увеличение частоты излучения лазерной накачки при спонтанном параметрическом рассеянии света позволяет наблюдать более высокие предельные уровни оптико-терагерцовых корреляций в схемах с одинаковыми

шумовыми характеристиками терагерцового детектора. Метод пороговой дискриминации показаний аналоговых детекторов терагерцового и оптического трактов открывает возможность детектировать наличие неклассических оптико-терагерцовых корреляций за счет включения корреляционных функций высших порядков.

4. Разработанная экспериментальная схема регистрации и обработки набора статистических данных единовременных токовых показаний сверхпроводникового ТГц болометра и однофотонного фотоприемника на основе ЛФД, регистрирующих терагерцовую и оптическую части излучения СПР в области частот холостых волн 1 ТГц, генерируемого в охлажденном до температуры 4.8К кристалле $Mg:LiNbO_3$ под действием наносекундных импульсов лазерной накачки с длиной волны 523 нм, позволяет проводить прямые измерения корреляционной функции интенсивностей оптико-терагерцового бифотонного поля.

Личный вклад автора:

Результаты, представленные в настоящей диссертационной работе, были получены при определяющем участии автора – дизайн, компоновка и юстировка оптических и электронных трактов экспериментальных установок совместно с К.А.Кузнецовым [A1 – A3], получение экспериментальных ([A1 – A3] совместно с К.А.Кузнецовым) и аналитических результатов ([A2, A4, A5] совместно с Г.Х. Китаевой) ([A2, A4] совместно с П.А. Прудковским), проведение численных расчетов (A1 – единолично). Постановка задач и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем и соавторами публикаций.

Теоретическая и практическая значимость работы. Полученные в диссертационной работе результаты создают основу для реализации квантово-оптических технологий в ТГц диапазоне частот электромагнитного излучения. В частности, для решения следующих практических задач:

1. Разработка методов безэталонной калибровки квантовой эффективности, определения ампер-ваттной чувствительности и других параметров отклика ТГц детекторов.

2. Создание источников одиночных фотонов ТГц диапазона.

3. Развитие методов построения изображений скрытых объектов в терагерцевых лучах.

Степень достоверности. Материалы представлялись на семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Также исследования проводились с помощью рабочего, откалиброванного, поверенного оборудования. Обработка результатов, численное моделирование и описание модели проводились многими признанными или доказанными методами научного познания Статьи [A1 – A5] проверялись на достоверность рецензентами в соответствующих журналах.

Данная работа прошла **апробацию** в рецензируемых научных журналах и научных конференциях, в том числе международных.

Основные результаты, полученные в рамках диссертационной работы, отражены в докладах на профильных научных конференциях:

1. 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2021, Ченгду (Сычуань), Китай, 29 августа – 3 сентября 2021 г.

2. 45th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2020, Буффало, США, 8 ноября – 13 ноября 2020 г.

3. 19th International Conference on Laser Optics “ICLO 2020”, Санкт-Петербург, Россия, 02 ноября - 06 ноября 2020 г.

4. Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications—TERA 2020 (24-26 августа 2020 г., Томск, Россия), Томск, Россия, 24-26 августа 2020 г.

5. 44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW THz-2019), Paris, Франция, 1-6 сентября 2019 г.

Основные результаты диссертационной работы изложены в 10 печатных работах в изданиях, Из них 5 работ – статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science, Scopus и RSCI.:

[A1] Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А., Сафроненков Д.А. Китаева Г.Х. Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2021. — Т. 114, № 10. — С. 635–642.

[A2] P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, G. Kitaeva. Towards measuring terahertz photon statistics by a superconducting bolometer // Sensors. — 2021. — Vol. 21, no. 15. — P. 4964 (1–10).

[A3] В. Д. Султанов, К. А. Кузнецов, А. А. Леонтьев, Г. Х. Китаева. Генерация оптико-терагерцовых бифотонов и особенности детектирования терагерцовой части излучения при частотно-невыврожденном параметрическом рассеянии света // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — Т. 112, № 5. — С. 297–302.

[A4] Kitaeva G. K., Leontyev A. A., Prudkovskii P. A. Quantum correlation between optical and terahertz photons generated under multimode spontaneous parametric down-conversion // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2020. — Vol. 101, no. 5. — P. 053810 (1–13).

[A5] G. K. Kitaeva, V. V. Kornienko, A. A. Leontyev, A. V. Shepelev. Generation of optical signal and terahertz idler photons by spontaneous parametric down-conversion // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2018. — Vol. 98, no. 6. — P. 063844 (1–12).

Иные публикации соискателя:

[A6] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Direct measurement of the correlation function of optical-terahertz biphotons // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2021 – p. 9566997.

- [A7] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Prudkovskii P.A., Rudyak A.M., Kitaeva G.Kh. Generation and detection of highly correlated optical-terahertz biphotons // Proc. SPIE v. 11582 – 2020 – p. 115821F.
- [A8] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Rudyak A.M., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Quantum correlation of optical-terahertz biphotons generated via spontaneous parametric down-conversion // 2020 International Conference Laser Optics (ICLO) – 2020 – p. 9285914.
- [A9] Leontyev A.A., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Theoretical study of quantum-correlated optical-terahertz biphotons // 45th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2020 –p. 09370595.
- [A10] Kuznetsov K.A., Leontyev A.A., Novikova T.I., Gaysarov A.A., Sultanov V.D., Rudyak A.M., Kitaeva G.Kh. Preparation of the Quantum Correlated Optical-Terahertz Biphotons // 44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2019 – p. 19149370.

Глава 1.

Генерация, детектирование терагерцового излучения и исследование квантово-статистических свойств полей (по литературе)

1.1. Методы генерации терагерцового излучения

На схематической диаграмме, представленной на Рис. 1.1, перечислены различные источники, используемые в настоящее время для генерации ТГц волн, приведены их частотные и энергетические характеристики [22].

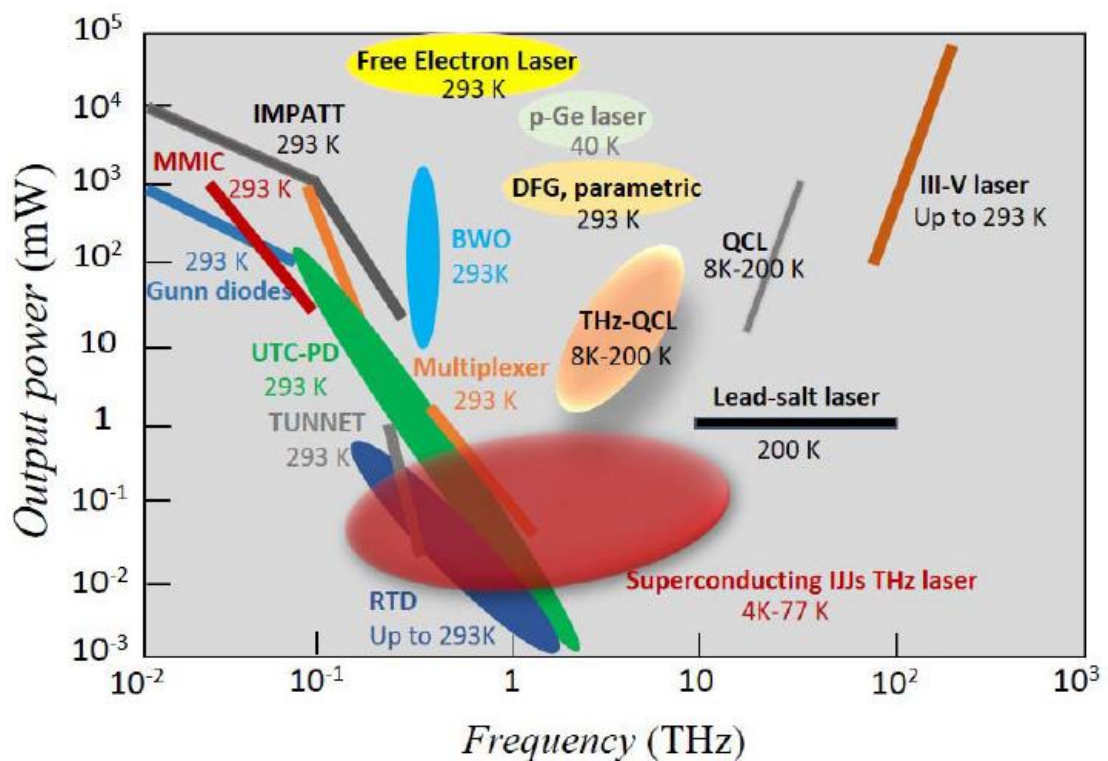


Рис. 1.1 Различия в рабочей частоте и мощности ТГц источников. Рисунок взят из источника [22].

Вначале остановимся подробнее на трех типах излучателей ТГц поля: ТГц лазеры, фотопроводящие антенны и нелинейно-оптические кристаллы.

Терагерцовые лазеры. Первым рассмотренным источником будет лазер на свободных электронах (FEL) [23]. В данном устройстве ускоренные электроны попадают в ондулятор, в котором движутся под действием переменного в

пространстве магнитного поля, и испускают излучение. При этом подбирая, например, величину магнитной индукции или период ондулятора, можно создать режим, при котором электроны будут излучать поле ТГц частот. Как показано в работе [24], рабочий интервал ТГц частот для лазера на свободных электронах может равняться 0.9 – 3.5 ТГц, а средняя мощность ТГц излучения на выходе лазера может составлять 500 Вт, что делает лазер на свободных электронах самым мощным искусственно созданным источником ТГц излучения. Другим лазерным источником ТГц волн является р – Ge лазер [25, 26]. В данном устройстве при определенном соотношении внешнего электрического и магнитного поля можно наблюдать следующий процесс: тяжелые дырки, находясь во внешнем электрическом поле, приобретают энергию выше энергии оптических фононов. Вследствие этого, тяжелые дырки сильно рассеиваются оптическими фононами. Ситуация с легкими дырками противоположная. Они имеют энергию ниже оптических фононов, поэтому не рассеиваются ими и накапливаются в энергетической полосе ниже энергии оптического фонона. Как результат, возникает инверсия населенностей. Стоит отметить, что одновременно приложенное магнитное поле расщепляет энергетические уровни тяжелых и легких дырок. Однако при этом получившийся спектр легких дырок – дискретный, а тяжелых дырок – непрерывный (слияние уровней Ландау в одну полосу), так как время жизни тяжелых дырок – меньше, а эффективная масса – больше. Типичная средняя мощность р – Ge ТГц лазера лежит в интервале 10 – 50 мВт, а рабочий интервал частот $\sim 1 - 3$ ТГц [27].

Далее следует перейти к рассмотрению квантово- каскадного лазера [28 – 30]. Устройство данного излучателя можно рассмотреть на следующем примере [31]. Пусть есть трехуровневая система, на верхний уровень которой инжектируются электроны в процессе резонансного туннелирования, а нижний уровень опустошается в процессе рассеяния электронов на продольном оптическом фононе. Если дополнительно приложить внешнее статическое электрическое поле смещения, то наблюдается следующее: электроны туннелируют сквозь потенциальный барьер, при этом вероятность

туннелирования возрастает для внешнего поля смещения, уменьшающего энергетическую разницу между двумя подполосами, которые находятся по разную сторону потенциального барьера. Если разница между уровнями стремится к нулю, то происходит резонансное туннелирование. На Рис. 1.2 схематично показан процесс резонансного туннелирования. Для данного случая резонанс возникает тогда, когда происходит выравнивание 1 – 2 и 1 – 3 при напряженностях поля смещения 10 и 14 кВ/см, соответственно. При этом инверсия уровней достигается при преимущественной инжекции электронами 3 верхней

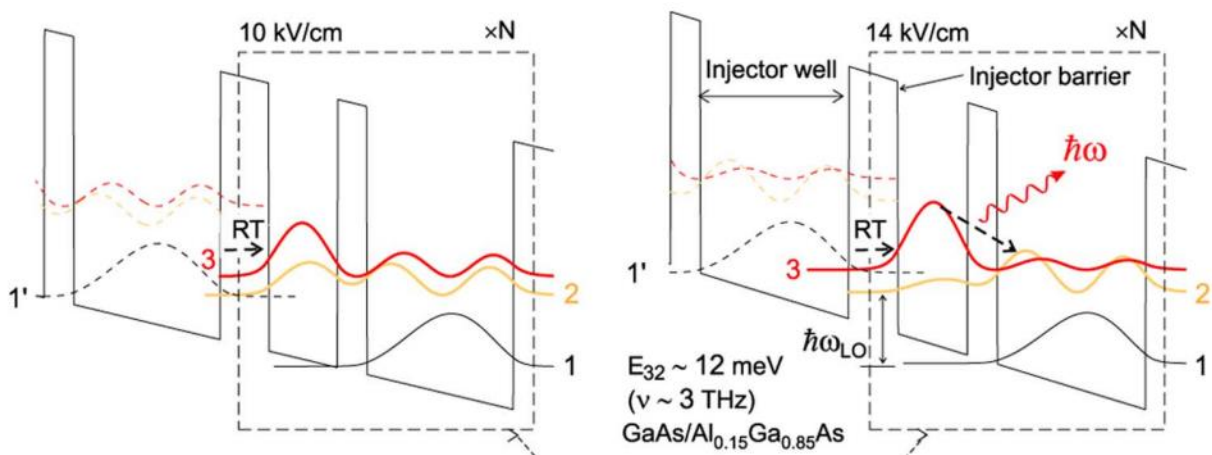


Рис. 1.2 Принцип работы квантово- каскадного лазера. Рисунок взят из статьи по ссылке [19] подполосы, что возможно при условии смещения структуры за пределы выравнивания 1 – 2. Частотный диапазон излучения квантового каскадного лазера находится в интервале 1 – 10 ТГц. При этом рекорд выходной мощности среди квантовых каскадных лазеров составляет 1.35 Вт. Такая мощность стала доступна для данного типа лазеров в результате разработки вертикально-внешневолновых поверхностно-излучающих ТГц квантовых каскадных лазеров (QCL – VECSEL) [32]. Данное устройство включает в себя усиливающий метаповерхностный отражатель, состоящий из субволновой решетки антенно-связанных квантово-каскадных субполостей, которые могут работать как на резонансе первого порядка (TM01), так и на боковом модовом резонансе третьего порядка (TM03), позволяя в этом случае достигать ТГц-выхода. Выше были рассмотрены наиболее популярные ТГц лазеры. Также, отдельно стоит упомянуть, что существует ТГц сверхпроводящий лазер на джозенфоновских

переходах (superconducting IJs laser) [33]. Остальные типы лазеров, указанных на Рис. 1.1, нельзя однозначно отнести к ТГц диапазону.

Фотопроводящие антенны. Это широкий класс ТГц излучателей, имеющих различные модификации [34 – 36], такие как: излучающий материал (GaAs, InGaAs, сверхрешетка InGaAs/InAlAs и т. д.), форма электродов, материал и пространственная конфигурация плазмонной структуры, напыленной на излучающую поверхность ТГц антенны, и т. д. Принцип работы фотопроводящих антенн можно рассмотреть на примере базовой модели, предложенной в [37]. Пусть у нас имеется лазерное излучение (желательно в виде фемтосекундных импульсов). В случае, если энергия лазерного фотона больше ширины запрещенной зоны материала антенны, электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. После этого электроны ускоряются в зоне проводимости внешним электрическим полем смещения, которое подается через электроды, которые соединены с излучающим материалом. Далее возникает импульс тока, который порождает импульсное ТГц поле. Величина ТГц поля в данном случае пропорционально зависит от произведения интенсивности лазерной накачки и внешнего поля смещения. Длительность ТГц импульса зависит от длительности импульса лазера накачки. Если более детально, то длительность импульса накачки задает максимальную возможную ширину спектра ТГц излучения. Также спектр излучения в антеннах зависит от характерного времени релаксации электронов, которое меняется от концентрации различного рода дефектов в материале антенны [38, 39]. Также стоит отметить, что сигнал ТГц антенны часто усиливают с помощью плазмонных структур, нанесенных на поверхность материала антенны [40, 41]. Сам механизм усиления можно объяснить возникновением ближнего поля плазмонов, возбужденных лазерной накачкой. Возникшее ближнее поле дает дополнительный вклад в амплитуду ТГц излучения. При этом плазмонным структурам и электродам можно придать различную пространственную конфигурацию, которая оказывает влияние на параметры ТГц поля [42, 43].

Нелинейно – оптические кристаллы. Причиной возникновения ТГц излучения в таких средах являются колебания дипольного момента на разности частот между различными спектральными компонентами лазерного импульса, возбуждающего среду [44]. Иными словами, возникает процесс генерации разностной частоты. Аналогично антеннам, при коротко-импульсной лазерной накачке, максимально возможная ширина спектра ТГц поля зависит от длительности импульса лазерной накачки. Также, если кристалл имеет поглощение в ТГц диапазоне, то первоначальный спектр будет искажаться, следуя зависимости коэффициента поглощения от ТГц частоты. Также важным фактором является синхронность вкладов пространственно разнесенных диполей. Исходя из первого порядка теории дисперсии, условием возникновения конструктивной интерференции является равенство между групповой скоростью ТГц импульса и фазовой скоростью лазерного излучения [45]. Данное условие, например, в кристалле ниобата лития, приводит к необходимости бокового выведения ТГц излучения, которое эффективно излучается под углом ~ 60 градусов к оси распространения накачки в кристалле [46]. Это приводит к дополнительным конструкционным последствиям, которые будут обсуждаться в оригинальной части диссертации. Сейчас же стоит отметить, что благодаря особенностям частичной компенсации расстройки фазового синхронизма в объемном кристалле ниобате лития, спектр ТГц получается достаточно широким $\sim 0.1 - 3$ ТГц. Однако есть механизм получения узкополосного по частоте ТГц излучения. Суть состоит в том, что при помощи внешнего поля, полярность которого меняется периодически вдоль длины кристалла, создаются области противоположно поляризованных доменов. Характерный размер доменов вдоль оси распространения лазерного излучения задает величину вектора доменной сверхрешетки, который частично компенсирует фазовую расстройку, иными словами возникает эффект квазисинхронизма [47]. При наносекундной лазерной накачке генерация терагерцового импульса происходит в терагерцовом параметрическом генераторе света, как правило, с дополнительной подсветкой на Стоксовой частоте. При этом увеличение

эффективности генерации напрямую связано с увеличением плотности мощности бигармонической оптической накачки.

Выше были рассмотрены наиболее распространенные типы излучателей, в которых задействовано лазерное излучение. Одним из ярких примеров источников достаточно мощного ТГц излучения иного типа является лампа обратной волны [48]. Принцип действия лампы обратной волны основан на взаимодействии электронов, летящих в вакуумной трубке, с электромагнитной волной, распространяющейся в обратном направлении. Взаимодействие электронов с таким полем приводит к их торможению, что ведет за собой преобразование части кинетической энергии электронов в электромагнитное излучение ТГц диапазона. Кратко перечислим некоторые другие из наиболее известных источников ТГц поля: генераторы ТГц излучения в плазме в результате возбуждения лазерным филаментом [49, 50], различные диоды, например, Шотки [51], Гана [52], различные модификации ТГц смесителей [53]. Список лишь частично покрывает список источников ТГц излучения, что подтверждает разнообразие различных методов генерации ТГц поля.

Однако, как уже упоминалось во Введении, несмотря на разнообразие имеющихся источников и задействованных в них механизмов ТГц генерации, создаваемое ими излучение не имеет выраженных квантово-статистических свойств.

1.2. Методы детектирования терагерцового излучения

Из широкого круга известных методов детектирования ТГц волн, применяемых в настоящее время [54], в данном разделе будут рассмотрены в основном методы некогерентного детектирования, при которых регистрируется интенсивность излучения, непосредственно связанная с числом ТГц фотонов. Причем более подробно будут разобраны методы некогерентного детектирования с помощью различного вида болометров, так как именно эти методы регистрации наиболее актуальны для данной работы.

Детектирование ТГц излучения с помощью ячейки Голея.

Ячейка Голея - фотоакустический детектор, регистрирующий излучение с помощью пневматического управления [55,56]. Под пневматическим управлением понимается использование расширяющегося или сжимающегося газа. Терагерцовое излучение попадает в камеру с газом через алмазное или высокоплотное полиэтиленовое (HDPE) окно. Упомянутые материалы окна используются в силу их высокого и почти не изменяющегося коэффициента пропускания в широком диапазоне частот (вся ТГц область). Далее терагерцовое излучение поглощается полупрозрачной пленкой, находящейся внутри камеры. За счет поглощения, пленка нагревает газ. В качестве газа обычно используется инертный газ, такой как аргон или ксенон. Использование этих газов связано с их низкой теплопроводностью. Нагретый газ оказывает давление на гибкую мембрану, расположенную на противоположной стороне камеры. Внешняя поверхность мембраны зеркальна. Зеркальная сторона отражает свет, падающий от внедренного в устройство светодиода на фотодетектор. Таким образом терагерцовое излучение, через нагрев газа, деформирует мембрану, что приводит к изменению интенсивности попадающего на фотодетектор отраженного света светодиода. Изменяющаяся интенсивность поглощаемого фотодетектором света повторяет мгновенные формы мембраны и, следовательно, обеспечивают показание изменений мощности терагерцового излучения.

Преимуществом ячейки Голея является работа при комнатной внешней температуре, довольно высокая чувствительность $\sim 10^5$ В/Вт, охват всего ТГц диапазона частот. Недостатками являются зависимость к внешним вибрациям, достаточно низкая эквивалентная мощность шума (NEP не ниже $10^{-10} - 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2}), и длительное характерное время отклика ~ 10 мс [57]. В целом ячейка Голея является полезным и хорошо востребованным приемником, например, широко используется в астрономических исследованиях.

Детектирование ТГц излучения с помощью пьезоэлектрических детекторов.

Пьезоэлектрический детектор представляет собой пьезоэлектрический материал, помещенный между двумя металлическими контактами, то есть по своей схеме это конденсатор [58]. Как известно, пьезоэлектрические материалы обладают спонтанной электрической поляризацией, которая изменяется пропорционально изменению температуры кристалла. Металлические контакты прикладываются вдоль поверхностей пьезоэлектрика, которые ортогональны направлению спонтанной поляризации. Рассмотрим процесс регистрации ТГц излучения в данном устройстве. Падающее на пьезоэлектрик ТГц излучение нагревает его, что вызывает увеличение спонтанной поляризации, которое образует поверхностный заряд, создающий разность потенциалов, вызывающий протекание тока по граням кристалла, который регистрируется на выходе. Однако следует учитывать эффект накопления поверхностного заряда. Обычно, на практике, чтобы свести к нулю данный эффект, подается обратный ток, определяющий температуру среды и тем самым регистрируемое ТГц излучение. Часто используемыми материалами являются триглицинсульфат (TGS), дейтерированный триглицинсульфат (DTGS), танталат лития и т. д. Рабочее значение чувствительности $\sim 10^3$ В/Вт, NEP $\sim 10^{-9}$ Вт/Гц^{1/2}. Следует отметить, как следует из работы [59], использование массива из танталата лития позволило увеличить чувствительность детектора ($\sim 7 - 8 \cdot 10^4$ В/Вт). Значение характерного времени отклика пьезоэлектрического детектора $\sim 5 - 25$ мс.

Детектирование ТГц излучения термопарой.

Термопарой [60] называют прибор, состоящий из поглотителя излучения, двух различных металлических или полупроводниковых нитей, соединенных параллельно с поглотителем излучения с одной стороны. С другой стороны эти же нити подсоединены на другом конце к тепловому резервуару. При нагревании поглотителя ТГц излучением, возникает разница температур между абсорбером и резервуаром, что приводит к возникновению разности потенциалов между ними. Появившееся напряжение прямо пропорционально

разности температур в данной системе (эффект Зеебека). Коэффициентом пропорциональности является число Зеебека α_s (мкВ/К). Для Si $\alpha_s \approx 500$ мкВ/К, а для металлов, например для Bi и Pb, коэффициент Зеебека имеет величину на порядок меньшую. Коэффициенты Зеебека тонких пленок в большинстве случаев ниже, чем объемные коэффициенты, и зависят от применяемой технологии изготовления. Для некоторых пар тонких пленок коэффициенты Зеебека составляют: Ti/Al (7.4 мкВ К^{-1}), Bi/Cr (70 мкВ К^{-1}) и Ti/легированный Si (190 мкВ К^{-1}) [61]. Для увеличения чувствительности детектора между поглотителем и тепловым резервуаром подключают N пар нитей, каждая из которых действует как термопара. Тем самым напряжение возрастает в N раз. Характерное время отклика термопары составляет несколько пикосекунд. Такой быстрый отклик является следствием низкой тепловой инерции. Также, за счет такого быстрого характерного времени отклика, термопары используются в смесителях с большой промежуточной частотой [62]. Для использования термопары в других приборах их делают более миниатюрными и на данный момент термопары изготавливаются с размерами нитей порядка 100 нм [63]. Характерный NEP $\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$.

Детектирование ТГц излучения болометром.

Следующим большим классом устройств, детектирующих ТГц излучение, являются терморезисторные болометры. Болометром называют детектор, в котором регистрируется изменение проводимости (сопротивления), вызванное нагревом детектирующего элемента за счет поглощения принимаемого ТГц излучения [63]. Болометры чаще всего делят на два больших типа: охлаждаемые [64] и неохлаждаемые [65] болометры. Стоит сразу отметить некоторые базовые различия между характеристиками охлаждаемых и неохлаждаемых болометров. Большинство охлаждаемых болометров выходят на рабочий режим при гелиевых температурах [66]. Тогда как многие неохлаждаемые болометры работают при комнатной температуре. Такая разница температур приводит к большому различию в величине тепловых шумов

приборов. Следствием этого является различие в величине эквивалентных мощностей шума (NEP) приборов: $NEP_{Cool} < NEP_{Uncool}$, или даже: $NEP_{Cool} \ll NEP_{Uncool}$ NEP_{Cool} – эквивалентная мощность шума охлаждаемого болометра, NEP_{Uncool} – эквивалентная мощность шума неохлаждаемого болометра.

Первым примером неохлаждаемого болометра является болометр, соединенный с антенной – детектор, состоящий из микромостика (например из титана), которая соединяется с мембраной через металлические антенны [67] (Рис. 1.3). Такая конструкция детектора усиливает эффективность поглощения ТГц волн в силу наличия антенн, которые выполняют роль первичного чувствительного приемника излучения, тогда как титановый мостик – эффективный теплоприемник. При этом титановый мостик находился в висячем состоянии после травления подстилающей SiN – мембраны, что уменьшило теплоемкость и увеличило скорость работы болометра. Также с задней стороны болометра имеется отражающее зеркало на расстоянии $\lambda_{THz} / 4$ от микромостика. Такая геометрия позволила усилить детектируемый сигнал, так как область между микромостиком и отражающим зеркалом стала играть роль резонатора. Также следует заметить, что на рисунке 3 показаны болометры с плоскими антеннами (внизу, левый и нижний, центральный) и

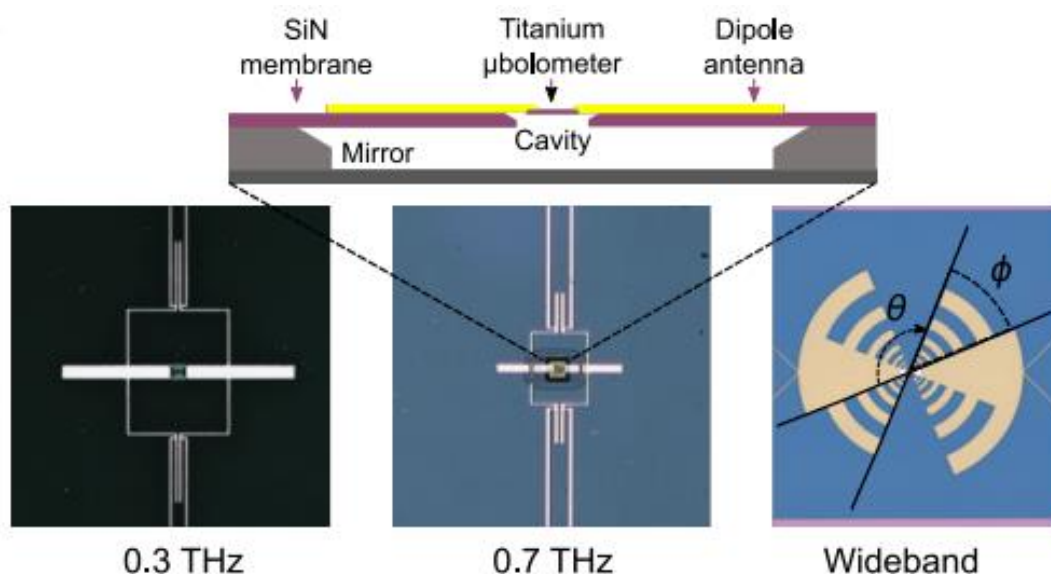


Рис. 1.3 (Сверху) Внешний вид болометра с антенной связью. (Снизу) различные конфигурации антенн, соединяемых с болометром. Рисунок взят из статьи по ссылке [67].

Также некоторые характерные параметры болометров с антенной связью болометр с логопериодической антенной (нижний, правый). Болометры с плоскими антеннами являются узкополосными приемниками, в то время как болометр с логопериодической антенной, за счет геометрии своей антенны, имеет полосу пропускания 0.25 – 1.3 ТГц. имеют следующие значения: чувствительность $\eta \sim 100 \div 1000$ В/Вт, $NEP \sim 20 \div 60$ пкВт/Гц^{1/2}.

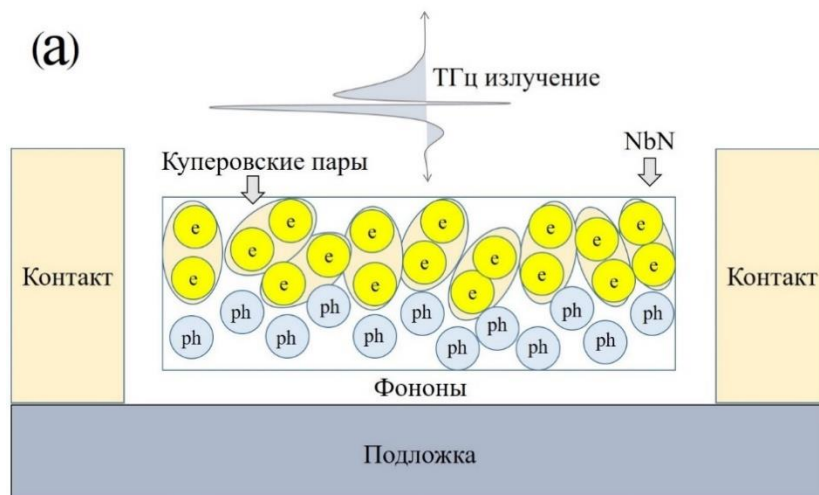
Следующим неохлаждаемым болометром является резонатор микро/нано-электромеханических систем (MEMS/NEMS) для детектирования ТГц-излучения [68]. MEMS резонатор, как правило, состоит из двойной сгибаемой структуры, приводимой в резонансные колебания внешней цепью. Принцип работы данного устройства состоит в следующем: когда резонатор поглощает ТГц-излучение, возникает повышение его температуры, что изменяет его механические свойства и приводит к сдвигу резонансной частоты. Этот сдвиг частоты пропорционален мощности поглощенного ТГц-излучения, что и является основой механизма детектирования. При этом резонатор обладает достаточно высоким коэффициентом добротности: $Q \sim 10^3 \div 10^4$ (Q -фактор) MEMS резонаторов (тысячи и даже десятки тысяч в комнатных условиях). Так как добротность обратно пропорциональна ширине резонанса, то увеличение добротности обеспечивает сужение ширины линии резонанса, что дает возможность регистрировать ТГц сигналы меньшей величины, так как сужение ширины резонанса делает MEMS резонатор более чувствительным к величине сдвига своей резонансной частоты, а значит и к величине сигнала. Далее стоит перечислить некоторые характеристики MEMS/NEMS резонаторов, имеющие следующие наилучшие значения: $NEP \sim 38.2$ пВт/Гц^{1/2} [69], $\tau_{res} \sim 1.2$ мкс, $\eta \sim 30$ пм/Вт [70].

Далее стоит перейти к рассмотрению принципа работы охлаждаемых болометров. Первым на очереди будет сверхпроводящий туннельный болометр. Работа данного устройства основана на изменении туннельного тока при

изменении температуры под воздействием терагерцового излучения. Туннельный переход, по которому течет туннельный ток, состоит из тонкой пленки изолятора, расположенной между двумя металлическими электродами. Чтобы обеспечить туннелирование, толщина пленки изолятора должна быть достаточно малой.

Наиболее распространенная конфигурация туннельного болометра выглядит следующим образом: сверхпроводящая металлическая пленка слой изолятора и вторая сверхпроводящая металлическая пленка (SIS) [71]. Часто используют конфигурации следующих материалов для создания SIS болометров: Nb-AlO_x-Nb, Nb-AlN-Nb, NbN-AlN-NbN. Они могут работать до определенной частоты, определяемой величиной сверхпроводящего энергетического зазора. Сверхпроводящий зазор возникает из-за образования куперовских пар при охлаждении болометра до температуры сверхпроводящего перехода. Величина энергетического зазора определяет верхнюю частоту работы болометра. Данное ограничение вытекает из следующего факта: выше частоты сверхпроводящего зазора шумовая температура болометра сильно возрастает. Ниже даны значения достижимых для детектирования частот некоторых сверхпроводящих материалов: $\omega_{Nb} \sim 0.68$ ТГц, $\omega_{NbTiN} \sim 1.16$ ТГц и $\omega_{NbN} \sim 1.35$ ТГц.

Снятие ограничения на верхнюю возможную частоту детектирования возможно. Для этого нужно рассмотреть принцип работы болометра горячих электронов (HEB - “hot electron bolometer”).



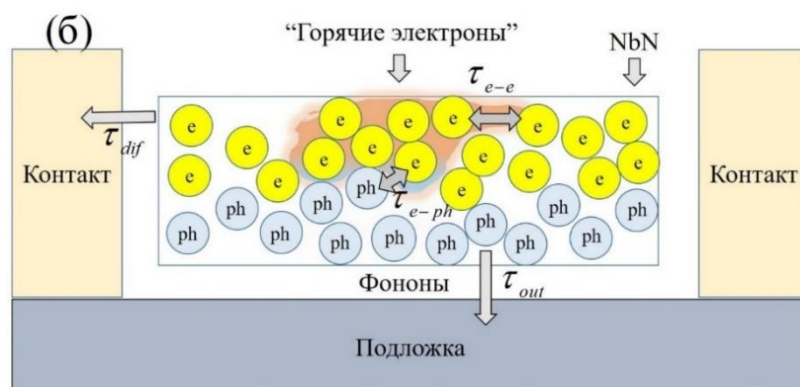


Рисунок 1.4. (а) Начальная конфигурация: тонкая пленка NbN в сверхпроводящем состоянии – электроны связаны в куперовские пары. (б) Падающее излучение поглощается электронами, что приводит к разогреву электронной подсистемы, распаду куперовских пар, и двум путям по которым может пойти релаксация: 1) диффузия электронов в сторону контактов 2) передача энергии фононам с их последующим рассеянием в подложку.

Болометр горячих электронов (НЕВ) – детектор ТГц излучения, работающий на эффекте разогрева электронной подсистемы в сверхпроводящей тонкой плёнке за счет поглощения падающего ТГц излучения [72]. Обычно в качестве такой плёнки выступает NbN – нитрид ниобия – соединение металла (Nb) и азота (N). Данное соединение имеет важную особенность – при температуре $T_c < 16K$ – NbN переходит в сверхпроводящее состояние. Далее возникает два варианта, так как НЕВ болометр может работать в двух режимах: либо как частотный смеситель [73], либо как обычный болометрический приемник [74, 75]. Подробнее остановимся на описании второго механизма, так как в оригинальной части данной диссертационной работы, использовался НЕВ - болометр, работающий в режиме обычного болометрического приемника. На рисунке 1.4 показана условная схема НЕВ болометра, имеющего следующие компоненты: сверхпроводящая тонкая пленка NbN

следующие компоненты: сверхпроводящая тонкая пленка NbN выращенная на подложке сапфира или оксида магния (II). На поверхности данной конструкции располагаются проводниковые контакты, которые соединяются с сверхпроводящей тонкой пленкой и с внешним источником напряжения смещения. Пусть NbN – в сверхпроводящем состоянии. В этом случае в сверхпроводящей пленке можно выделить две важные подсистемы – подсистему электронов, образующих куперовские пары и подсистему фононов решетки. Пусть теперь произошел акт поглощения ТГц излучения тонкой пленкой NbN. В этом случае происходит распад куперовских пар с дальнейшим увеличением энергии электронов, в силу прямого поглощения ТГц фотонов, либо в силу рассеяния электронов с другими электронами, что приводит к дальнейшей передаче энергии, способствующей увеличению эффективной температуры электронной подсистемы по сравнению с температурой фононов. Стоит отметить, что равномерное установление более высокой эффективной температуры электронной подсистемы, возможно, если выполняется следующее условие [76]: $\tau_{e-e} < \tau_{QP}$, где τ_{e-e} – характерное время электрон – электронного рассеяния, τ_{QP} – характерное время релаксации квазичастиц. Далее есть два пути релаксации электронов: 1) передача избытка энергии фононам решетки в процессе электрон – фононного рассеяния (τ_{ph-e} – характерное время электрон – фононного рассеяния). Далее происходит процесс передачи энергии соседним фононам, что приводит к дальнейшему нагреву решетки, либо фононы переносят эту энергию в подложку. 2) перенос избытка энергии происходит в процессе диффузии электронов в область контактов. Если рассматривать первый путь, то в этом случае характерное время релаксации фононов в подложку (τ_{out}) зависит от толщины тонкой пленки и коэффициента акустического согласования между тонкой пленкой и подложкой [77]. Второй путь возможен в случае если характерный размер тонкой пленки, например, в зазоре между контактами, меньше длины диффузии электронов при взаимодействии с фононами [78].

Выше был описан процесс изменения сопротивления тонкой пленки с момента поглощения ТГц излучения до момента релаксации системы до изначального состояния. Теперь нужно зафиксировать скачок сопротивления болометра. Для этого есть несколько способов: режим управления напряжением смещения, режим управления транспортным током и режим управления сверхпроводящим туннельным переходом (STJ-bias). В режиме, управления напряжением смещения, к пленке NbN прикладывается постоянное напряжение смещения, и измеряется изменение тока. В режиме, управления током, через пленку NbN пропускается постоянный ток и регистрируется изменение напряжения. В режиме управления сверхпроводящим туннельным переходом, для измерения изменения сопротивления NbN используется сверхпроводящий туннельный переход, смещенный вблизи напряжения зазора.

Далее следует один важный момент. На рис. 1.5 показано семейство ВАХ – кривых НЕВ – болометра. Кривые построены при различных значениях U_{heat} – напряжения внешнего резистивного элемента. Резистивный элемент с помощью дополнительного напряжения удерживает температуру болометра в пределах необходимых для поддержания процесса показанного на рис. 1.4. Если снова обратиться к рис. 1.5 можно увидеть выделенную квадратную область. Внутри этой области существуют точки, в которых болометр работает практически стабильно и более того одна из этих точек – точка, обладающая минимальной шумовой температурой, а значит минимальными шумами. При этом расположение рабочей области качественно объясняется практически фиксированным значением транспортного тока I (мкА) для данной кривой и относительно небольшими значениями U_b . Дальнейшее увеличение напряжения смещения приводит к сильным скачкам транспортного тока, что негативно влияет на чувствительность НЕВ – болометра. В конце следует отметить, что НЕВ – болометры имеют следующие характерные параметры: $NEP \sim 10^{-12}$ Вт/Гц^{1/2}, $\tau_{res} \sim 35$ пс, $\eta \sim 13$ кВ/Вт.

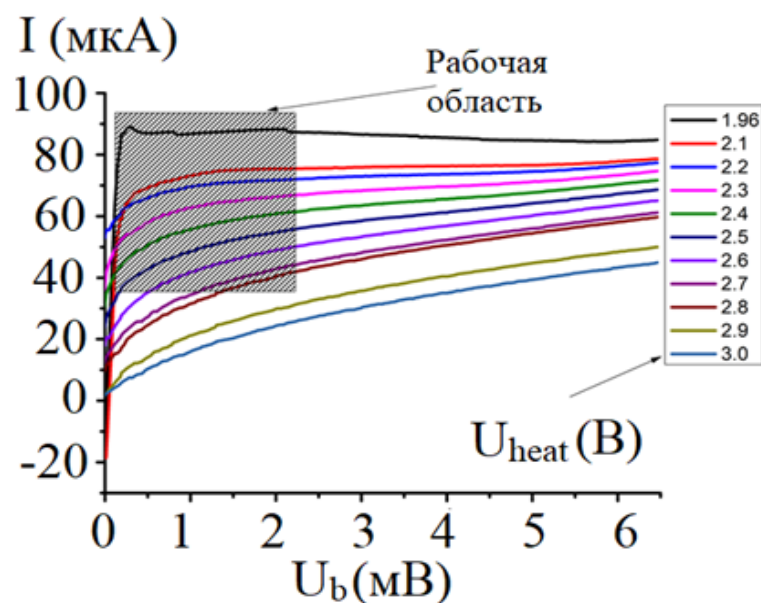


Рисунок 1.5. Вольт – амперная характеристика НЕВ – болометра при различных напряжениях резистивного нагревателя. Затемненная область содержит оптимальную рабочую точку болометра (точка с наименьшей шумовой температурой.)

Лазерно-индуцированное детектирование. В этой группе будут рассмотрены два больших отдельных типа детекторов: фотопроводящие антенны – детекторы; нелинейно – оптические и электрооптические кристаллы – детекторы.

Фотопроводящие антенны – детекторы. В данном типе устройств процесс детектирования ТГц излучения в общем смысле практически зеркален процессу излучения ТГц сигналов фотопроводящими антеннами – генераторами. Отличие состоит лишь в том, что в процессе генерации напряжением смещения является постоянное поле внешнего источника (генератора). В то время как в процессе детектирования роль напряжения смещения играет само ТГц поле [38]. Достаточно простое и общее объяснение процесса детектирования в данном типе приборов может произвести обманчивое впечатление, так как фотопроводящие антенны – детекторы имеют, возможно, самое разнообразное количество конструкторских модификаций и вариаций физических особенностей детектирования, среди других типов ТГц детекторов [79]. Ниже будут рассмотрены лишь некоторые из возможных модификаций.

И первой, возможно, самой распространенной модификацией фотопроводящей антенны – детектора (и генератора тоже) является нанесенная

на поверхность пленки/подложки фотопроводящего детектора плазмонная структура. Так, например, в работе [80] авторы использовали фотопроводящую антенну – детектор с большой апертурой для нанесения на ее фотоактивный поверхностный слой массива плазмонных нанорезонаторов. Назначение данных структур – повышение эффективности поглощения лазерной накачки, то есть увеличение вероятности преобразования лазерного фотона в электрон проводимости, что в целом увеличивает фототок. Также в выше рассмотренной работе указывается, что плазмонные нанорезонаторы имеют высокое темновое сопротивление, что указывает на низкое значение темнового тока. На рисунке 6 показан результат сочетания увеличенного фототока и заниженного темнового тока. На спектре рисунка 6 отчетливо видно, что отношение сигнал/шум у фотопроводящего детектора усиленного плазмонными нанорезонаторами составляет практически рекордное значение: $SNR > 100$ дБ. Однако если увеличивать мощность падающей накачки, то в какой-то момент поле накачки, ограниченное в нанорезонаторах станет экранирующим полем, которое будет подавлять рост чувствительности при дальнейшем увеличении мощности накачки. Еще одним примером модификации, использующей плазмонные структуры, может служить недавняя работа [81].

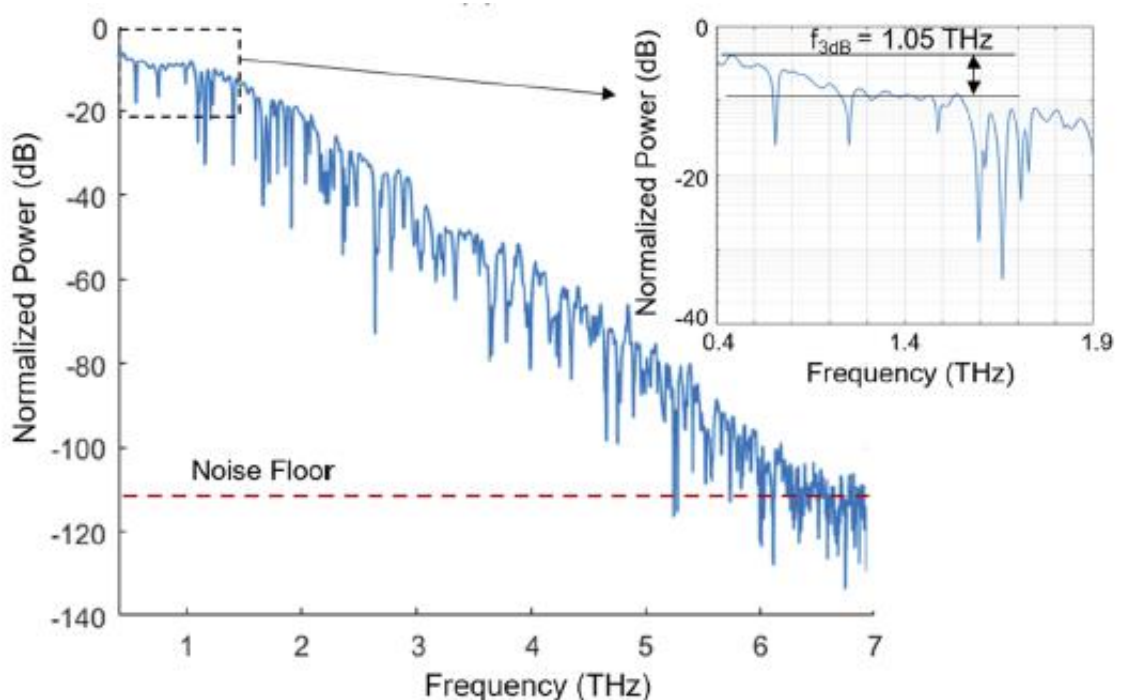


Рисунок 1.6. Спектр отношения сигнал/шум. Рисунок взят из статьи по ссылке [80].

Результатом исследования стала презентация фотопроводящего детектора с поверхностными плазмонными структурами. Эти структуры представляли из себя массив нано выемок в виде полос в пленке InSb, выращенной на подложке GaAs. Падающее на плазмонную структуру терагерцовое поле возбуждает поверхностные плазмон – поляритоны, которые усиливают оптическое излучение, поглощаемое пленкой InSb. Тем самым большее количество электронов становятся неравновесными и тем самым возрастает величина фототока, что в конечном итоге увеличивает величину сигнала детектора. Утверждается, что значение эквивалентной мощности шума у рассматриваемого фотопроводящего детектора: $NEP \sim 10^{-14} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$. При этом устройство работает при комнатной температуре. В следующей работе [82] в качестве возбуждаемого фотопроводящего материала антенны используется тонкая пленка InGaAs. Ширина запрещенной зоны InGaAs составляет 1.55 мкм, что дает потенциальную возможность совместного использования фотопроводящей антенны на базе InGaAs с телекоммуникациями. Авторы публикации также наносили плазмонную структуру на поверхность антенны. При этом дается развернутое обоснование почему вместо носителей заряда с коротким временем жизни нужно использовать носители заряда с коротким временем прохождения зазора между электродами. Ответ состоит в следующем: чтобы создать носителей заряда с коротким временем жизни, нужно вводить в фотопроводящую пленку различные дефекты, на которых рассеиваются носители заряда, что уменьшает время отклика детектора с одной стороны, но также уменьшает подвижность носителей заряда, и как следствие падает величина фототока, и тем самым снижается чувствительность детектора. Однако если использовать поверхностные плазмоны, которые усиливают оптическое излучение, увеличивается количество неравновесных электронов. Увеличение количества неравновесных электронов приводит к увеличению заполнения межэлектродного пространства. Это в свою очередь увеличивает количество неравновесных электронов находящихся ближе к электродам и тем самым

уменьшается время прохождения межэлектродного пространства, что приводит к уменьшению времени отклика детектора без потери подвижности неравновесных носителей заряда. При этом дополнительным нюансом в случае InGaAs является малое по сравнению с GaAs сопротивление, и как следствие увеличенное влияние шума Найквиста в случае InGaAs. Учет выше сказанного и подбор минимально возможной площади занимаемой между электродами позволил поднять значение SNR до 122 дБ.

Ранее было указано, что дефекты кристаллической решетки фотопроводящей антенны оказывают негативное влияние на чувствительность детектора. Тем не менее, в работе [83] исследуются предельные режимы работы фотопроводящей антенны на подложке GaAs и содержащей квантовые точки InAs. Отмечается, что квантовые точки, как и другие дефекты сокращают время жизни носителей заряда. Однако с другой стороны, хоть квантовые точки являются дефектами для кристаллической решетки фотопроводящей антенны, сами по себе, квантовые точки – бездефектные объекты. Поэтому совокупность квантовых точек образует идеальную кристаллическую решетку. Учитывая выше сказанное, можно сделать вывод, что квантовые точки не оказывают подавляющего эффекта на подвижность носителей заряда.

Выше были рассмотрены лишь некоторые, но при этом практически новейшие модификации фотопроводящих антенн, имеющих различные по составу активные области детектирования и работающих с разными длинами волн накачки. Поэтому теперь можно перейти к описанию электрооптического детектирования ТГц излучения.

Электрооптическое детектирование. Для начала следует остановиться на методе электрооптического детектирования ТГц поля, основанном на модуляции двулучепреломления в электрооптических кристаллах [84]. Пусть ТГц поле и фемтосекундный лазерный (оптический) импульс одновременно распространяются в кристалле. ТГц поле, в общем случае, вызывает модуляцию эллипсоида показателей преломления. При этом изменение величины ТГц сигнала приводит к линейному изменению показателей преломления (эффект

Поккельса). Следствием модуляции показателей преломления, является возникновение разности фаз между компонентами (проекциями на оптические оси) лазерного излучения, что вызывает поворот поляризации лазерного импульса. Изменение поворота поляризации, в самом простом случае, регистрируется с помощью анализатора. Предыдущий метод базировался на использовании линейного оптического эффекта. Теперь более подробно следует рассмотреть нелинейно – оптические методы электрооптического детектирования. Пусть теперь ТГц сигнал и лазерное излучение распространяются в среде с квадратичной нелинейностью. В результате нелинейно – оптического смещения спектральных компонент оптического и ТГц сигналов, поле оптический импульса на выходе кристалла можно представить в виде суммы поля на входе и нелинейной добавки [85, 86]. Данный результат был получен в приближении заданной накачки и с учетом прозрачности кристалла. В случае если нелинейное слагаемое много меньше амплитуды поля на входе кристалла, то оптическое излучение на выходе можно представить, как произведение 2ω экспоненциальных множителей и оптического излучения на входе кристалла. Один множитель отвечает за амплитудную модуляцию, а второй – за фазовую модуляцию. Исходя из выше сказанного есть две возможности для регистрации ТГц сигнала. Первый вариант – регистрация за счет фазовой модуляции оптического импульса. В этом случае необходимо, чтобы кристалл имел несколько компонент нелинейной восприимчивости, участвующих в нелинейно – оптическом взаимодействии. Вторым вариантом – регистрация ТГц излучения за счет амплитудной модуляции оптического импульса реализуется при наличии одной ненулевой компоненты квадратичной восприимчивости. Также необходимо отметить, что эффективность нелинейно – оптического взаимодействия зависит от условий фазового синхронизма. Например, коллинеарная схема детектирования ТГц излучения в ниобате лития не осуществима в eee - геометрии, так как есть существенная расстройка фазового синхронизма. При этом именно в eee – геометрии, нелинейно – оптическое взаимодействие происходит через χ_{zzz} – компоненту, имеющую

наибольшую величину в ниобате лития и как следствие чувствительность ТГц детектора наибольшая в случае *eee* – геометрии, при прочих равных. Поэтому для преодоления ограничения, продиктованного фазовой расстройкой, используются кристаллы с периодической [87] или аperiodической [88] доменной структурой. Данная модификация создают условия для возникновения квазисинхронизма, что повышает чувствительность электрооптического детектирования, но при этом сужает спектр регистрируемого ТГц излучения. Альтернативным способом выполнения условий фазового синхронизма в ниобате лития, как было отмечено ранее, является Черенковская схема электрооптического детектирования, снижающая потери принимаемого ТГц излучения за счет использования схемы бокового введения ТГц сигнала [89].

В целом методы электрооптического детектирования обладают чувствительностью к фазе ТГц излучения (регистрация фазовой модуляции, схема Черенкова), довольно высокой безэнерционностью. Также, например в случае использования Черенковской схемы детектирования, ограничением сверху для регистрируемого диапазона частот является длительность импульса, что при использовании лазера с длительностью 100 фс позволяет потенциально регистрировать ТГц излучение на 10 ТГц спектральном интервале. Другие ограничения зависят дисперсионных свойств среды в которой распространяется ТГц поле.

1.3. Определения и критерии неклассического состояния излучения

Как было отмечено ранее, изучение полей с высокой степенью корреляций, в частности, бифотонного поля, является важной задачей для многих приложений. Более подробное рассмотрение приложений будет дано в разделе 1.4. Бифотонное поле является частным случаем неклассического света. Есть несколько подходов к определению понятия неклассического света. Первый подход основан на свойствах весовой функции, описывающей распределение

поля по когерентным состояниям. Пусть $|z\rangle$ - когерентное состояние одномодового поля ($z = z' + iz''$). Если $\hat{\rho}$ - оператор плотности, описывающий одномодовое электромагнитное поле в произвольном квантовом состоянии, его можно представить в виде:

$$\hat{\rho} = \int P(z) |z\rangle \langle z| d^2z . \quad (1.1)$$

Впервые данное представление было введено независимо Глаубером [90] и Сударшаном [91]. Так как $\hat{\rho}$ - эрмитов оператор, то $P(z) \in R$ - действительная функция и, при условии $Tr(\hat{\rho}) = 1$, имеем $1 = Tr(\int P(z) |z\rangle \langle z| d^2z) = \int P(z) d^2z$. Можно видеть, что $P(z)$ - функция плотности вероятности при выполнении двух условий:

- 1) $P(z)$ – функция не менее регулярная, чем δ – функция.
- 2) $P(z) > 0$.

Определение №1

Неклассический свет – свет, для которого нарушается условие 1) или 2).

В случае нарушения условий выше, функция $P(z)$ называется функцией распределения квазивероятности и не сводится к классической плотности вероятности. В эксперименте $P(z)$ не является непосредственно наблюдаемой величиной. Однако в работе [92] удалось из экспериментальных данных, полученных путем гомодинного детектирования, реконструировать $P(z)$ для детектируемой смеси теплового и однофотонного состояний.

Тем не менее, с экспериментальной точки зрения более удобным оказывается другое определение неклассического света.

Пусть за время выборки T (равное времени детектирования) возникает фотоотсчет с равной вероятностью в любом из интервалов $dt \leq T$, а детектируемое излучение имеет распределение по энергиям $P(N)$, где

$N = \frac{E_0^2 V_{coh}}{8\pi\hbar\omega_0}$ – величина энергии падающего излучения, выраженная в

безразмерном виде (E_0 – амплитуда падающего поля, $V_{coh} = A_{coh} c\tau_{coh}$ – объем

когерентности, пропорциональный произведению площади когерентности A_{coh} и времени когерентности $\tau_{coh} \sim (\Delta\omega)^{-1}$, где $\Delta\omega$ – ширина спектра падающего излучения, ω_0 – центральная частота падающего излучения). По сути N – количество фотонов в моде и набор значений N – дискретный. Однако пока предполагается, что излучение имеет непрерывный набор N . Также допускается, что $V_{det} \leq V_{coh}$, где V_{det} – объем детектирования, то есть можно считать, что падающее излучение одномодовое. Из условий выше вытекает полуклассическая формула Манделя [93], связывающая закон распределения фотоотсчетов с распределением падающего излучения по энергиям:

$$P(m) = \frac{1}{m!} \int_0^{+\infty} (\eta N)^m e^{-\eta N} P(N) dN, \quad (1.2)$$

где η – коэффициент пропорциональности между N и m – числом фотоотсчетов. В случае, если $\langle N \rangle$ – среднее число фотонов в моде, то $\langle m \rangle = \eta \langle N \rangle$ и η – квантовая эффективность детектора.

Теперь можно дать следующее определение неклассического света:

Определение №2

Неклассический свет – свет, при детектировании которого возникает распределение фотоотсчетов, не подчиняющиеся соотношению (1.2) при

$$P(N) > 0.$$

Данное определение называется *операциональным* и было введено Д.Н. Клышко в работе [94]. Определения №1 и №2 являются необходимыми и достаточными условиями наблюдения неклассического света.

Несмотря на универсальность Определения №1 и Определения №2, стоит отметить, что в экспериментальных исследованиях используются более простые подходы, дающие достаточные критерии наблюдения неклассического поведения света. Ниже перечислены некоторые подходы, которые широко используются при детектировании неклассического света.

Проанализируем эксперимент, близкий к эксперименту Хэнбери Брауна и Твисса [95]. Пусть имеется источник излучения, полупрозрачный светоделитель

(ДЗ), два фотоприемника (ФП, например, ФЭУ, регистрирующих фотоотсчеты), назовем их «сигнальный» и «холостой», усилители (У) и коррелятор (Рис. 1.7).

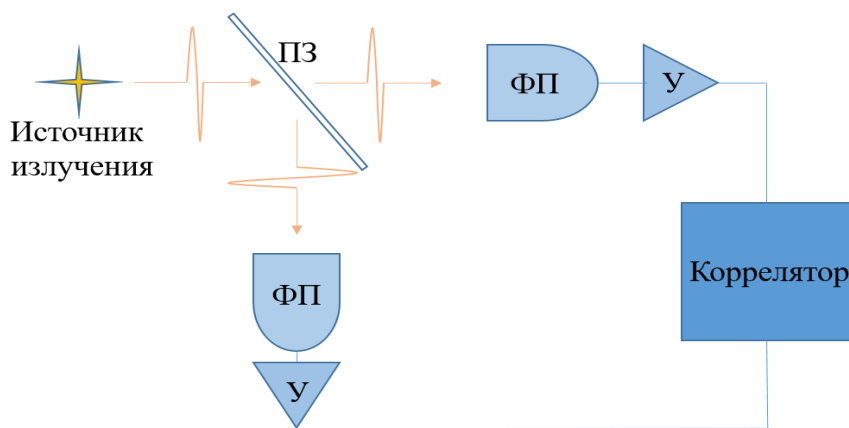


Рис. 1.7 Простейшая схема наблюдения корреляций.

Первый подход основан на измерении нормированной корреляционной функции 2го порядка по интенсивности:

$$g^{(2)} = \frac{\langle J_s J_i \rangle}{\langle J_s \rangle \langle J_i \rangle} = \frac{\langle I_s I_i \rangle}{\langle I_s \rangle \langle I_i \rangle}, \quad (1.3)$$

где J_s, J_i – фототоки сигнального и холостого детекторов, возникшие в результате поглощения интенсивностей I_s, I_i . При этом фототок и суммарная интенсивность излучения, попавшая в апертуру фотоприемника, связаны коэффициентом чувствительности детектора.

Также используется другая форма для записи соотношения (1.3) и измерения нормированной корреляционной функции 2го порядка с помощью детекторов-счетчиков единичных фотонов:

$$g^{(2)} = \frac{\langle m_s m_i \rangle}{\langle m_s \rangle \langle m_i \rangle} = \frac{\langle N_s N_i \rangle}{\langle N_s \rangle \langle N_i \rangle}, \quad (1.4)$$

где m_s, m_i – числа фотоотчетов сигнального и холостого детекторов, возникших в результате поглощения фотонов N_s, N_i . Известно, что среднее число фотоотчетов прямо пропорционально зависит от среднего числа детектируемых фотонов, где коэффициент пропорциональности – квантовая эффективность детектора. Также стоит отметить, что (1.3) больше подходит для описания

детектирования в аналоговом режиме. При этом (1.4) описывает режим счета фотонов, что обычно подразумевает наличие блоков счета одноэлектронных импульсов и их совпадений.

Теперь можно рассмотреть примеры использования $g^{(2)}$. В случае регистрации одномодового излучения, не имеющего флуктуаций числа фотонов, $g^{(2)}$ имеет следующий вид:

$$g^{(2)} = 1 - \frac{1}{\langle \hat{N} \rangle} \quad (1.5)$$

Где $\langle \hat{N} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ – квантовое среднее для оператора числа частиц, то есть среднее число фотонов в моде излучения. Такой вид корреляционной функции появляется в процессе регистрации фоковских состояний. Видно, что $g^{(2)} < 1$ – и это случай *антигруппировки фотонов в исходном излучении*, и излучение с такой величиной $g^{(2)}$ является неклассическим.

В случае бифотонного поля, возникающего в частотно-вырожденном двухмодовом однопроходном параметрическом усилителе (ОПУ), $g^{(2)}$ имеет следующую форму зависимости от среднего числа фотонов:

$$g^{(2)} = 2 + \frac{1}{\langle \hat{N} \rangle} \quad (1.6)$$

Для двухмодового ОПУ получается, что $g^{(2)} > 2$ – и это критерий неклассического света в данном случае. Также рассмотренный выше процесс относится к случаю *сверхгруппировки фотонов* [96]. Следует отметить, что при квантовом описании процесса в ОПУ и других близких процессов, выражение (1.6) нарушает неравенство Коши – Шварца [97 –99], которое не нарушается при классическом описании свойств излучения.

Следующим, удобным и также операциональным критерием достаточности неклассического поведения излучения, является величина фактора Фано [100, 101]

$$F_{Fano} = \frac{Var(\hat{N})}{\langle \hat{N} \rangle}, \quad (1.7)$$

где $\langle \hat{N} \rangle$ - среднее от оператора числа фотонов в моде, $Var(\hat{N})$ – дисперсия числа фотонов в моде. Если $F_{Fano} < 1$ – поле имеет субпуассоновскую статистику и в этом случае излучение является неклассическим. Например, фактор Фано для фоковского состояния, в силу определения, тождественно равен 0.

В случае регистрации сигнального и холостого излучения, генерируемого при параметрическом рассеянии света в режиме высокого усиления, часто как параметр неклассичности рассматривают фактор подавления шума (“noise reduction factor”, NRF) [102]:

$$NRF = \frac{Var(\hat{m}_-)}{\langle \hat{m}_+ \rangle}, \quad (1.8)$$

где $\langle \hat{m}_\pm \rangle = \langle \hat{m}_s \rangle \pm \langle \hat{m}_i \rangle = \eta_s \langle \hat{N}_s \rangle \pm \eta_i \langle \hat{N}_i \rangle$ – средние значения суммы/разности фотоотчетов детекторов в двух регистрируемых каналах, η_s, η_i – квантовые эффективности сигнального и холостого каналов соответственно, $Var(\hat{m}_-)$ – дисперсия разности фотоотчетов в сигнальном и холостом каналах. Если $NRF < 1$ – поле считается неклассическим.

1.4. Исследования свойств бифотонного поля спонтанного параметрического рассеяния света в оптическом и терагерцовом диапазонах

Спонтанное параметрическое рассеяние света (СПР) – процесс когерентного рассеяния фотона накачки на сигнальный (s – “signal”) и холостой фотоны (i – “idler”) в нелинейных средах с квадратичной (по полю) восприимчивостью. Экспериментальное обнаружение спонтанного параметрического рассеяния света было представлено независимо в работах [103

–105]. Первое теоретическое предсказание СПР было дано Д. Н. Клышко в работе [106].

Энергия и импульс сигнального и холостого фотонов связаны между собой законами сохранения энергии (в стационарном случае) и импульса в виде:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1.9)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \Delta\mathbf{k} \quad (1.10)$$

где $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ – частоты накачки, сигнального и холостого излучения, $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ – соответствующие волновые вектора. Также $\Delta\mathbf{k}$ – волновой вектор расстройки фазового синхронизма, величина которого обратно пропорциональна линейным размерам кристалла. Существуют различные модели для описания СПР. Самая простая модель описания СПР основана на использовании теории возмущения в дипольном приближении для случая прозрачной среды [107]. Теория возмущений применима в спонтанном режиме параметрического рассеяния, так как количества сигнальных и холостых фотонов не хватает для существенного вклада в первичный процесс передачи энергии фотона накачки в сигнальные и холостые фотоны. Так как СПР – трехфотонный процесс, то нужно искать решение в 3 порядке теории возмущения. Однако для описания СПР используется эффективный гамильтониан возмущения, пропорциональный произведению напряженностей взаимодействующих полей:

$$\hat{H}(t) = - \int_V d^3\mathbf{r} \chi^{(2)} E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) + c.c. \quad (1.11)$$

где V – объем нелинейно – оптического взаимодействия, $\chi^{(2)}$ – эффективное значение тензора квадратичной восприимчивости, $E_p(\mathbf{r}, t)$ – поле накачки, $\hat{E}_s(\mathbf{r}, t), \hat{E}_i(\mathbf{r}, t)$ – операторы сигнального и холостого поля. Верхние индексы для полей обозначают положительно- и отрицательно-частотные части полей. Преобразование первичной формы гамильтониана возмущения к виду (1.11) позволяет использовать первый порядок теории возмущения. Если предположить, что накачка – плоская монохроматическая волна и поперечный

размер кристалла неограничен, имеем следующие соотношения для вектора-состояния поля СПР:

$$|\psi\rangle = |vac\rangle + \sum_{\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i} F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) |1\rangle_{\mathbf{k}_s} |1\rangle_{\mathbf{k}_i}, \quad (1.12)$$

$$F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = -i\beta \exp(i \frac{\Delta k_z L}{2}) \sin c(\frac{\Delta k_z L}{2}), \quad (1.13)$$

где $\Delta k_z = k_s \cos(\theta_s) + k_i \cos(\theta_i) - k_p \cos(\theta_p)$ – продольная расстройка фазового синхронизма, включающая в себя только продольные компоненты волновых векторов (вдоль направления нормали к поперечному сечению кристалла), β – коэффициент параметрического усиления, зависящий от параметров кристалла, накачки, сигнальной и холостой частоты. Если $\beta \ll 1$ – параметрическое рассеяние протекает в спонтанном режиме, что и является условием малого количества сигнальных и холостых фотонов. Функцию $F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ называют амплитудой бифотона. Теперь можно получить выражения для средних чисел фотонов в сигнальной и холостой модах [107]:

$$\langle \hat{N}_s \rangle = \langle \psi | \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s | \psi \rangle = \sum_{k_i} |F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2, \quad (1.14)$$

$$\langle \hat{N}_i \rangle = \langle \psi | \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i | \psi \rangle = \sum_{k_s} |F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2, \quad (1.15)$$

а также корреляционный момент для чисел фотонов

$$\langle \hat{N}_s \hat{N}_i \rangle = \langle \psi | \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i | \psi \rangle = |F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2. \quad (1.16)$$

Зная (1.14), (1.15), (1.16) можно получить выражение для нормированной корреляционной функции второго порядка бифотонного поля $g^{(2)}$, определяемой общим соотношением (1.4), в рассмотренном простейшем случае плоской волны накачки, непоглощающего и бесконечного в поперечных направлениях кристалла:

$$g^{(2)} = \frac{|F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2}{\sum_{k_i} |F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2 \times \sum_{k_s} |F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)|^2}. \quad (1.17)$$

Из 1.13 – 1.17 следует простая оценка: $g^{(2)} \sim 1/\beta^2$ (далее в работе данная оценка будет уточнена), откуда при $\beta \ll 1$, $g^{(2)} \gg 2$, то есть СПР может являться источником высоко коррелированного неклассического света. В случае $\beta \gg 1$ – параметрическое рассеяние переходит в вынужденный режим (ВПП) и по критерию $g^{(2)} > 2$ поле ВПП не может считаться неклассическими. Однако, если $NRF < 1$ – поле ВПП – неклассическое [108]. Ниже будут рассматриваться экспериментальные зависимости и свойства $g^{(2)}$ и NRF ,

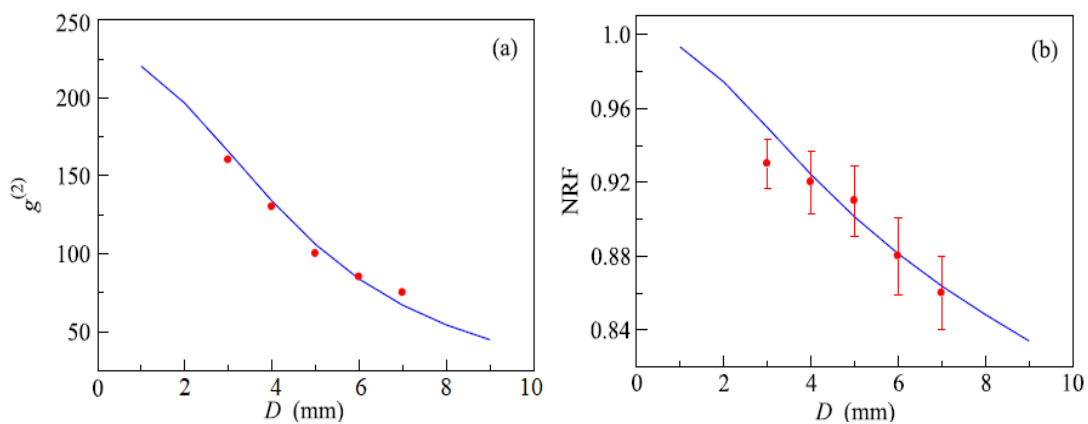


Рис. 1.8 Графики $g^{(2)}$ и NRF от диаметра диафрагмы. Рисунок взят по ссылке [109]

так они часто измеряются в паре, и имеют наиболее интересные применения. Поэтому необходимо рассмотреть работы [109 – 111]. В работе [109] авторы собрали установку для измерения корреляций, используя в качестве накачки 3ю гармонику Nd: YAG лазера, попадающую на кристалл ВВО. Генерация бифотонов происходила в коллинеарной геометрии в частотно – вырожденном случае, то есть сигнальный и холостой фотоны имели оптическую частоту. После кристалла накачка отсекается зеркалом, а сигнальный и холостой фотоны фокусировались на лавинные фотодиоды. Далее сигналы с фотодиодов поступают на формирователь импульсов, который анализировался схемой совпадений. Измерения управлялись с помощью генератора строба, который запускается рип – диодом, тем самым создавая окна детектирования размером в 10 нс., что снижает уровень шума на несколько порядков. Одним из примеров результата эксперимента [109] является рисунок 1.8. на котором два графика. Оба графика растут с уменьшением диаметра диафрагмы. Это связано с

увеличением числа мод для рисунка 1.8(a) и с ростом потерь при прохождении оптического тракта для рисунка 1.8(b). Также в [109] было подтверждено, что $g^{(2)}$ меняется обратно пропорциональна коэффициенту параметрического усиления, тогда как NRF – не меняется с изменением фотоотчетов за импульс. Качественно данный факт описывается тем, что для величины NRF важным оказывается не общее количество фотоотчетов, в принципе, а именно разница в количестве фотоотчетов между сигнальным и холостым каналом, а значит важным фактором становятся потери.

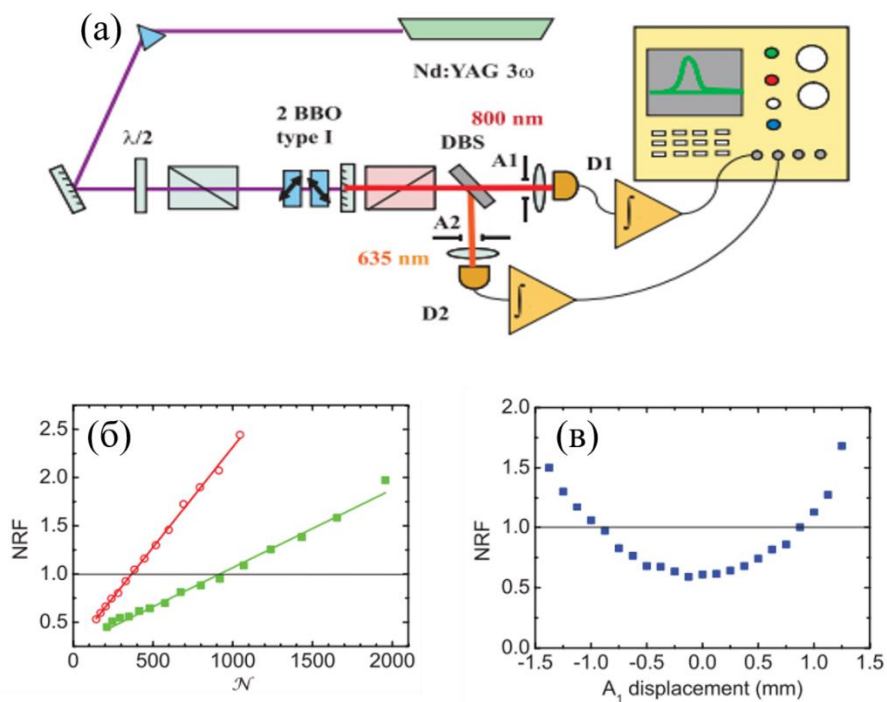


Рис.1.9 (а) установка для наблюдения яркого сжатого вакуума, (б) зависимость величины NRF от смещения апертур в случае согласованной начальной позиции апертур (зеленая линия и с начальным смещением 500 микрон (красная), (в) зависимость значения NRF от взаимного расположения детектора и апертуры. Рисунок взят из работы по ссылке [110]

В следующей работе [110] успешно сгенерировали яркий сжатый вакуум и показали, что NRF – эффективно заменяет $g^{(2)}$. Например, на рисунке 1.9(a) показана экспериментальная установка для измерения яркого сжатого вакуума. Один из главных элементов в установке данного эксперимента – подвижные апертуры (A1 и A2) перед детекторами. На рисунке 1.9(b) показаны 2 кривые: зеленая кривая положения апертур согласованы, поэтому их общий сдвиг, влияет

на ухудшение значения NRF слабее, чем случай красной линии – начальный сдвиг между апертурами 500 микрон. И далее рисунок 1.9(с) показывает зависимость NRF от относительного смещения апертуры и детектора. Видно, что малейший сдвиг апертур приводит к росту NRF , тем самым можно сделать вывод о крайней чувствительности NRF рассогласованию угловых мод. Выше были рассмотрены некоторые свойства $g^{(2)}$ и NRF на примерах исследований со сжатым вакуумом. Здесь стоит упомянуть, что сжатый вакуум – состояние поля с 0 средним значением величины поля и с коррелированными среднеквадратичными отклонениями (дисперсиями) полевых квадратур [111]. Если все-таки среднее число не равно 0 или даже много больше 1, то такое состояние называют ярким сжатым вакуумом. Далее стоит обсудить области использования высококоррелированных бифотонных полей. Раньше всего такие области появились для использования оптико – оптических бифотонов, и соответственно, больше всего исследованы свойства оптико – оптических бифотонов. Бифотонные поля используются во многих перспективных квантовых областях и приложениях, таких как: квантовая связь и вычисления [112, 113], метрология [114] до различных типов квантовой спектроскопии, визуализации и зондирования [115-118]. Вместе с тем, процесс СПР способен генерировать бифотоны и в других спектральных диапазонах. Большой интерес для продвижения квантовых технологий в терагерцовый (ТГц) диапазон частот представляют так называемые оптико-терагерцовые бифотоны, генерируемые при сильно-невырожденном по частотам СПР [119-121, А1-А10]. При этом каждый бифотон состоит из одного фотона оптической («сигнальной») частоты, близкой к частоте лазерной накачки нелинейного процесса, и одного фотона терагерцовой («холостой») частоты, имеющего почти на 2 порядка меньшую энергию.

В последнее время был опубликован ряд пионерских работ по применению оптико-терагерцовых бифотонных полей в ТГц спектроскопии [122,123,124], квантовом зондировании [125,126] и фотометрии [127,128]. Однако до сих пор весь экспериментальный прогресс в этом направлении был связан с

регистрацией излучения только оптического сигнала, частотно-угловые характеристики которого связаны с параметрами его терагерцового спутника. Одна из основных сдерживающих причин уже упоминалась – это большие трудности в создании ТГц приемников, которые могут работать в режиме однофотонного детектирования и потенциально позволяют использовать высокоскоростные схемы совпадений. Измерения терагерцовой составляющей поля СПР были проведены впервые сравнительно недавно и опубликованы в работах [129, А1-А3, А6-А8]. Была предложена схема, в которой достаточно слабые потоки ТГц фотонов, генерируемые в условиях СПР, детектировались с помощью высокочувствительного аналогового детектора, ТГц сверхпроводникового болометра Scontel [130].

Вместе с тем, для большого числа квантово-оптических приложений, которые обладают большими перспективами и могли бы быть очень полезными в ТГц диапазоне, таких как калибровка квантовой эффективности и спектральной чувствительности детекторов, получение изображений с помощью однопиксельного детектора, создание источников единичных ТГц фотонов и других, важно непосредственное измерение нормированной корреляционной функции второго порядка для бифотонного поля $g^{(2)}$. Исследования данной диссертационной работы [А1, А2, А6-А8], о которых пойдет речь в Главах 2 и 3, стали первыми по экспериментальной разработке данной темы. Теоретические работы диссертации [А4, А5, А9, А10] продолжили теоретические исследования корреляций оптико-терагерцовых бифотонных полей, ранее проведенные без учета многомодового характера процесса параметрического рассеяния [131], либо в пренебрежении эффектами, связанными с наличием тепловых флуктуаций поля и поглощением на ТГц частотах [119].

Глава 2.

Теоретическое исследование корреляционных параметров оптико-терагерцовых бифотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света

2.1 Расчёт элементов матрицы рассеяния нелинейного кристалла

Для расчёта параметров излучения оптико-терагерцовых бифотонов, возникающих в процессе СПР (интенсивности, нормированной корреляционной функции 2-го порядка и т.д.) необходимо установить связь между операторами рождения и уничтожения на входе и выходе нелинейного кристалла в модах оптического сигнального (“signal”, далее все параметры этих волн помечены индексом “s”) и терагерцового холостого (“idler”, индекс “i”) излучения. В квантовой оптике такая связь устанавливается в форме преобразований Боголюбова, линейно связывающих операторы рождения и уничтожения во входных и выходных модах излучения СПР. Коэффициенты линейной связи составляют матрицу рассеяния кристалла [94]. Данные преобразования являются решением уравнений Гейзенберга для полевых операторов, аналогичных уравнениям для медленно меняющихся амплитуд (ММА) полей сигнальных и холостых мод в классической нелинейной оптике.

Для получения элементов матрицы рассеяния в данной работе был рассмотрен случай СПР пространственно-ограниченной накачки с гауссовой формой профиля в нелинейной среде, которую можно считать поперечно-неограниченной, причем учитывалось возможное поглощение излучения как в холостых, так и в сигнальных модах. Исследование многомодового характера процесса генерации оптико-терагерцовых бифотонов проводилось для распределения поля накачки вида $E_p(\mathbf{r}_\perp, z, t) = A_0 e^{-r_\perp^2/w_p^2} e^{ik_{pz}z - i\omega_p t}$ (все параметры поля накачки здесь и далее помечены индексом “p”). Кристалл считался не длиннее глубины области фокальной перетяжки накачки, поэтому пространственное разложение на плоские волны (моды) поля накачки рассматривалось в виде

$$E_p(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \int \frac{A_0 w_p^2}{4\pi} e^{-\frac{w_p^2 \mathbf{k}_\perp^2}{4}} e^{i\mathbf{k}_{p\perp} \mathbf{r}_\perp + ik_{pz}z - i\omega_p t} d\mathbf{k}_{p\perp}, \quad (2.1)$$

где w_p - поперечный радиус накачки, r_\perp, z – координаты, перпендикулярные и параллельные нормали к входной поверхности кристалла (считаем, что входная и выходная плоскости кристалла параллельны друг другу), A_0 - амплитуда накачки, $\mathbf{k}_{p\perp}$ - поперечная проекция волнового вектора накачки,

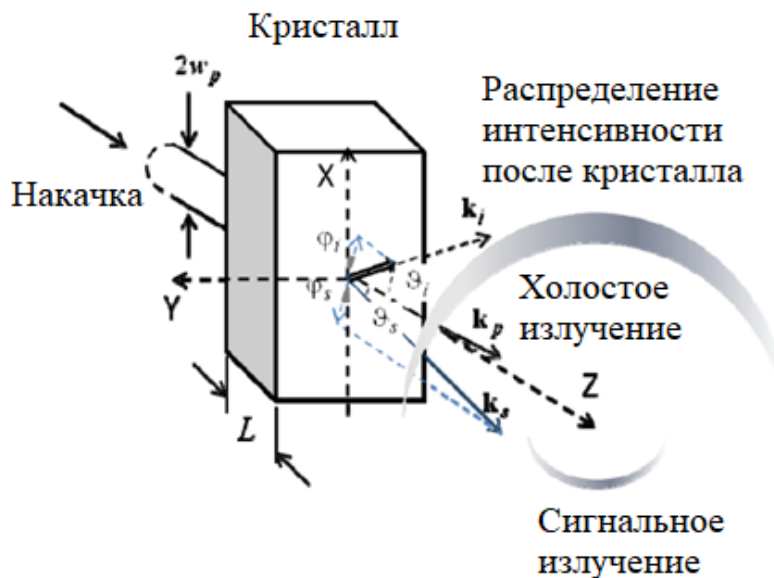


Рис.2.1. Схема к расчету ориентаций пространственных направлений накачки, сигнального и холостого излучения, рождаемого в нелинейно-оптическом кристалле длиной L .

связанная условием пространственного синхронизма с сигнальным $\mathbf{k}_{s\perp}$ и холостым $\mathbf{k}_{i\perp}$ поперечными проекциями волновых векторов:

$$\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp} = \mathbf{k}_{p\perp} \quad (2.2)$$

(Рис. 2.1). Условие точного поперечного синхронизма 2.2) для каждой тройки плоских волн (мод) выполняется в силу неограниченного размера кристалла в поперечной плоскости. При этом излучение каждой моды одного канала (например, сигнального) участвует в параметрическом взаимодействии с целым спектром мод противоположного канала (холостого – для выбранного примера) через соответствующие пространственные моды накачки, определяемые соотношением (2.2).

Уравнения, описывающие изменения средних от операторов рождения и уничтожения полей в сигнальных и холостых модах СПР по мере распространения в кристалле, имеют вид [A5]:

$$\frac{d\langle a_{k_s}(z) \rangle}{dz} + \mu_{k_s} \langle a_{k_s}(z) \rangle = i \sum_{k_i'} \int \gamma_{k_p k_s k_i'} \langle a_{k_i'}^+(z) \rangle e^{i\Delta k_{z,psi'} z} \delta(\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i'\perp} - \mathbf{k}_{p\perp}) d\mathbf{k}_{p\perp}, \quad (2.3)$$

$$\frac{d\langle a_{k_i}^+(z) \rangle}{dz} + \mu_{k_i} \langle a_{k_i}^+(z) \rangle = -i \sum_{k_s'} \int \gamma_{k_p k_s' k_i}^* \langle a_{k_s'}(z) \rangle e^{-i\Delta k_{z,ps'i} z} \delta(\mathbf{k}_{s'\perp} + \mathbf{k}_{i\perp} - \mathbf{k}_{p\perp}) d\mathbf{k}_{p\perp}. \quad (2.4)$$

Здесь учитывается приближение ММА и классической заданной накачки.

$$\gamma_{k_p k_s k_i} \equiv \frac{2\pi\omega_s\omega_i}{c^2 \sqrt{k_{sz}k_{iz}}} E_p \chi^{(2)} - \text{коэффициент параметрического взаимодействия, } E_p -$$

амплитуда соответствующей моды поля накачки,

$$k_{s,iz} = k_{s,iz} \cos(\theta_{s,i}) = \frac{n_{s,i}\omega_{s,i}}{c} \cos(\theta_{s,i}) - \text{продольные проекции сигнальных и}$$

холостых волновых векторов на ось OZ, $\omega_{s,i}$ - циклические частоты сигнального и холостого излучения соответственно, $n_{s,i}$ - показатели преломления кристалла

на этих частотах, $\chi^{(2)} = \chi \cos\varphi_s \cos\varphi_i$ - эффективная восприимчивость кристалла

2-го порядка, взятая с учетом угловой зависимости в eee - геометрии нелинейного взаимодействия, $\Delta k_{z,psi} = (k_p - k_s - k_i)_z$ - продольная расстройка

волнового синхронизма, $\mu_{k_{i,s}} = \alpha_{s,i} / 2 \cos(\theta_{s,i})$, $\alpha_{s,i}$ - бугеровские коэффициенты поглощения кристалла (по интенсивности) на соответствующих частотах.

С учетом малости коэффициента параметрического взаимодействия при СПР

$\gamma_{k_p k_s k_i} \ll 1$, данная система уравнений может быть решена аналитически. Решая

данную систему до слагаемых второго порядка малости, получаем следующие выражения, связывающие средние при $z=0$ и $z=L$:

$$\langle a_{k_s}^+(L) \rangle = \sum_{k_s'} U_{k_s k_s'} \langle a_{k_s'}^+(0) \rangle + \sum_{k_i'} U_{k_s k_i'} \langle a_{k_i'}(0) \rangle, \quad (2.5)$$

$$\langle a_{k_i}^+(L) \rangle = \sum_{k_s'} U_{k_i k_s'} \langle a_{k_s'}^+(0) \rangle + \sum_{k_i'} U_{k_i k_i'} \langle a_{k_i'}^+(0) \rangle. \quad (2.6)$$

$$U_{k_s k_s'} = e^{-\mu_{k_s} L} \delta_{k_s k_s'} + \sum_{k_i} \frac{L^2 \gamma_{k_i k_s} \gamma_{k_i k_s'}^*}{2\eta_{k_s k_i}} e^{-\rho_{k_s k_i}} \left[e^{\eta_{k_s' k_i}} \frac{\sinh(\eta_{k_s' k_i} - \eta_{k_s k_i})}{\eta_{k_s' k_i} - \eta_{k_s k_i}} - \frac{\sinh \eta_{k_s k_i}}{\eta_{k_s k_i}} \right] \quad (2.7)$$

$$U_{k_s k_i'} = iL \gamma_{k_i' k_s} e^{-\rho_{k_s k_i'}} \frac{\sinh \eta_{k_s k_i'}}{\eta_{k_s k_i'}} \quad (2.8)$$

$$U_{k_i k_s'} = -iL \gamma_{k_s' k_i}^* e^{-\rho_{k_s' k_i}^*} \frac{\sinh \eta_{k_s' k_i}}{\eta_{k_s' k_i}} \quad (2.9)$$

При этом факторы $\rho_{k_s k_i} \equiv (\mu_{k_i} + \mu_{k_s} - i\Delta k_z) L / 2$, $\eta_{k_i k_s} \equiv (\mu_{k_i} - \mu_{k_s} - i\Delta k_z) L / 2$ и $\gamma_{k_s k_i}$ зависят только от параметров выбранных сигнальной и холостой мод, тогда как параметры соответствующей плоской моды накачки определяются условиями поперечного синхронизма (2.2). Из-за непараксиального характера СПР в сильно невырожденном по частоте режиме приходится учитывать углы волновых векторов, входящие в коэффициенты усиления $\gamma_{k_s k_i}$. Эти коэффициенты могут сильно различаться для различных троек плоской сигнальной, холостой моды и накачки, взятых при одних и тех же частотах сигнального, холостого излучения и накачки.

2.2 Применение нелинейного обобщенного закона Кирхгофа для расчета вторых моментов поля

При наличии собственного поглощения кристалла поле СПР генерируется в смешанном квантовом состоянии. Д.Н. Клышко исследовал эволюцию моментов поля второго порядка для смешанного поляритонного состояния, изучив кинетическое уравнение для его характеристического оператора. В результате сформулированный им нелинейный обобщенный закон Кирхгофа (ОЗК) для параметрического рассеяния света был представлен системой уравнений, связывающих моменты поля второго порядка на входе и на выходе кристалла через элементы матрицы рассеяния [94]. Рассмотрим первое уравнение, которое

дает выражение для среднего числа сигнальных фотонов на выходе нелинейной среды:

$$\begin{aligned} \langle N_{k_s}(L) \rangle = \langle a_{k_s}^{\dagger}(L) a_{k_s}(L) \rangle = \sum_{k_s'} |U_{k_s k_s'}|^2 \langle N_{k_s'}(0) \rangle + \\ + \sum_{k_i'} |U_{k_s k_i'}|^2 \left(\langle N_{k_i'}(0) \rangle - \langle N_T \rangle \right) + \left(\sum_{k_s'} |U_{k_s k_s'}|^2 - 1 \right) (1 + \langle N_T \rangle) \end{aligned} \quad (2.10a)$$

где $\langle N_T \rangle = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_i/k_B T) - 1}$ - среднее число равновесных фотонов в тепловой моде поля на холостой частоте.

Первый член в правой части уравнения (2.10a) отвечает за усиление выходной сигнальной моды за счёт наличия внешней сигнальной моды излучения. Случай наличия внешнего входного излучения на сигнальной частоте выходит за рамки нашей задачи и далее это слагаемое предполагается равным 0. Второе слагаемое отвечает за параметрическое преобразование частоты входного холостого излучения. Населенность $\langle N_{k_i'}(0) \rangle$, индуцированную этим излучением на входе, можно рассматривать как спектральную яркость внешнего источника, измеряемую в квантовых единицах «число фотонов на моду». Результирующий сигнал возникает благодаря классическому эффекту генерации разностной частоты (DFG) $\omega_s = \omega_p - \omega_i$ при падении на нелинейный кристалл двух волн частот ω_p и ω_i . Примечательно, что во второй член, описывающий преобразование частоты в (2.10a), входит только разница между яркостью внешнего источника и эффективной яркостью тепловых флуктуаций. Если яркость холостого источника такая же, как яркость равновесного теплового излучения, дополнительный сигнал, вызванный преобразованием внешнего холостого излучения с повышением частоты, отсутствует. Очевидно, такая же ситуация возникает и при отсутствии на входе в кристалл какого-либо особого источника излучения, кроме теплового излучения всех окружающих материалов. Здесь мы предполагаем, что все они имеют ту же температуру, что и кристалл. Таким образом, второй член описывает параметрическое преобразование,

вызванное превышением над равновесным уровнем. Его можно использовать для нелинейно-оптического детектирования внешнего холостого излучения путем преобразования с повышением частоты в оптический диапазон, где сигнальное излучение легко измеряется обычным фотоприемником. Третий член описывает случай СПР.

Рассмотрим второе уравнение ОЗК, описывающее среднее число фотонов в холостой моде излучения на выходе кристалла:

$$\begin{aligned} \langle N_{k_i}(L) \rangle = \langle a_{k_i}^\dagger(L) a_{k_i}(L) \rangle = \sum_{k_i'} |U_{k_i k_i'}|^2 \left(\langle N_{k_i'}(0) \rangle - \langle N_T \rangle \right) + \\ + \sum_{k_s'} |U_{k_i k_s'}|^2 \langle N_{k_s'}(0) \rangle + \langle N_T \rangle + \sum_{k_s'} |U_{k_i k_s'}|^2 (1 + \langle N_T \rangle). \end{aligned} \quad (2.10b)$$

Здесь первое и второе слагаемые описывают усиление и преобразование частоты входного холостого (характеризуемого $\langle N_{k_i'}(0) \rangle$) и сигнального (характеризуемого $\langle N_{k_s'}(0) \rangle$) излучения соответственно. Аналогично первому и второму членам в (2.10а), эти параметрические процессы связаны с полным числом фотонов излучения на входе и с превышением над тепловыми флуктуациями для случая длинноволнового холостого излучения. При отсутствии специальных источников внешнего входного холостого и сигнального излучения (кроме классического равновесного теплового поля) оба члена не вносят вклада в выходной сигнал. При отсутствии каких-либо специальных источников сигнального или холостого излучения на входе в кристалл (кроме теплового равновесного поля холостых волн при той же температуре, описываемого $\langle N_T \rangle$) полное число выходных холостых фотонов описывается двумя остальными членами в (2.10b). Третье слагаемое в уравнении отвечает за тепловое излучение кристалла и окружающей среды. Последний член описывает спонтанное параметрическое рассеяние на частоте холостой волны.

В нашем рассмотрении отсутствуют входные сигнальные и холостые поля, кроме некоторого теплового излучения окружающих кристалл объектов. В

случае теплового равновесия между кристаллом и его окружением, т. е. когда температуры кристалла и любого приходящего холостого излучения одинаковы, это излучение существенно только на холостых частотах. Тогда рассмотренные два уравнения, а также третье уравнение ОЗК принимают вид:

$$N_s \equiv \langle a_s^+(L)a_s(L) \rangle = \left(\sum_{s'} |U_{ss'}|^2 - 1 \right) (1 + \langle N_T \rangle) \quad (2.11a)$$

$$N_i \equiv \langle a_i^+(L)a_i(L) \rangle = \langle N_T \rangle + \sum_s |U_{is}|^2 (1 + \langle N_T \rangle) \quad (2.11b)$$

$$K_{is} \equiv \langle a_i(L)a_s(L) \rangle^* = \sum_{s'} U_{is} U_{ss'} (1 + \langle N_T \rangle) \quad (2.11c)$$

где $N_{s,i} \equiv \langle N_{k_{s,i}}(L) \rangle$, а последнее выражение (2.11c) описывает коэффициент, отвечающий за «дифракционное перемешивание» сигнальной и холостой моды в кристалле.

Введем следующие обозначения: $U_{is} = -\sqrt{G}F_{is}$, $U_{si} = \sqrt{G}F_{is}^* e^{-i\Delta k_z L}$, где

$$\beta^2 \equiv G \equiv \left(\frac{2\pi\sqrt{\omega_s\omega_i}}{c\sqrt{n_s n_i}} \cdot \frac{\pi w_p^2}{S} A_0 \chi L \right)^2, \quad (2.12)$$

β - коэффициент параметрического усиления. С учетом данных замен соотношения (2.11a,b) примут простой вид

$$N_s = (1 + \langle N_T \rangle) G \sum_i \kappa_{is} |F_{is}|^2, \quad (2.13a)$$

$$N_i = \langle N_T \rangle + (1 + \langle N_T \rangle) G \sum_s |F_{is}|^2. \quad (2.13b)$$

При этом функции F_{is} и κ_{is} представляются следующим образом:

$$F_{is} \equiv i \frac{\cos \varphi_s \cos \varphi_i}{\sqrt{\cos \vartheta_s \cos \vartheta_i}} e^{-\frac{w_p^2 (\mathbf{k}_{i\perp} + \mathbf{k}_{s\perp})^2}{4}} e^{-\eta_{si}^*} \frac{\sinh \eta_{si}}{\eta_{si}}, \quad (2.14)$$

$$\kappa_{is} \equiv e^{\mu_i L} \left(\frac{2\eta_{si} - 1 + e^{-2\eta_{si}}}{4\eta_{si}^2} + c.c. \right) / \left| \frac{\sinh \eta_{si}}{\eta_{si}} \right|^2, \quad (2.15)$$

где $\eta_{si} \equiv i\Delta k_z L / 2 + \alpha_i L / (4 \cos \vartheta_i)$. В выражениях (2.14) и (2.15) учтено, что в наиболее актуальных схемах генерации оптико-терагерцовых бифотонов, включая рассмотренный ниже случай генерации в кристалле ниобата лития с содержанием 5% примеси магния $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$, поглощение существенно только на холостых (ТГц) частотах, поэтому $\rho_{si} = \eta_{si}$, а в выражении для η_{si} содержится только α_i - коэффициент поглощения на холостых частотах. Функция потерь κ_{is} описывает разницу в пространственном распределении сигнальных и холостых фотонов, возникающую из-за поглощения холостых волн. При этом $\kappa_{is} = 1$, если поглощение незначительно [132].

Примеры угловых распределений частотно-угловых распределений плотностей сигнальных и холостых фотонов, генерируемых за счет СПР при комнатной температуре, показаны на Рис.2.2 для двух случаев, когда холостая частота составляет 0.1 ТГц (Рис.2.2а и 2.2с) и 1 ТГц (Рис. 2.2b и 2.2d). Можно предположить, что такие распределения плотности фотонов, также зеркально отраженные в нижней полуплоскости, можно было бы регистрировать с применением узкополосных сигнальных или холостых фильтров на экране, расположенном после кристалла (в случае, если бы кристалл был окружен линейной средой с одинаковым показателем преломления). Для получения распределений были проведены численные расчеты путем интегрирования по всем холостым модам в уравнении (2.11а) и всем сигнальным модам в нелинейном вкладе в уравнении (2.11b) для нелинейного взаимодействия типа 0 (*eee*) в кристалле $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ (в этом случае все поля поляризованы вдоль полярной оси *S* кристалла, параллельной оси *Y* на рис.2.1). Длина волны накачки была взята равной 523.3 нм, радиус сечения накачки 100 мкм, длина кристалла $L=1$ см. Дисперсия необыкновенного показателя преломления легированного Mg конгруэнтного кристалла ниобата лития с молярной концентрацией Mg 5% была взята из [133] (видимый диапазон) и [134] (терагерцовый диапазон). Видно, что ширины угловых распределений сигнальных и холостых фотонов по полярным углам совершенно различны из-за

различия частот фотонов. Из-за размерного эффекта (сравнимости длины терагерцовой волны и размеров нелинейного объема) полярная угловая ширина холостого излучения уменьшается при изменении частоты холостого излучения от 0,1 ТГц до 1 ТГц - несмотря на то, что растущее поглощение на терагерцовых частотах противодействует этому. В то же время азимутальные ширины всех распределений, представленных на рис.2.2, имеют один порядок и в основном определяются угловой зависимостью эффективной восприимчивости второго порядка.

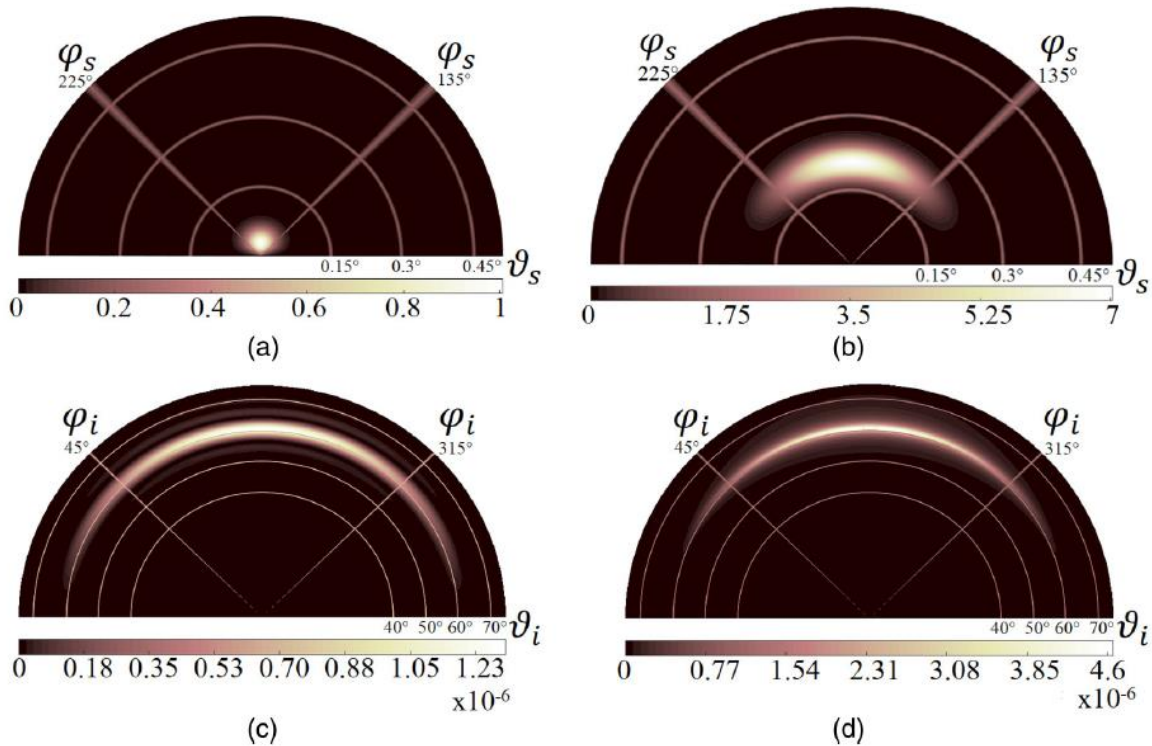


Рис.2.2. Угловые распределения спектральной плотности сигнальных [(a), (b)] и холостых [(c), (d)] фотонов, генерируемых при СПР типа 0 в кристалле Mg:LiNbO₃ при комнатной температуре. Расчеты выполнены для случая холостой частоты 0.1 ТГц [(a) и (c)] и 1 ТГц [(b) и (d)], длины волны накачки 523.3 нм, радиуса накачки 100 мкм, длины кристалла 1 см.

Поглощение холостых волн по-разному влияет на угловые распределения сигнальных фотонов при эффектах СПР и генерации разностной частоты в присутствии внешней подсветки холостым излучением [135]. Это различие учитывает параметр κ_s , точное выражение для которого было получено в работе [A5]:

$$\kappa_s = \frac{\int \operatorname{tg} \vartheta_i e^{-\frac{w_p^2(\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp})^2}{2}} e^{\mu_i L} \left(\frac{2\eta_{si} - 1 + e^{-2\eta_{si}}}{4\eta_{si}^2} + c.c. \right) d\vartheta_i d\varphi_i}{\int \operatorname{tg} \vartheta_i e^{-\frac{w_p^2(\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp})^2}{2}} \left| \frac{\sinh \eta_{si}}{\eta_{si}} \right|^2 d\vartheta_i d\varphi_i} \quad (2.16)$$

В случае точного пространственного синхронизма ($\vartheta_i = \vartheta_{i0}$, $\varphi_i = \pi$) выражение для κ_s принимает существенно более простой вид:

$$\kappa_s \approx \kappa_{s,eff} = 2 \frac{\mu_{k_i} L - 1 + e^{-\mu_{k_i} L}}{\left(1 - e^{-\mu_{k_i} L}\right)^2} \quad (2.17)$$

В работе было проведено численное сравнение результатов расчета параметра потерь по точной формуле (2.16) и приближенному выражению (2.17). На Рис.2.3 приведены результаты расчета по обеим формулам для различных частот холостых фотонов. При изменении частоты изменялся коэффициент поглощения кристалла (см. вкладку). Результаты сравнения показали, что на параметр потерь основное влияние оказывает поглощение кристалла, а при фиксированном коэффициенте поглощения κ_s и $\kappa_{s,eff}$ практически совпадают. Следует отметить, что в данном рассмотрении не учитываются потери внешней терагерцовой волны за счет отражения от входной поверхности кристалла. Потери этого типа могут сильно зависеть от входного направления холостого излучения.

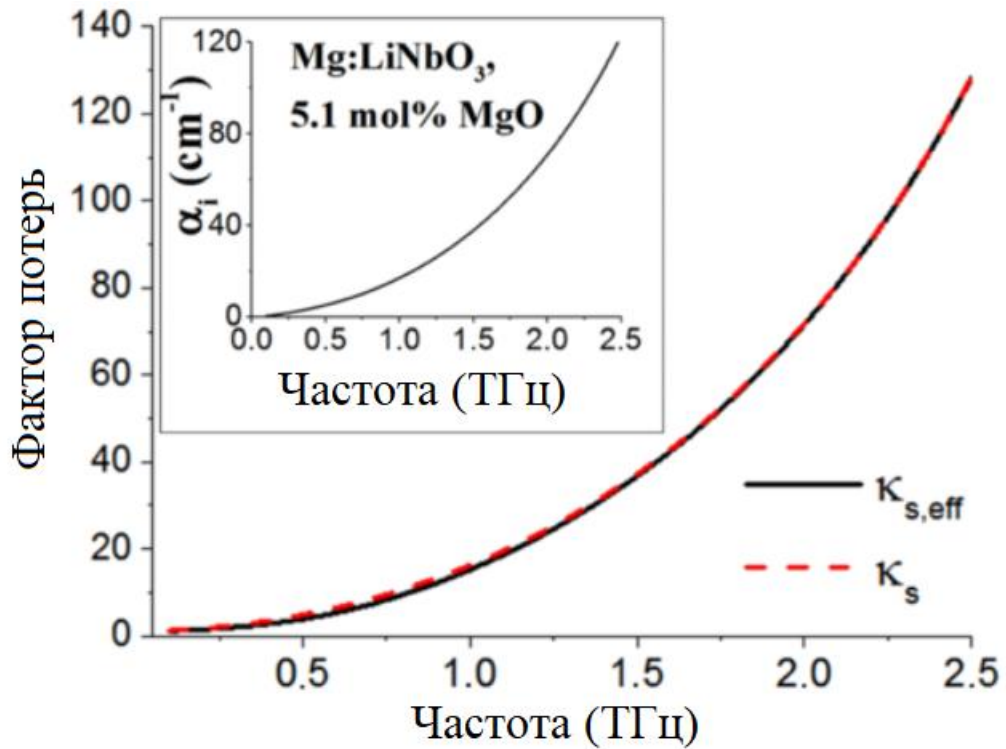


Рис.2.3. График зависимости κ_s и $\kappa_{s,eff}$ от холостой частоты. Длина кристалла 0.5 см. На вставке зависимость коэффициента поглощения от холостой частоты.

2.3. Расчёт корреляционной функции второго порядка по интенсивности и корреляции токовых показаний оптического и терагерцового детекторов

Теперь рассмотрим уравнение (2.11с), которое является основополагающим для получения формулы для корреляционной функции второго порядка по интенсивности вида $\langle a_s^+ a_i^+ a_s a_i \rangle$ ($a_{s,i} = a_{k_{s,i}}(L)$, $a_{s,i}^+ = a_{k_{s,i}}^+(L)$). Искомая функция явно зависит от моментов четвертого порядка, ее отношение K_{is} к моментам 2го порядка можно вычислить, взяв производные нормальной характеристической функции $C^{(n)}(\xi_s, \xi_i)$ бифотонного поля:

$$\langle a_s^+ a_i^+ a_s a_i \rangle = \left(\frac{\partial}{\partial \xi_s} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \frac{\partial}{\partial \xi_{s'}^*} \frac{\partial}{\partial \xi_{i'}^*} C^{(n)} \right)_{\xi_s = \xi_i = 0} \quad (2.18)$$

Аргументы $\xi_s = \{\xi_s\}$, $\xi_i = \{\xi_i\}$ - векторы с комплексными координатами, соответствующие каждой плоской моде излучения. В случае СПР характеристическая функция берется в виде [94]:

$$C^{(n)} = \exp \left(- \sum_{s',s''} \xi_{s'} \langle a_{s'}^+ a_{s''} \rangle \xi_{s''}^* - \sum_{i',i''} \xi_{i'} \langle a_{i'}^+ a_{i''} \rangle \xi_{i''}^* + \sum_{s,i} \xi_s \langle a_s a_i \rangle \xi_i + \sum_{s,i} \xi_s^* \langle a_s a_i \rangle^* \xi_i^* \right) \quad (2.19)$$

Рассчитав производные, получаем выражение для момента 4го порядка в следующем виде:

$$\langle a_s^+ a_i^+ a_s a_i \rangle = N_s N_i \delta_{ss'} \delta_{ii'} + K_{si} K_{s'i'}^* \quad (2.20)$$

Исходя из выражения (11с) ОЗК, имеем:

$$K_{si} K_{s'i'}^* = \left(1 + \langle N_T \rangle \right)^2 \sum_{s'',s'''} U_{ss''} U_{s's'''}^* U_{is''} U_{i's'''}^* \quad (2.21)$$

В случае, когда $\beta^2 = G \ll 1$ уравнение (21) примет вид:

$$K_{si} K_{s'i'}^* = \left(1 + \langle N_T \rangle \right)^2 G F_{si} F_{s'i'}^* + O(G^2) \quad (2.22)$$

Окончательное выражение для момента четвертого порядка $\langle a_s^+ a_i^+ a_s a_i \rangle$ легко получить, подставив уравнения (2.13a,b) и (2.22) в уравнение (2.20). Однако в настоящее время в терагерцовом диапазоне частот практически отсутствуют однофотонные детекторы и схемы совпадений, которые могли бы обеспечить прямое мгновенное измерение таких корреляционных моментов. Для экспериментального обнаружения полевых корреляционных функций второго порядка остается применять подход, основанный на измерении корреляции между фототоками сигнального и холостого детекторов, работающих в аналоговом режиме (аналогично подходу в первых оптических экспериментах Хенбери Брауна и Твисса [95]). Рассмотрим связь между различными пространственными моментами и корреляционной функцией интенсивности, когда корреляции выявляются по показаниям токовых (аналоговых) детекторов многомодового сигнального и холостого полей.

Экспериментально нормированная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ для оптических и терагерцовых фотонов может быть обнаружена через корреляции между фототоками детекторов интенсивности как:

$$g^{(2)} = \frac{\langle i_s i_i \rangle}{\langle i_s \rangle \langle i_i \rangle} \quad (2.23)$$

Здесь усреднение должно быть выполнено по большому времени сбора данных, что соответствует квантово-механическому усреднению в нашем теоретическом описании. Однако, рассматривая связь между экспериментально измеренным током i_a ($a=i$ или s) и электрическим полем в точке детектора, мы должны учитывать другой важный интервал времени τ , характеризующий скорость отклика детектора на мгновенное значение интенсивности излучения. При накачке короткими импульсами измерение общего заряда, поступающего во время импульса, может быть хорошим выбором для достижения наименьшего возможного τ ; в других случаях за эту величину отвечают динамические характеристики детекторов и последующие электронные схемы, используемые в холостом и сигнальном каналах. Спектральный диапазон схемы детектирования $\Delta\omega_a$ также влияет на соотношение между полем $E_a(\mathbf{r}_a, t) = \int d\omega E_a(\mathbf{r}_a, \omega) e^{-i\omega t}$ и фототоком i_a . Основное выражение для фототока детектора может быть сформулировано в виде:

$$i_a = \xi_a \int_{S_a} d\mathbf{r}_a \int_{-\tau/2}^{\tau/2} |E_a(\mathbf{r}_a, t)|^2 dt = \xi_a \int_{S_a} d\mathbf{r}_a \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt \iint_{\omega_{a0}-\Delta\omega_a/2}^{\omega_{a0}+\Delta\omega_a/2} d\omega_1 d\omega_2 E_a^*(\mathbf{r}_a, \omega_2) E_a(\mathbf{r}_a, \omega_1) e^{i(\omega_2 - \omega_1)t}. \quad (2.24)$$

Здесь коэффициент ξ_a включает чувствительность детектора, пространственное интегрирование производится по апертуре детектора S_a и ω_{a0} является центральной частотой полосы обнаружения. Оптимальные условия для измерения корреляций между сигнальными и холостыми фотонами предполагают равные спектральные полосы $\Delta\omega_s = \Delta\omega_i \equiv \Delta\omega$ и случай, когда детекторы настроены на сопряженные моды так, что сумма центральных частот $\omega_{s0} + \omega_{i0} = \omega_p$. Принимая во внимание современные проблемы быстрого

обнаружения терагерцовых волн, мы предполагаем $\Delta\omega\tau \gg 1$. В этом приближении выходной ток детектора связан с компонентами спектра поля соотношением

$$i_a \approx \xi_a \tau \int_{S_a} d\mathbf{r}_a \int_{\omega_{a0}-\Delta\omega/2}^{\omega_{a0}+\Delta\omega/2} d\omega \left\{ \int_{-\pi/\tau}^{\pi/\tau} d\omega' E_a^*(\mathbf{r}_a, \omega + \omega') E_a(\mathbf{r}_a, \omega - \omega') \right\}. \quad (2.25)$$

Подставляя это выражение в (23), можно получить для $g^{(2)}$:

$$g^{(2)} = \frac{\int_{\omega_{s,0}-\Delta\omega/2}^{\omega_{s,0}+\Delta\omega/2} d\omega_s \int_{S_s} d\mathbf{r}_s \int_{S_i} d\mathbf{r}_i \int_{-\pi/\tau}^{\pi/\tau} d\omega'_s d\omega'_i \langle \hat{E}(\mathbf{r}_s, \omega_s - \omega'_s) \hat{E}(\mathbf{r}_i, \omega_i + \omega'_i) \hat{E}^+(\mathbf{r}_s, \omega_s + \omega'_s) \hat{E}^+(\mathbf{r}_i, \omega_i - \omega'_i) \rangle}{\left\{ \int_{\omega_{s,0}-\Delta\omega/2-\pi/\tau}^{\omega_{s,0}+\Delta\omega/2-\pi/\tau} d\omega_s \int_{S_s} d\omega'_s \int_{S_s} d\mathbf{r}_s \langle \hat{E}(\mathbf{r}_s, \omega_s - \omega'_s) \hat{E}^+(\mathbf{r}_s, \omega_s + \omega'_s) \rangle \right\} \left\{ \int_{\omega_{i,0}-\Delta\omega/2-\pi/\tau}^{\omega_{i,0}+\Delta\omega/2-\pi/\tau} d\omega_i \int_{S_i} d\omega'_i \int_{S_i} d\mathbf{r}_i \langle \hat{E}(\mathbf{r}_i, \omega_i + \omega'_i) \hat{E}^+(\mathbf{r}_i, \omega_i - \omega'_i) \rangle \right\}} \quad (2.26)$$

Здесь были использованы уравнения (2.24) и (2.25), но усреднение по времени заменено на нормально упорядоченное квантово-механическое усреднение, примененное к произведению операторов поля. За счет нормирования $g^{(2)}$ не зависит от чувствительности как сигнального, так и холостого детекторов. Учтем теперь пространственную структуру операторов поля в представлении плоской моды взяв $\hat{E}(\mathbf{r}_a, \omega_a) = i \sum_a c_a \hat{a}_a(\omega_a) e^{i\mathbf{k}_a \mathbf{r}_a} + h.c.$, (с коэффициентами c_a , зависящими от частоты и объема квантования), и уравнение (2.20), которое представляет моменты четвертого порядка операторов рождения и уничтожения через вторые порядки. Тогда соотношение (2.26) преобразуется в выражение

$$g^{(2)} = 1 + \frac{\int_{\omega_{s,0}-\Delta\omega/2}^{\omega_{s,0}+\Delta\omega/2} d\omega_s \int_{S_s} d\omega'_s \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \int_{-\pi/\tau}^{\pi/\tau} d\omega'_i d\omega'_s \delta(\omega'_s - \omega'_i) \sum_{s,i,s',i'} c_s c_s c_i c_i \int_{S_i} d\mathbf{r}_i \int_{S_s} d\mathbf{r}_s \times \left\langle e^{i(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \mathbf{r}_i + i(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_s) \mathbf{r}_s} \left[a_s^+(\omega_s - \omega'_s) a_i^+(\omega_i + \omega'_i) \right] \langle a_s(\omega_s + \omega'_s) a_i(\omega_i - \omega'_i) \rangle \right\rangle}{\left\{ \int_{S_s} d\mathbf{r}_s \int_{\omega_{s,0}-\Delta\omega/2}^{\omega_{s,0}+\Delta\omega/2} d\omega_s \sum_{s,s'} c_s c_s e^{i(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_s) \mathbf{r}_s} \langle a_s^+(\omega_s) a_s(\omega_s) \rangle \right\} \left\{ \int_{S_i} d\mathbf{r}_i \int_{\omega_{i,0}-\Delta\omega/2}^{\omega_{i,0}+\Delta\omega/2} d\omega_i \sum_{i,i'} c_i c_i e^{i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_i) \mathbf{r}_i} \langle a_i^+(\omega_i) a_i(\omega_i) \rangle \right\}} \quad (2.27)$$

Наличие дельта-функций (дополнительные дельта-функции появляются после пространственного интегрирования по входным площадкам детекторов) позволяет уменьшить количество интегралов в конечном выражении. Кроме того, в случае узкополосного детектирования один интеграл по ω_s или ω_i в числителе и оба интеграла в знаменателе могут быть заменены соответствующими спектральными полосами, умноженными на

подынтегральные функции, взятые на центральных частотах. Таким же образом вычисляется внутренний интеграл по одному частотному сдвигу ω'_a ; ниже мы обозначаем как $\Delta\omega'$ эффективную полосу, соответствующую этому интегрированию. Коэффициенты c_a также выносим за пределы суммирования, так как они имеют одинаковые значения для всех поперечных пространственных мод любой фиксированной частоты; в результате они полностью сокращаются. В итоге получаем простое соотношение:

$$g^{(2)} = 1 + \frac{\Delta\omega'}{\Delta\omega} \cdot \frac{\sum_{s,i} |K_{si}|^2}{\sum_s N_s \cdot \sum_i N_i} . \quad (2.28)$$

Здесь и далее все моменты второго порядка N_s, N_i, K_{si} соответствуют центральной сигнальной и/или холостой частотам. Хотя мы рассматриваем случай непрерывной накачки, в котором частоты холостых и сигнальных фотонов однозначно связаны друг с другом условием временного синхронизма, любые реалистичные параметры экспериментальной установки делают возможными некоторые частотные сдвиги в пределах $\Delta\omega$ и $\Delta\omega'$. Ширина полосы определяется спектральными фильтрами, используемыми для выделения сигнальных или холостых фотонов в соответствующих схемах детектирования. Тем не менее, в идеальном случае максимально узкого $\Delta\omega$, конечное (не мгновенное) время τ отклика детекторов влечет за собой частотное рассогласование $\Delta\omega'$. При СПР ширина полосы $\Delta\omega'$ не может быть больше полной ширины спектра параметрического взаимодействия $\Delta\omega_{sync}$, которая представляет собой ширину спектра распределения холостых или сигнальных фотонов, регистрируемых при фиксированных углах фазового синхронизма. Однако $\Delta\omega'$ может быть меньше этой общей ширины, если время отклика τ достаточно велико. Учитывая соотношение $\Delta\omega'/\Delta\omega \equiv 1/M_{II}$ в уравнении (2.28) и оценив $\Delta\omega'$ в виде $\Delta\omega' = \min\{\Delta\omega_{sync}, 2\pi/\tau\}$, можно получить, что число $M_{II} = \max\{\Delta\omega/\Delta\omega_{sync}, \tau\Delta\omega/2\pi\}$. Согласно вышеизложенному, параметр M_{II} можно интерпретировать как количество продольных (спектральных) мод,

которые регистрируются в сигнальном и холостом каналах. Также, исходя из проблематичности быстрого терагерцового детектирования, можно заключить, что $\tau > (\Delta\omega_{sync}/2\pi)^{-1}$ и тогда $M_{\parallel} = \tau\Delta\omega/2\pi$. Экспериментальные условия, которые можно получить, используя типичный терагерцовый фильтр и характерное время детектирования могут быть учтены в расчетах в виде $\Delta\omega = 2\pi \cdot 0.2\text{THz}$ и $\tau = 2\text{ns}$, тогда $M_{\parallel} = 400$.

Теперь мы можем применить уравнения (2.13) и (2.22), и заменить суммирование по пространственным сигнальным и холостым модам интегрированием по соответствующим телесным углам в виде

$$\sum_a \rightarrow \frac{S}{(2\pi)^2} \int k_a^2 d\Omega_a. \text{ В результате, в случае СПР уравнение (2.28) дает}$$

выражение для корреляционной функции второго порядка вида $g^{(2)} = 1 + g_0 + g_q^{(2)}$, с классической $(1 + g_0)$ и квантовой $g_q^{(2)}$ частями. Классическая часть не зависит от уровня нелинейного взаимодействия (т.е. от коэффициента усиления G) и состоит из 1 и малой добавки, зависящей от количества мод, участвующих во взаимодействии. Малая добавка g_0 не вносит заметного вклада в общую «классическую» часть, с большой степенью точности равную 1. Квантовая часть корреляционной функции в приближении малого усиления обратно пропорциональна коэффициенту параметрического усиления и принимает вид:

$$g_q^{(2)} = \frac{1}{\tilde{G}M_{\parallel}} \cdot \frac{\int_{\Delta\Omega_s} d\Omega_s \int_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i |F_{is}|^2}{\left(m_{\perp i} \int_{\Delta\Omega_s} d\Omega_s \int_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i \kappa_{i's} |F_{i's}|^2 \right) \cdot \left(\frac{\Delta\Omega_i S}{\tilde{G}\pi w_p^2} \cdot \frac{\langle N_T \rangle}{1 + \langle N_T \rangle} + m_{\perp s} \int_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i \int_{\Delta\Omega_s} d\Omega_s |F_{is'}|^2 \right)}. \quad (2.29)$$

Это выражение представляет собой квантовое превышение над классическим уровнем корреляций, который равен 1 в случае многомодового поля. Интегрирование по переменным с индексами s, i ведется по детектируемым модам, с индексами s', i' - производится по всем возможным модам (где

подынтегральные выражения отличны от 0), $m_{\perp a} = \frac{\pi w_p^2}{(2\pi)^2} k_a^2$ - угловая плотность поперечных мод на фиксированной частоте, $\tilde{G} \equiv GS^2 / (\pi w_p^2)^2$.

Полученное в итоге выражение (2.29) является базовым для оценки квантовой корреляции оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых в экспериментальной схеме многомодового частотно-вырожденного СПР [A4].

2.4. Нормированная корреляционная функция бифотонного поля в зависимости от температуры кристалла и частоты холостых фотонов в терагерцовом диапазоне

Тепловые флуктуации могут существенно разрушать корреляцию между оптическими и терагерцовыми фотонами. Основываясь на уравнении (2.29) можно исследовать это разрушительное воздействие, оценивая его количественно. Видно, что оно должно проявляться через одно из слагаемых в знаменателе выражения (2.29) для корреляционной функции:

$$\Theta \equiv \frac{\Delta\Omega_i S}{\tilde{G}\pi w_p^2} \cdot \frac{\langle N_T \rangle}{1 + \langle N_T \rangle} \quad (2.30)$$

Увеличение введенного параметра Θ ведет за собой уменьшение $g_q^{(2)}$. Величина Θ обратно пропорциональна коэффициенту параметрического усиления, однако путь снижения Θ за счет роста этого коэффициента неэффективен, так как при этом параллельно падает общая величина квантового вклада $g_q^{(2)}$. Так как относительный вклад тепловых флуктуаций зависит от общего числа холостых фотонов, то его, следуя формуле (2.29), нужно сравнить с квантовым вкладом в холостые фотоны

$$\Upsilon \equiv m_{\perp s} \int_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i \int d\Omega_{s'} |F_{is'}|^2 \quad (2.31)$$

На Рис. 2.4 представлены температурные зависимости отношения Θ/Υ теплового (классического) вклада в число холостых фотонов к квантовому

вкладу, рассчитанные для различных терагерцовых частот для СПР в той же схеме на основе $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$. Интенсивность накачки была взята в расчетах раной 44 кВт/см^2 , радиус пучка накачки $w_p=300 \text{ мкм}$, длина кристалла $L = 1 \text{ см}$, коэффициент нелинейности $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ в терагерцовом диапазоне холостых частот $d_{33}=173 \text{ пм/В}$ [136]. Случай широкоапертурного детектирования рассматривался как для сигнального, так и для холостого каналов, так что регистрировались все возможные направления генерации холостого и сигнального излучения на соответствующих частотах. Оптимальным сечением кристалла считалось $S=2\pi w_p^2$.

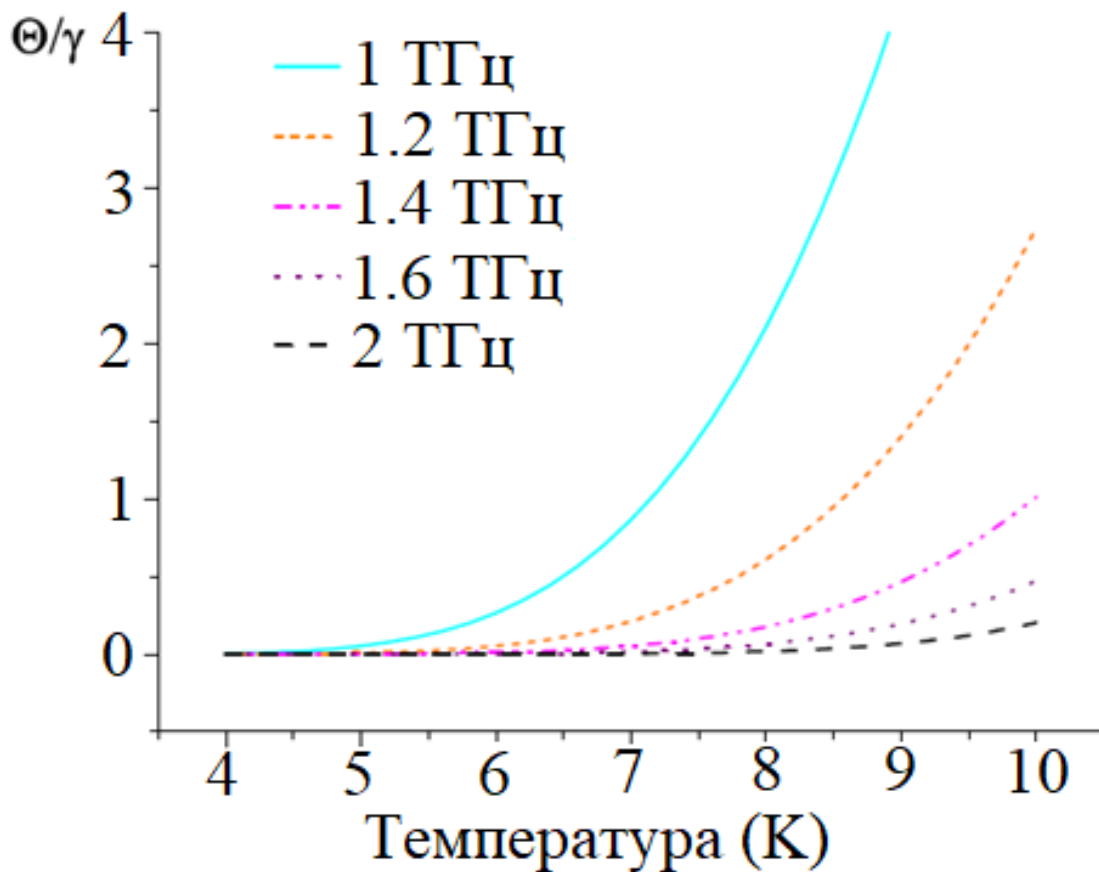


Рис.2.4. График зависимости отношения теплового вклада к квантовому от температуры кристалла $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ при различных частотах холостого излучения.

Как и ожидалось, относительный вклад классических тепловых флуктуаций на Рис.2.4 уменьшается при понижении температуры кристалла. Это падение определяется не только уменьшением $\langle N_T \rangle$, но и ростом квантового вклада, вызванного падением поглощения. В наших расчетах использовались

коэффициенты поглощения кристалла, измеренные в [134] в диапазоне 10-300 К на различных терагерцовых частотах для кристалла Mg:LiNbO_3 , выращенного из конгруэнтного расплава с концентрацией MgO 8,4%. Температурная зависимость для каждой частоты получена линейной аппроксимацией в диапазоне ниже 10 К. По каждой кривой, представленной на Рис.2.4, можно оценить некоторую температуру T_c , при которой относительный тепловой вклад становится меньше 0.01. С достаточно высокой точностью ниже этой критической температуры T_c процесс СПР имеет чисто квантовую природу. T_c растет с частотой холостого излучения (Рис.2.5).

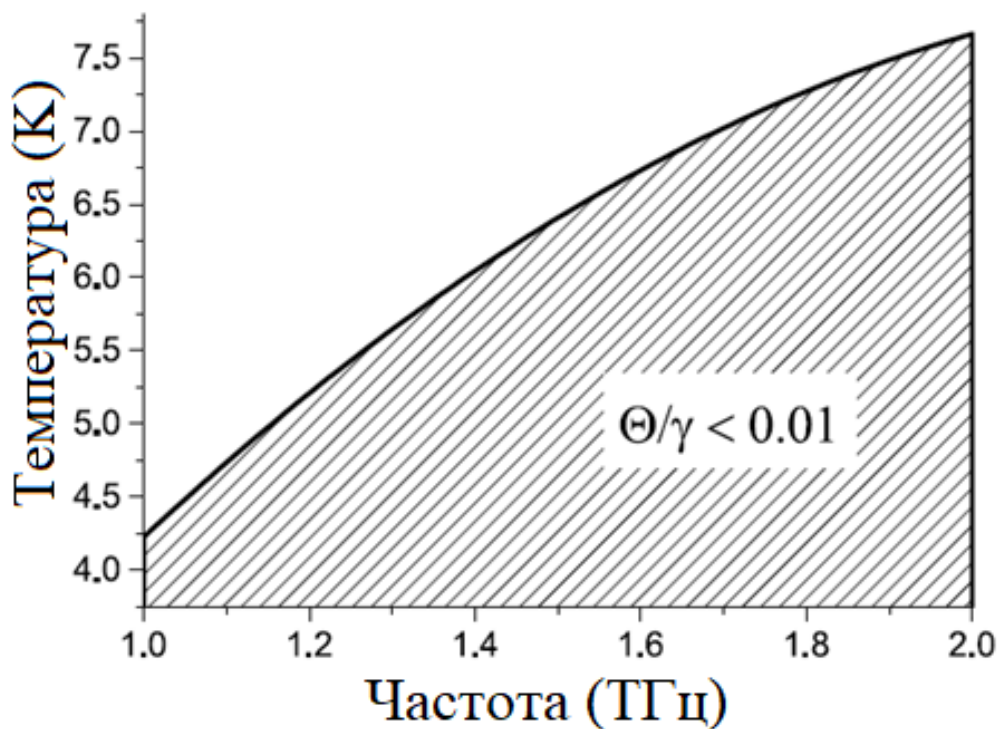
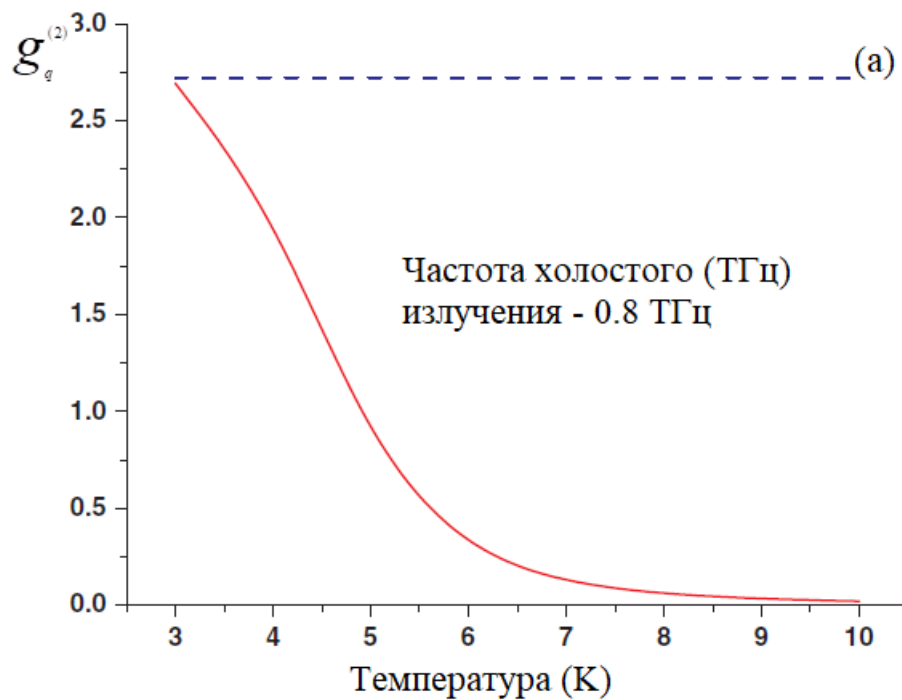


Рис.2.5. Заштрихованная область показывает, при каких значениях температуры и частоты холостого излучения отношение теплового вклада к квантовому меньше 0.01

Охлаждение кристалла оказывает существенное влияние на все дисперсионные параметры кристалла. При этом наиболее выраженное влияние оказывает температурное изменение коэффициента поглощения кристалла, эффект от которого может быть сравним с эффектом от уменьшения тепловых флуктуаций. Небольшое изменение частоты холостых фотонов может привести к значительным изменениям всех трех основных параметров, а именно числа

тепловых фотонов $\langle N_T \rangle$, поглощения кристалла μ_i и коэффициента усиления. На Рис.6а и 6б приведены примеры температурных зависимостей $g_q^{(2)}$, рассчитанных с учетом (красные сплошные линии) и без учета (синие пунктирные линии) теплового вклада на частотах 0.8 ТГц и 1.5 ТГц. В наших расчетах мы использовали те же параметры, что и в случае Рис.2.4, но брали меньшие апертуры детектирования: $\Delta\theta_s=0.05^\circ$ и $\Delta\varphi_s=0.5^\circ$ в случае Рис.6а, $\Delta\theta_s=0.08^\circ$ и $\Delta\varphi_s=0.8^\circ$ в случае Рис.6б, и $\Delta\theta_i=17.2^\circ$ и $\Delta\varphi_i=8.6^\circ$ в обоих случаях. Эти углы могут быть реализованы в экспериментальной установке. Две кривые на каждом рисунке имеют тенденцию совпадать ниже T_c , но при более высоких температурах они могут существенно различаться в зависимости от холостой частоты.



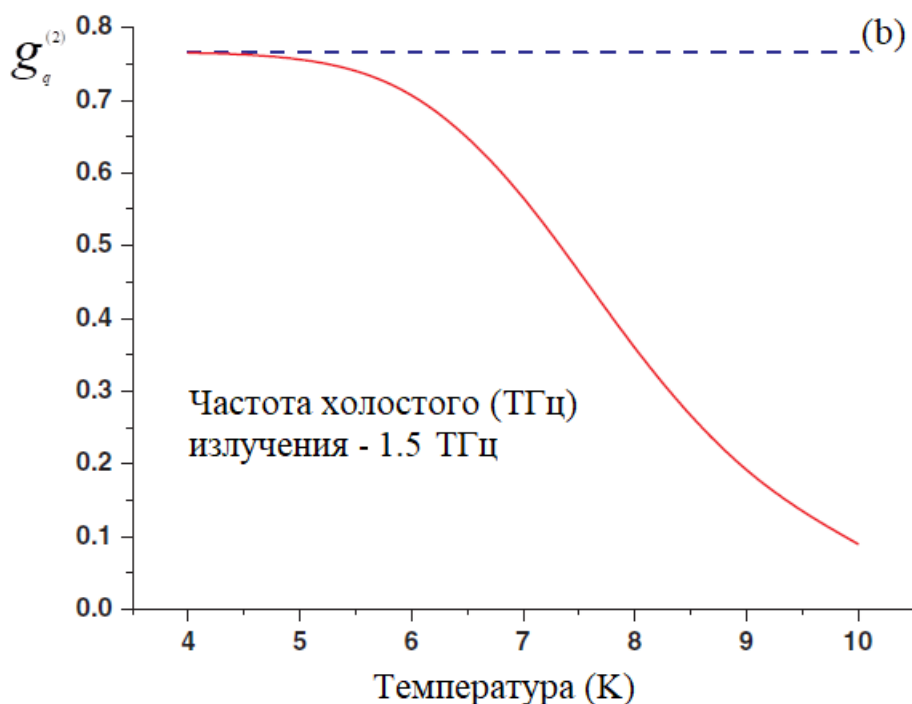


Рис.2.6. Температурные зависимости $g_q^{(2)}$, рассчитанные с учетом (красная сплошная линия) и без учета (синяя пунктирная линия) тепловых флуктуаций Θ на холостой частоте 0.8 THz (a) и 1.5 THz (b) для взаимодействия типа 0 в кристалле Mg:LiNbO₃ длиной $L=1$ см, число продольных детектируемых мод $M_{\parallel}=400$, длина волны накачки 523.3 nm, радиус накачки $w_p=300$ μm , интенсивность 44 kW/cm².

Корреляционная функция $g_q^{(2)}$ без учета тепловых фотонов (синие пунктирные линии на Рис.2.6) может зависеть от температуры из-за изменения коэффициента поглощения кристалла. Однако Рис.2.6 не демонстрирует в этом случае выраженной температурной зависимости, поэтому изменения $g_q^{(2)}$, вызванные поглощением, можно считать пренебрежимо малыми. В то же время учет тепловых фотонов приводит к заметному уменьшению истинного значения $g_q^{(2)}$ (красные сплошные линии на Рис.2.6). Максимальные значения корреляционных функций, представленных на Рис.2.6a и Рис.2.6b, различны. Меньше эти максимальные значения $g_q^{(2)}$ на Рис.2.6b, что объясняется более высоким коэффициентом параметрического усиления. Условия на параметры накачки приняты одинаковыми для обоих рисунков. При уменьшении частоты

холостого излучения коэффициент усиления становится меньше, что приводит к общему увеличению корреляционной функции.

На Рис.2.7 показан пример зависимости $g_q^{(2)}$ - квантового (сверхпуассоновского) вклада в общую корреляционную функцию - от частоты холостых фотонов, рассчитанной для постоянной температуры кристалла 4К в диапазоне частот холостого излучения 0.5-2 ТГц (длина волны накачки 523.3 нм, длины волн соответствующих сигнальных волн изменяются от 523.8 нм до 525.2 нм). Видно, что $g_q^{(2)}$ достигает своих максимальных значений в пределах некоторого достаточно узкого спектрального интервала. На частотах ниже этого интервала $g_q^{(2)}$ растёт с частотой из-за общего уменьшения деструктивного влияния теплового вклада, а эффекты поглощения ещё слабы. Однако коэффициент поглощения кристалла быстро растёт, когда частота холостого канала приближается к полосе частот основных фононов. Кроме того, с частотой увеличивается и число эффективных пространственных азимутальных мод, вовлеченных в процесс. В следующем разделе будет обсуждаться, как растущее число детектируемых пространственных мод уменьшает корреляционную функцию второго порядка. Третьим параметром, вносящим вклад в уменьшение $g_q^{(2)}$ с увеличением частоты холостого излучения, является растущий коэффициент усиления. Начиная с некоторой частоты преобладает деструктивное влияние этих трех параметров и рост $g_q^{(2)}$ сменяется заметным падением на более высоких холостых терагерцовых частотах. Такое общее поведение должно быть характерно для подавляющего большинства схем СПР. Уменьшение влияния поглощения достигается за счет уменьшения длины кристалла, так что максимальные значения $g_q^{(2)}$ и соответствующий диапазон холостых частот могут быть сдвинуты к более высоким значениям. Выбор меньшей длины кристалла приводит к меньшим значениям β , что также полезно для увеличения квантовых корреляций. Тем не менее, в численных расчетах не

использовались преимущества более коротких кристаллов, так как дальнейшее уменьшение β сопровождается уменьшением потоков фотонов терагерцового диапазона. Мощность холостых волн может упасть ниже уровня шума лучших доступных в настоящее время детекторов терагерцовых волн. Очевидно, что увеличение отношения сигнал/шум терагерцовых детекторов в будущем создаст условия для измерения потоков фотонов при меньших коэффициентах усиления, что даст рост значений в разы. Также в наших численных расчетах учитывались и другие реалистичные экспериментальные параметры, такие как достаточно большое время отклика терагерцовой системы детектирования, недостаточно узкие спектральный и угловой диапазоны детектирования. Например, улучшая спектрально-временные характеристики экспериментальной установки, можно добиться детектирования с меньшим количестве продольных мод и поперечных мод и тем самым увеличить значения $g_q^{(2)}$ на порядки.

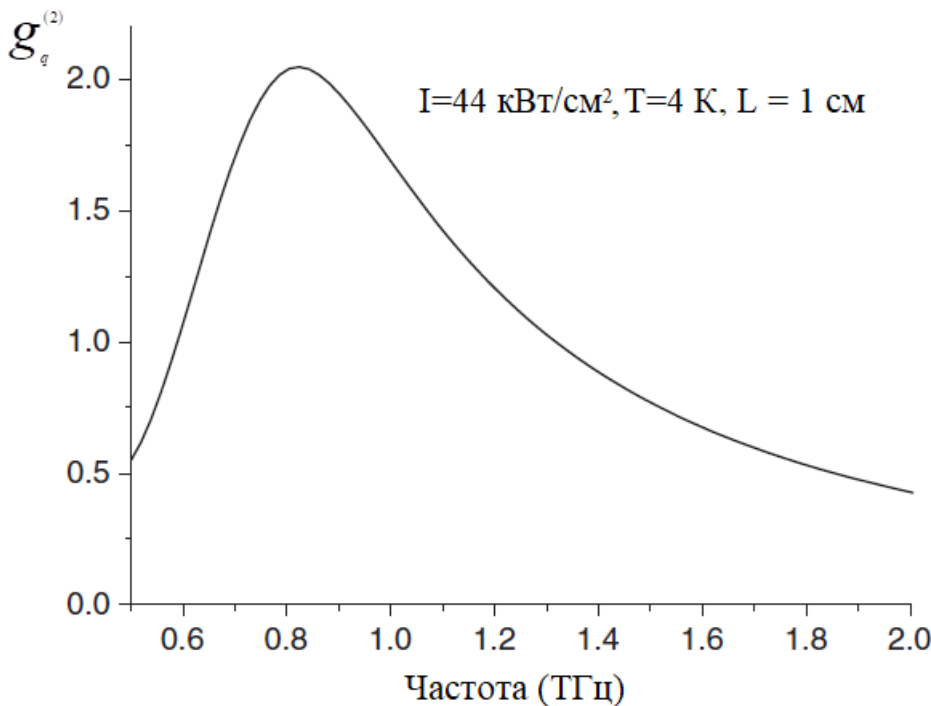


Рис.2.7. Зависимость

$g_q^{(2)}$ от частоты холостого излучения. Температура кристалла 4 К, длина 1 см, интенсивность накачки 44кВт/см².

2.5. Численная оценка оптимальных апертур детекторов для регистрации нормированной корреляционной функции второго порядка.

В предыдущих разделах была продемонстрирована высокая угловая расходимость холостых фотонов, генерируемых в процессе СПР. Далее необходимо выяснить, при каких азимутальных и полярных углах могут быть зарегистрированы максимальные значения квантовой надбавки $g_q^{(2)}$ к корреляционной функции в одной и той же экспериментальной схеме. Исходя из общего соотношения (2.29) можно предположить, что это происходит в одномодовом режиме детектирования. Для продольных (частотных) мод это имеет место, когда в уравнении (2.29) их число равно 1. Стоит заметить, что количество поперечных пространственных (угловых) мод здесь явно не проявляется. $g_q^{(2)}$ зависит от азимутальных ($\Delta\varphi_s, \Delta\varphi_i$) и полярных ($\Delta\vartheta_s, \Delta\vartheta_i$) углов детектирования сигнального и холостого излучения по формуле (2.29), где эти углы входят в телесные углы детектирования $\Delta\Omega_i$ и $\Delta\Omega_s$. Для простоты будем рассматривать только углы внутри кристалла. Экспериментально сигнальный и холостой детекторы размещают снаружи, а их углы обзора $\Delta\varphi_s, \Delta\varphi_i, \Delta\vartheta_s, \Delta\vartheta_i$ следует пересчитывать с учетом конкретной экспериментальной схемы и с учетом границы кристалл/внешняя среда. Центральные направления детектирования должны быть подогнаны под соответствующие углы пространственного фазового синхронизма.

Сначала проанализируем угловые характеристики, рассчитав азимутальные и полярные параметры Федорова [137], учитывая диапазон температур ниже T_c , где тепловым вкладом можно пренебречь. Тем не менее, следует принимать во внимание возможное поглощение холостого излучения. Как известно из предыдущих исследований СПР, выполненных для оптического диапазона, где нелинейный кристалл рассматривается как полностью прозрачный, угловая зависимость описывает распределение условной плотности

вероятности $|F_{is}(\varphi_s, \varphi_i, \vartheta_s, \vartheta_i)|^2$ [137, A4]. Вероятность получить холостой фотон на углах φ_i, ϑ_i , если сигнал зарегистрирован на φ_s, ϑ_s (и наоборот), оценивается в оптическом диапазоне путем измерения количества совпадений показаний однофотонных детекторов. Интеграл $|F_{is}(\varphi_s, \varphi_i, \vartheta_s, \vartheta_i)|^2$ по всем возможным сигнальным углам φ_s, ϑ_s дает распределение безусловной вероятности получить холостой фотон φ_i, ϑ_i . Экспериментально это обнаруживается путем измерения количества холостых фотонов. Однако безусловная вероятность получить сигнальный фотон под некоторым углом, не обращая внимания на угловую характеристику холостых фотонов, описывается соответствующим интегралом функции вида $\kappa_{is}(\varphi_s, \varphi_i, \vartheta_s, \vartheta_i)|F_{is}(\varphi_s, \varphi_i, \vartheta_s, \vartheta_i)|^2$. Хотя наличие поглощения на холостых частотах нарушает симметрию между холостым и сигнальным каналами, угловая форма безусловной плотности вероятности существенно не меняется. Исходя из [137], оценим полярный (R_ϑ) и азимутальный (R_φ) параметры Федорова как отношения ширин распределений условной и безусловной плотностей вероятности, взятых для каждой угловой координаты ϑ или φ отдельно. Для расчета полярного параметра Федорова рассмотрим угловые ширины интегральных функций:

$$\Phi(\vartheta_i, \vartheta_s) \equiv \int_{2\pi} d\varphi_i \int_{2\pi} d\varphi_s |F_{is}|^2 \sin \vartheta_i \sin \vartheta_s \quad (2.32)$$

$$\Phi_i(\vartheta_i) \equiv \int_0^\pi d\vartheta_s \Phi(\vartheta_i, \vartheta_s) \quad (2.33)$$

$$\Phi_s(\vartheta_s) \equiv \int_0^\pi d\vartheta_i \int_{2\pi} d\varphi_i \int_{2\pi} d\varphi_s \kappa_{is} |F_{is}|^2 \sin \vartheta_i \sin \vartheta_s. \quad (2.34)$$

Рис. 2.8 показывает угловую зависимость функции $\Phi(\vartheta_i, \vartheta_s)$, посчитанной для случая, когда частота холостой волны 1 ТГц (параметры кристалла и радиуса накачки такие же, как при расчете корреляционной функции). Из рисунка видно, что максимум распределения функции $\Phi(\vartheta_i, \vartheta_s)$ находится на углах фазового

синхронизма, а угловые ширины по \mathcal{G}_s и \mathcal{G}_i различны, что стоило ожидать, исходя из того, что терагерцовое излучение имеет большую расходимость чем оптическое. Оценим величину полярного параметра Федорова $R_\theta^i = \Delta \mathcal{G}_i / \Delta \mathcal{G}_i^{(c)}$ как отношение полуширины безусловного распределения $\Phi_i(\mathcal{G}_i)$ (обозначим через $\Delta \mathcal{G}_i$) и полуширины условного распределения $\Phi(\mathcal{G}_i, \mathcal{G}_s)$ с фиксированным углом синхронизма \mathcal{G}_{s0} (обозначим через $\Delta \mathcal{G}_i^{(c)}$). Для случая, когда поглощением можно пренебречь, известно, что тот же результат должен быть получен, если отношение оценивается иначе, путем измерения ширины проекции $\Phi(\mathcal{G}_i, \mathcal{G}_s)$ на ось \mathcal{G}_s и ширины вдоль \mathcal{G}_s , взятой при \mathcal{G}_{i0} : $R_\theta^s = \Delta \mathcal{G}_s / \Delta \mathcal{G}_s^{(c)}$. Однако в общем случае поглощающего кристалла полуширину безусловного распределения $\Delta \mathcal{G}_s$ приходится определять как полуширину несколько иной функции, которая равна $\Phi_s(\mathcal{G}_s)$. Расчет полярных параметров Федорова был произведен каждым из способов. Было обнаружено, что результаты обеих процедур совпадают с высокой точностью (около 10^{-3} и лучше), $R_\theta^i = R_\theta^s$ и не зависят от наличия поглощения на холостых частотах. При этом во всем диапазоне рассматриваемых холостых частот, от 0.1 ТГц до 2 ТГц, полярный параметр Федорова для рассматриваемого неколлинеарного процесса равен 1. В приближении пренебрежимо малого поглощения это означает, что задействована только одна полярная мода Шмидта [A4] и квантовое перепутывание по полярным углам в этой схеме СПР не имеет места.

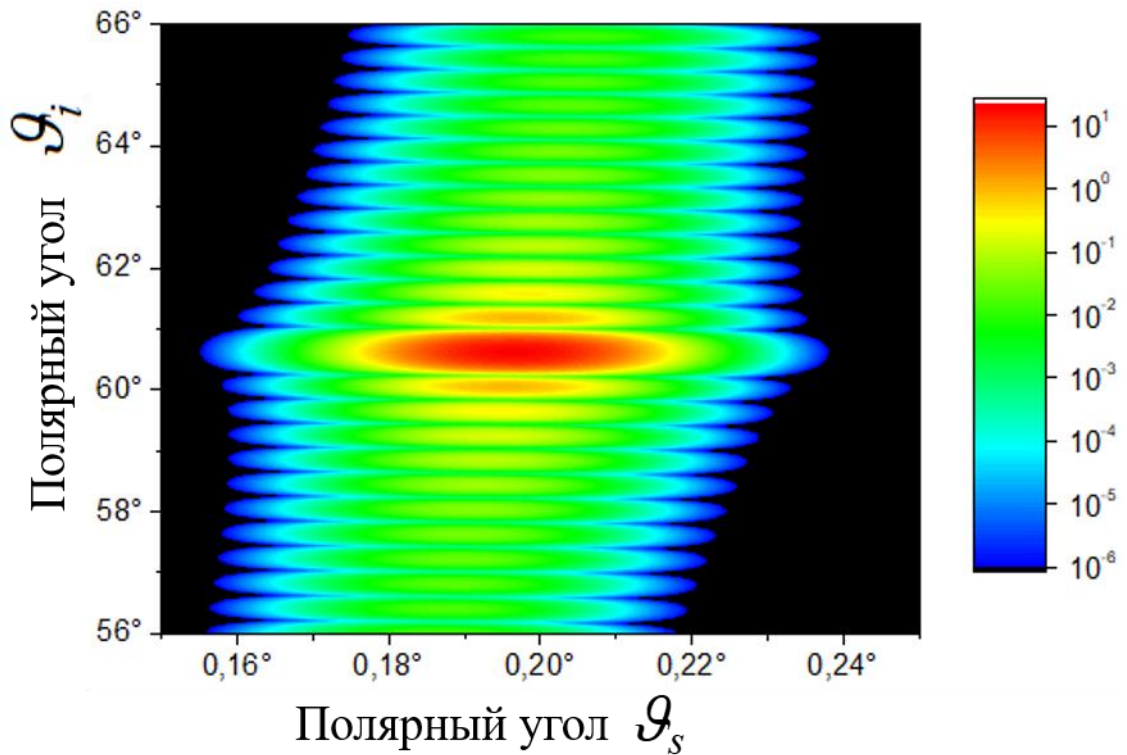


Рис. 2.8. Угловая зависимость $\Phi(\vartheta_i, \vartheta_s)$, рассчитанная в относительных единицах.

Подобная процедура применялась и для определения азимутального параметра Федорова. Угловые ширины были получены для интегральных функций:

$$\Gamma(\varphi_i, \varphi_s) \equiv \int_0^\pi d\vartheta_i \int_0^\pi d\vartheta_s |F_{is}|^2 \sin \vartheta_i \sin \vartheta_s \quad (2.35)$$

$$\Gamma_i(\varphi_i) \equiv \int_{2\pi} d\varphi_s \Gamma(\varphi_i, \varphi_s) \quad (2.36)$$

$$\Gamma_s(\varphi_s) \equiv \int_{2\pi} d\varphi_i \int_0^\pi d\vartheta_i \int_0^\pi d\vartheta_s \kappa_{is} |F_{is}|^2 \sin \vartheta_i \sin \vartheta_s. \quad (2.37)$$

На Рис.2.9(a) показано распределение $\Gamma(\varphi_i, \varphi_s)$, посчитанное при тех же параметрах, что для полярного параметра. Шкала азимутальных углов здесь смещена на величину π . Рис. 2.9(b) демонстрирует частотную зависимость азимутальных параметров Федорова: $R_\varphi^i = \Delta\varphi_i / \Delta\varphi_i^{(c)}$ и $R_\varphi^s = \Delta\varphi_s / \Delta\varphi_s^{(c)}$.

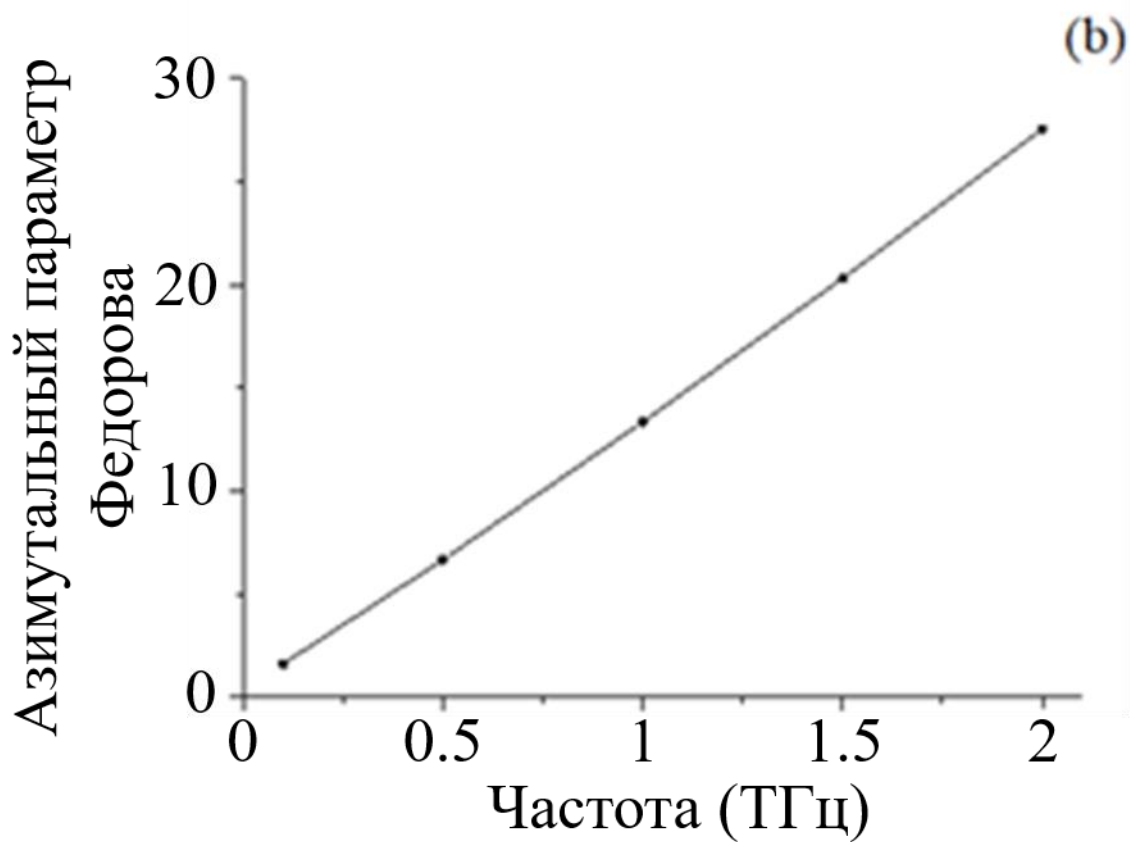
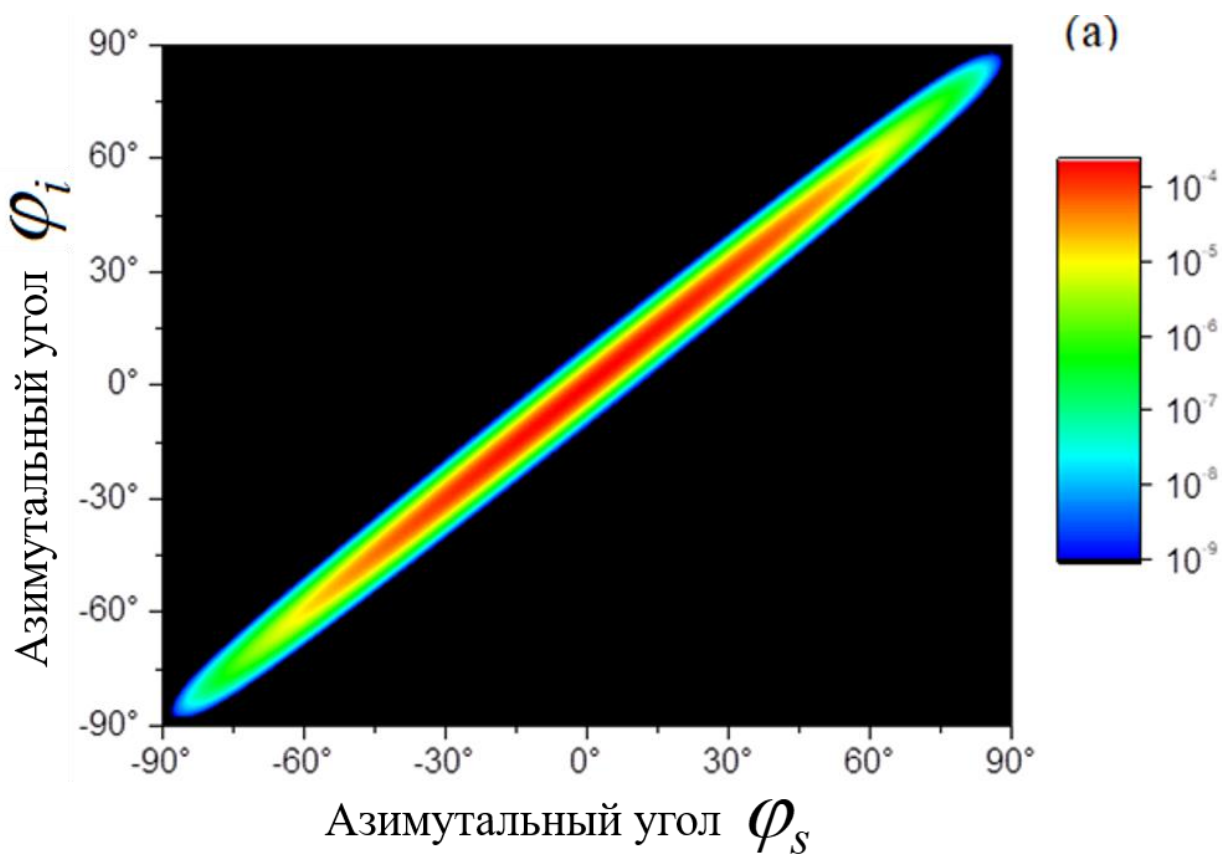


Рис.2.9. Угловое распределение $\Gamma(\varphi_i, \varphi_s)$ на частоте 1 ТГц.(а) и зависимость азимутального параметра Федорова от ТГц частоты (b).

Азимутальные параметры, рассчитанные двумя различными способами, совпали, $R_{\varphi}^i = R_{\varphi}^s$ в рассматриваемом диапазоне частот. Но, в отличие от полярного параметра Федорова, азимутальный параметр превышает 1 уже на холостой частоте 0,1 ТГц и почти линейно растет с частотой вплоть до верхнего диапазона расчетов 2 ТГц, где достигает ~ 28 . Поглощение, которое также растет с частотой, не оказывает заметного влияния на этот процесс. Принимая нулевое поглощение, можно видеть, что число азимутальных мод Шмидта может быть достаточно большим в рассматриваемом диапазоне терагерцовых частот, и имеет место некоторая степень квантового перепутывания по азимутальному углу.

Детектирование в угловых апертурах $\Delta\varphi_s^{(c)}, \Delta\mathcal{G}_s^{(c)}$ для сигнальных волн и $\Delta\varphi_i^{(c)}, \Delta\mathcal{G}_i^{(c)}$ для соответствующих холостых волн можно было бы ожидать как оптимальное для измерения самых высоких значений квантовой корреляционной функции $g_q^{(2)}$, по крайней мере, при отсутствии теплового вклада. Известно, что, для бифотонов (оптически-оптических) в непоглощающих кристаллах, при уменьшении числа регистрируемых азимутальных мод Шмидта значение $g_q^{(2)}$ растёт. Тот же эффект демонстрирует Рис. 2.10(а). Здесь две кривые получены в результате расчета по формуле (2.29) для разных азимутальных углов детектирования $\Delta\varphi_i$, в двух вариантах: с пренебрежением тепловыми флуктуациями (синяя пунктирная линия) и с учетом флуктуаций. Остальные параметры постоянны: температура кристалла $T=4\text{K}$, частота холостого излучения - 1 ТГц, коэффициент $G=0.015$; количество продольных мод, длина кристалла и характеристики накачки взяты такими же, как и на предыдущих рисунках. Видно, что обе кривые стремятся к некоторым постоянным (и максимальным) значениям при приближении к наименьшему углу $\Delta\varphi_i \approx 10^{-3}$ градусов. Дальнейшее уменьшение $\Delta\varphi_i$ не меняет в обоих случаях $g_q^{(2)}$, поэтому здесь достигается режим детектирования единственной пространственной моды.

Примечательно, что это значение $\Delta\varphi_i$ меньше, чем $\Delta\varphi_i^{(c)}$. Это можно объяснить наличием значительных вкладов высших пространственных мод при регистрации холостого излучения в пределах $\Delta\varphi_i^{(c)}$. По тем же соображениям в этой схеме нельзя было ожидать изменения $g_q^{(2)}$ при изменении полярной угловой апертуры, так как мы показали, что $R_\theta^i = R_\theta^s = 1$ - существует только одна полярная мода. Такое поведение демонстрирует заштрихованная синим цветом кривая на Рис. 2.10b, рассчитанная без учета теплового вклада. Однако в действительности, когда тепловым вкладом нельзя пренебречь, уменьшение полярной апертуры детектирования холостого излучения $\Delta\mathcal{G}_i$ ниже $\Delta\mathcal{G}_i^{(c)}$ может привести к более высоким экспериментально наблюдаемым значениям $g_q^{(2)}$. Как следует из уравнения (2.29), вклады тепловых фотонов холостой частоты (Θ) и параметрически генерируемых фотонов (Υ) имеют различное угловое распределение по $\Delta\Omega_i$. Эти распределения вполне однородны в случае Θ и принципиально неравномерны в случае Υ . Этот эффект может привести к дополнительному увеличению $g_q^{(2)}$ при сужении $\Delta\Omega_i$. Это демонстрирует красная кривая на рис.2.10b, рассчитанная с учетом тепловых флуктуаций при температуре кристалла $T=10\text{K}$. Заметим, что этот тип роста $g_q^{(2)}$ становится более выраженным при более высоких температурах. Таким образом, данное теоретическое рассмотрение показывает преимущества малых апертур. Они должны быть настолько малы, насколько это возможно с учетом достижимого в эксперименте уровня отношения сигнал/шум.

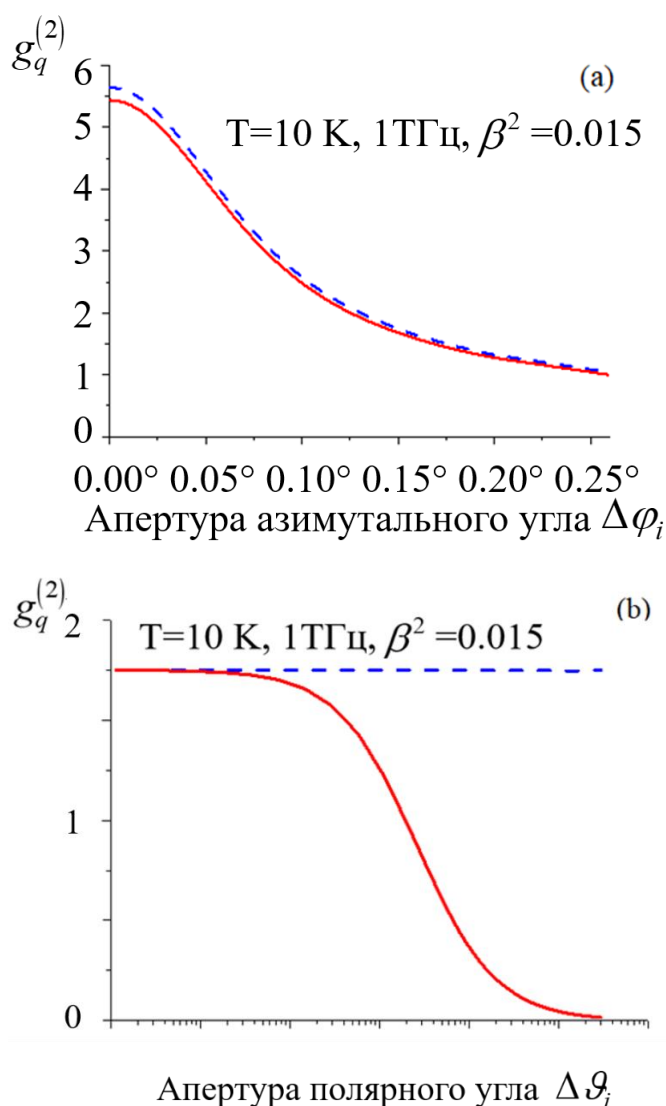


Рис.2. 10. Зависимость $g_q^{(2)}$ от азимутального угла (а) и полярного угла (б). Красная линия – с учетом тепловых флуктуаций, синяя пунктирная линия – без учета тепловых флуктуаций.

Выводы по Главе 2

С помощью обобщенного закона Кирхгофа проведено теоретическое исследование параметров оптико-терагерцовых бифотонных полей. Результаты исследования можно сформулировать следующим образом:

1) Получено общее аналитическое выражение (2.29) для расчета квантового вклада $g_q^{(2)}$ в корреляционную функцию бифотонного поля, генерируемого при частотно-невырожденном процессе СПР, с учетом многомодового характера нелинейно-оптического взаимодействия, наличия равновесного теплового излучения и поглощения нелинейного кристалла на холостых частотах.

2) Показано, что влияние тепловых флуктуаций равновесного поля на терагерцовых частотах вносит большой вклад в падение корреляционной функции $g_q^{(2)}$, чем эффекты поглощения фотонов на этих частотах.

3) Обнаружено, что зависимость $g_q^{(2)}$ от частоты холостого излучения СПР в терагерцовом диапазоне имеет максимум, возникающий в результате роста $g_q^{(2)}$, вызванного снижением коэффициента параметрического усиления и числа поперечных мод излучения при уменьшении частоты, а также встречного эффекта уменьшения $g_q^{(2)}$, обусловленного усилением влияния тепловых флуктуаций поля на меньших частотах.

4) На основании анализа параметра Федорова для угловых характеристик оптико-терагерцового бифотонного поля показано, что число эффективных пространственных азимутальных мод линейно растет с терагерцовой частотой холостого излучения, тогда как число эффективных полярных мод практически не меняется и близко к 1. Величина $g_q^{(2)}$ может быть увеличена за счет уменьшения азимутальных угловых апертур детекторов холостого и сигнального излучения СПР до значений, соответствующих одномодовому детектированию. Дальнейшее уменьшение полярных угловых апертур также должно приводить к росту $g_q^{(2)}$, связанному со снижением негативного влияния тепловых флуктуаций.

Глава 3.

Исследование статистических свойств оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света

3.1. Генерация терагерцового излучения при параметрическом рассеянии света в режиме слабого усиления

В предыдущей главе была получена формула (2.29), описывающая квантовое превышение над классическим уровнем, входящее в $g^{(2)}$. Как следует из выражения для $g^{(2)}$, одним из способов достижения высокого уровня корреляции, так чтобы $g^{(2)} \gg 1$, при условии большого количества мод в поле ПР. необходимо следующее условие: $\beta \ll 1$ (это особенно важно в случае регистрации многомодового излучения). Экспериментальным условием достижения режима слабого усиления является линейная зависимость мощности холостого (терагерцового) или сигнального (оптического) излучения от мощности лазерной накачки. Чтобы понизить величину β при ПР, в оптическом диапазоне используются схемы с непрерывной накачкой и, если необходимо, дополнительно снижается интенсивность лазерного излучения. Однако, если $\beta \downarrow$, то $P_s \downarrow \wedge P_i \downarrow$, где P_s, P_i – мощности сигнального и холостого частей ПР. Применение подобных по мощности источников накачки для регистрации оптико-терагерцовых бифотонов на данный момент трудно решаемая задача, в силу недоступности необходимых значений чувствительностей и уровней шумов широко доступных терагерцовых приемников. В работе [128] для накачки применялся импульсный лазер. Однако снижение его пиковой мощности помогло зарегистрировать ТГц излучение, соответствующее значению $\beta \approx 1$. Если продолжать снижение мощности накачки, то приводит падение показаний детектора ниже уровня шумов терагерцового болометра. При этом применялся высокочувствительный современный НЕВ болометр на сверхпроводящих электронах [129] с низкой эквивалентной шумовой мощностью $NEP \sim 2.5 \times 10^{-13} \text{ Вт} \times \text{Гц}^{-1/2}$.

Однако, снижения предельной величины коэффициента β можно достичь и иным способом. Анализируя выводы работы [A5] и текст выше, можно заметить, что спектральная плотность мощности холостого излучения зависит от частот сигнальных и холостых фотонов как $P_i \propto (\omega_s)^3 (\omega_i)^4$. В сильно

невыврожденном по частоте случае $\omega_i \ll \omega_s$, частота сигнальных волн очень близка к частоте накачки ω_p , и можно считать, что

$$P_i \propto (\omega_p)^3 (\omega_i)^4. \quad (3.1)$$

При этом дополнительный вклад в эту зависимость, связанный с изменением дисперсионных оптических характеристик кристалла, имеет очень слабый характер. Следовательно, при увеличении частоты оптической накачки ω_p мощность холостого излучения на той же терагерцовой частоте должна расти пропорционально третьей степени ω_p . Коэффициент β при этом тоже будет возрастать, но гораздо медленнее (см. (2.12): $\beta \propto (\omega_p)^{1/2}$). Таким образом, путем увеличения частоты лазерной накачки можно добиться того, что предельный уровень сигнала одного и того же терагерцового детектора будет соответствовать более низким значениям β , удовлетворяющим условию режима слабого усиления (спонтанному режиму параметрического рассеяния, СПР). В данной работе этот новый подход использован экспериментально при переходе на частоту 2-ой гармоники излучения одного и того же лазера накачки.

На Рис. 3.1 приведена схема экспериментальной установки для измерения мощности холостого излучения ПР на терагерцовых частотах в диапазоне 0.1–3 ТГц. В двух сериях экспериментов был задействован один и тот же твердотельный $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ -лазер с диодной накачкой и длиной волны

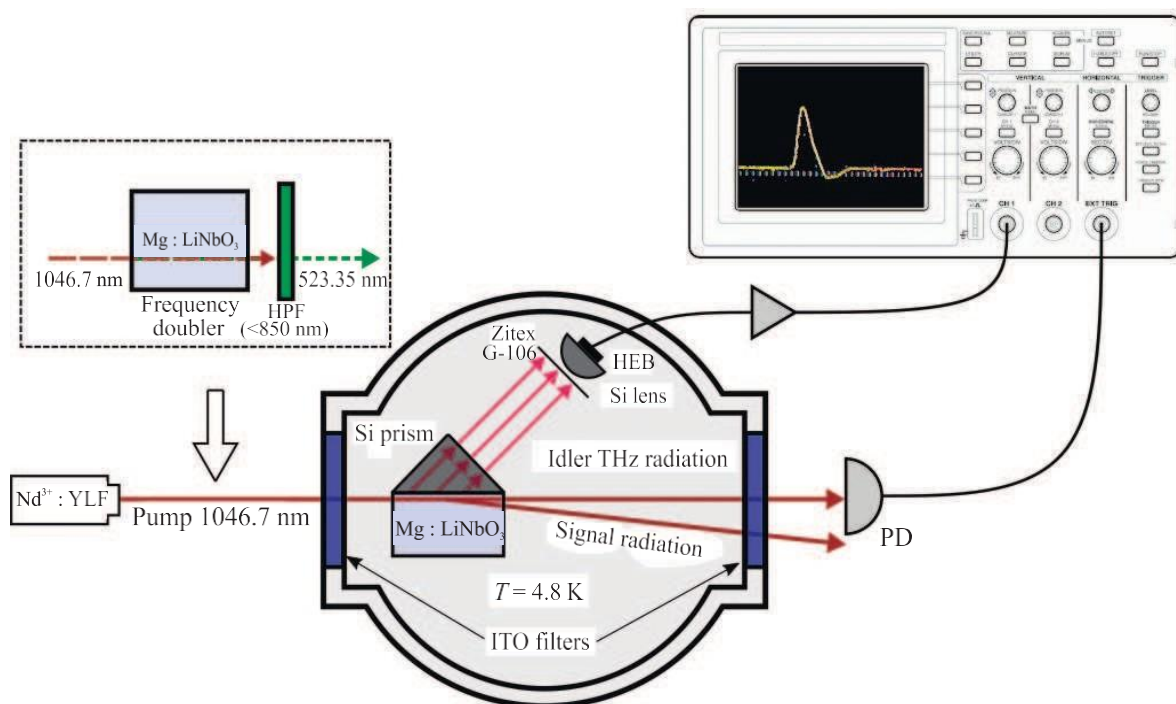


Рис.3.1 Схема экспериментальной установки для генерации оптико-терагерцовых бифотонов и регистрации мощности холостого излучения терагерцовой частоты при ПР в двух режимах, на длинах волн накачки $\lambda_p = 1046.7$ нм и $\lambda_p = 523.35$ нм. Используемые во втором случае кристалл – удвоитель частоты лазера и фильтр, отсекающий излучение первой гармоники, показаны на пунктирной вставке

генерации 1046.7 нм, работающий в одномодовом режиме (TEM₀₀), с длительностью импульсов 10 нс и частотой следования лазерных импульсов 7 кГц. Основное различие между двумя вариациями установки для детектирования ТГц части ПР было в том, что в первом варианте излучение непосредственно направлялось на нелинейный кристалл и служило накачкой ПР, а во втором случае устанавливался нелинейный кристалл-удвоитель частоты, и накачкой служила вторая гармоника излучения лазера на длине волны 523.35 нм. Преобразование частоты осуществлялось в специально ориентированном кристалле-удвоителе Mg:LiNbO₃. В обоих случаях радиус поперечного сечения накачки на кристалле-источнике ПР составлял 50 мкм. Сам кристалл был помещен в охлаждаемый гелиевый криостат вместе со сверхпроводниковым болометром на горячих электронах (HEB) производства SCONTEL [129], детектирующем холостую ПР часть излучения. Характерное время отклика болометра составляло 50 пс, эквивалентная мощность шума $NEP \approx 2.5 \cdot 10^{-13}$ Вт ·

$\Gamma_{\text{ц}}^{-1/2}$. Кристалл и чувствительный элемент болометра (включая кремниевую полусферическую линзу, пленку NbN с антенным вводом излучения) находились при одинаковой температуре $T = 4.8$ К. Входное и выходное окна криостата, предназначенные для ввода и вывода накачки, были снабжены фильтрами ИТО [136] для предотвращения проникновения внешнего теплового излучения. Широкополосный ИК-фильтр (Zitex®G-106) защищал болометр от рассеянного в кристалле оптического излучения накачки.

Параметрическое рассеяние возбуждалось в обоих случаях в *eee*-геометрии, в кристаллах Mg:LiNbO₃ длиной $L = 2.5$ см в первой конфигурации и $L = 1$ см – во второй. В соответствии с условиями пространственного синхронизма, наиболее эффективно терагерцовое излучение генерируется в кристалле в черенковской геометрии рассеяния [137] под углами к направлению накачки $\theta_{i0} \sim 60^\circ$ и выше (В широком интервале терагерцовых частот черенковский угол одинаков, при этом его величина зависит от дисперсионных параметров кристалла на оптических и терагерцовых частотах, которые, в свою очередь, могут меняться в кристаллах с различной концентрацией примеси Mg и дефектов). Вывод холостого излучения из кристалла осуществлялся через боковую грань кристалла, расположенную в непосредственной близости от луча накачки, и сопрягающий элемент – призму из материала высокоомного кремния (Si) с углом 45° в основании. Этот способ выведения позволяет снизить потери, связанные с поглощением терагерцовых волн в кристалле. Величина угла призмы подбиралась с учетом величины θ_{i0} в кристаллах выбранного состава и показателя преломления материала призмы в терагерцовом диапазоне частот. Далее терагерцовое излучение после прохождения фильтра Zitex®G-106 фокусировалось кремниевой линзой на логарифмическую спиральную антенну, напыленную на сверхпроводящую пленку NbN толщиной 5 нм. После преобразования в широкополосном криогенном усилителе, электрические импульсы с антенны поступали на вход осциллографа Tektronix, синхронизованного с импульсами с pin-диода (PD) в канале накачки. С помощью

осциллографа регистрировалась средняя амплитуда импульсов в режиме сбора с усреднением, число усреднений на осциллографе выбиралось максимальным (равным 128 в нашем случае).

Чтобы экспериментально исследовать характер зависимости мощности холостого терагерцового излучения ПР от мощности падающего на нелинейный кристалл в криостате излучения лазерной накачки, мы варьировали ток лазерного диода в схеме накачки лазера в диапазоне от 5.5 до 8 А. При этом мощность излучения основной гармоники изменялась в диапазоне от 130 до 460 мВт (накачка нелинейного кристалла в экспериментальной установке конфигурации 1), а мощность второй гармоники – от 6 до 73 мВт (накачка нелинейного кристалла в экспериментальной установке конфигурации 2). Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 3.2а и 3.2б. Видно, что в первом случае исследуемая зависимость носит ярко выраженный нелинейный характер. Она хорошо аппроксимируется известным соотношением [87]

$$P_i \propto \sinh^2(\beta), \quad (3.2)$$

справедливым для ПР в случае пренебрежимо малых вкладов от тепловых флуктуаций поля и малого поглощения. Эти условия выполнялись при низкой температуре кристалла, поддерживаемой в нашем эксперименте.

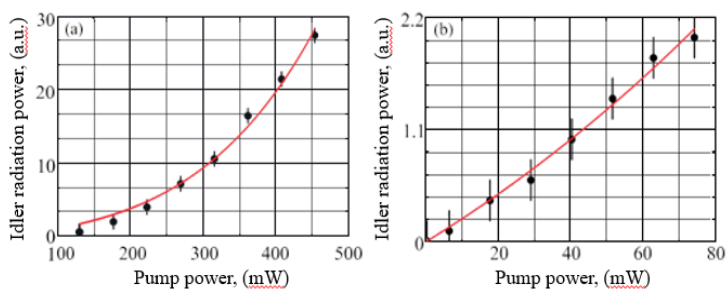


Рис. 3.2. Зависимости мощности холостого излучения от мощности оптической накачки. Точки – экспериментальные значения, измеренные при параметрах: (а) – $\lambda_p = 1046.7$ нм, $L = 25$ мм; (б) – $\lambda_p = 523.35$ нм, $L = 10$ мм. Линии – результат аппроксимации с помощью соотношения (3.2) и соотношений (3.3) (для рисунка (а)) или (3.4) (для рисунка (б))

Из аппроксимации экспериментальных данных на Рис. 3.2а с помощью соотношения (3.2) можно было определить численную связь безразмерной величины β с мощностью накачки P_{pump} , измеренной в милливаттах:

$$\beta = 0.14 \sqrt{P_{\text{pump}} [mW]}. \quad (3.3)$$

При этом диапазон варьирования мощности накачки в первом варианте установки соответствовал значениям коэффициента параметрического усиления $1.6 < \beta < 3.0$. Во втором же случае, при переходе на удвоенную частоту накачки, наблюдалась почти линейная зависимость сигнала болометра от мощности накачки, что позволяет сделать вывод о начале перехода в режим спонтанного ПР. Однако при этом невозможно уверенно определить значения коэффициентов усиления непосредственно через аппроксимацию полученной слабо нелинейной зависимости. Поскольку сигнал НЕВ не был откалиброван в абсолютных единицах мощности, этого нельзя было сделать и напрямую. Однако учитывая, что только два из параметров, определяющих величину связи β с мощностью накачки, были изменены в экспериментальной установке при переходе к конфигурации 2 – частота накачки и длина нелинейной среды, и используя выражение для коэффициента усиления (3.3), определенное экспериментально для первого варианта установки, можно увидеть следующее:

$$\beta = 0.1 \sqrt{P_{\text{pump}} [mW]} \quad (3.4)$$

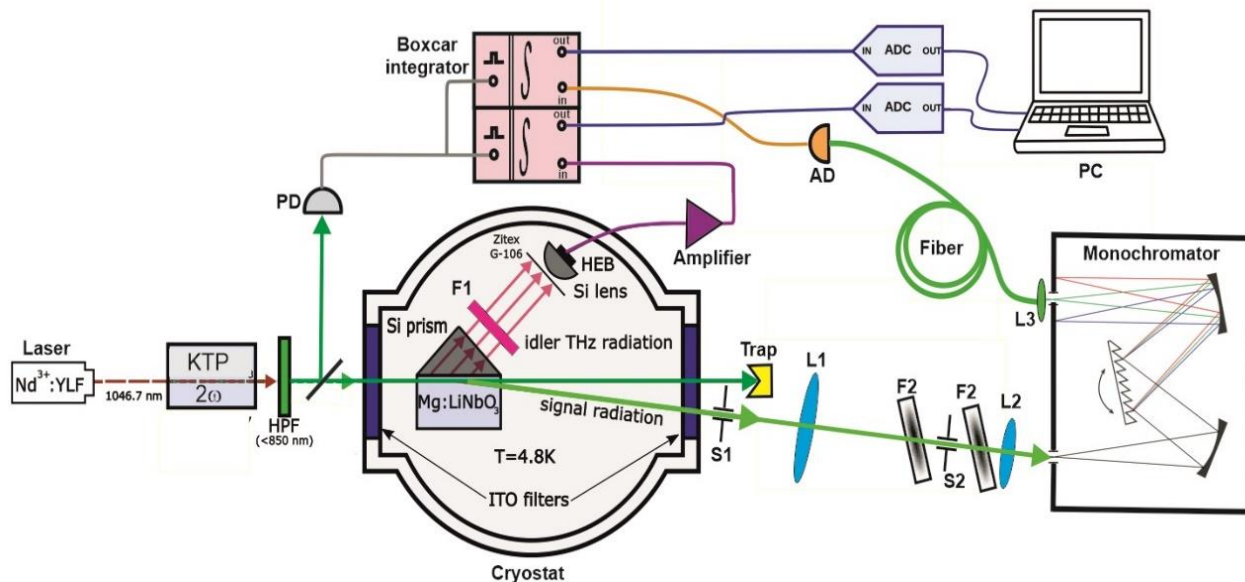
Это означает, что коэффициент усиления во втором варианте установки варьировался в интервале существенно более низких значений $0.3 < \beta < 1$. Действительно, кривая, проведенная на Рис.3.2б исходя из соотношения (3.4), хорошо аппроксимирует измеренную зависимость, близкую к линейной в диапазоне малых мощностей накачки. Таким образом, увеличение частоты накачки в двараза позволило на практике воплотить измерения с кристаллом меньшей длины в режиме накачек меньшей мощности. Все это дало возможность в итоге существенно – в 5 раз – снизить минимальное значение коэффициента параметрического усиления β , при котором в установке возможна регистрация терагерцовых фотонов ПР. Переход к более низким значениям

коэффициента параметрического усиления β позволил в дальнейшем осуществить регистрацию неклассических корреляций между оптическими и терагерцовыми фотонами ПР.

3.2. Измерение и обработка токовых показаний детекторов сигнального и холостого излучения в аналоговом режиме

В Главе 2 была построена модель для расчёта нормированной корреляционной функции 2-го порядка по интенсивности в аналоговом режиме детектирования. Необходимость работы в аналоговом режиме детектирования излучения обоих каналов ПР обусловлена тем, что, как уже упоминалось, однофотонные детекторы терагерцового излучения на данный момент широко не распространены. Имеющиеся немногочисленные модели таких устройств работают на предельно низких температурах 0.01 – 0.1 К, недоступных для широкого использования [138].

Схема установки, собранной для измерения корреляционных параметров оптико-терагерцовых бифотонов, показана на Рис.3.3. В качестве источника накачки использовалась вторая гармоника импульсно-периодического излучения Nd³⁺:YLF-лазера с модуляцией добротности. Длительность импульса составляла 10 нс, частота повторения 4 кГц, изменение мощности накачки производилось путем изменения тока лазерного диода. Излучение второй гармоники генерировалось на длине волны 523.5 нм в кристалле титанил-фосфата калия (КТР на Рис.3.3), радиус пучка накачки на нелинейном кристалле, генерировавшем оптико-терагерцовые бифотоны, составлял около 300 мкм. В качестве источника оптико-терагерцовых бифотонов использовался кристалл Mg:LiNbO₃ длиной 0.9 см (LN), неколлинеарные бифотоны генерировались при *eee* - геометрии, оптическая ось кристалла была ориентирована нормально к плоскости рассеяния в режиме фазового синхронизма. Для регистрации терагерцовых фотонов в холостом (ТГц) канале использовался болометр на горячих электронах на основе пленки NbN в сверхпроводящем состоянии,



расположенный вместе с кристаллом Mg:LiNbO_3 вакуумном откачном криостате при рабочей температуре 4.8 К.

Рис. 3.3. Схема экспериментальной установки для измерения токовых показаний детекторов сигнального и холостого излучения.

Для выделения участка спектра холостых волн перед детектором НЕВ располагался полосовой фильтр производства «Tydex» (F1) с центральной частотой 1 ТГц и шириной полосы пропускания 0.25 ТГц, для подавления рассеянного излучения накачки использовалась также пленка из политетрафторэтилена (Zitex G-106). Как и в предыдущей схеме на Рис.3.1, в качестве входного и выходного окон криостата использовались фильтры ИТО, подавляющие влияние внешнего теплового излучения на терагерцовых частотах. Для детектирования сигнальных (оптических) фотонов использовался лавинный фотодиод производства фирмы «Laser Components» (AD), обладающий функцией однофотонного счета, или аналоговый фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) производства фирмы Hamamatsu. Для отсечки прямого излучения накачки после кристалла в схеме регистрации сигнальных (оптических) фотонов стоял поглотитель.

Для подавления рассеянного на элементах схемы излучения частоты накачки, которое может распространяться под теми же углами, что и сигнальное излучение ПР, использовались узкополосные фильтры “Optigrate” (F2) на брэгговских решетках (Bragg grating Notch filters). Для выделения поперечных мод сигнального излучения, связанных условиями фазового синхронизма с детектируемыми модами холостого канала, в оптическом канале помещалась линза (L1) с фокусным расстоянием $F_1 = 21$ см на расстоянии $2F_1$ от кристалла, излучение при этом проходило через систему щелей регулируемой ширины (S1, S2). Далее сигнальное излучение фокусировалось в монохроматор МДР-41 с помощью короткофокусной линзы (L2) с фокусным расстоянием $F_2 = 5$ см. После монохроматора сигнальное излучение через линзовый каплер (L3) заводилось в многомодовое оптоволокно, а через оптоволокно – в детектор сигнального канала (на Рис.3.3 в качестве детектора изображен лавинный фотодиод (AD). с волоконным входом). Для обработки аналоговых (токовых) показаний сигнального и холостого детекторов использовались 2 независимых ячейки стробируемого интегратора Voxcar SRS 250. На каждом из выходных гнезд интегратора формировались сигналы, пропорциональные “почти мгновенным” (средним за малый интервал времени, определяемым длительностью строба $\tau_s = 6$ нс) значениям токов детекторов сигнального или, соответственно, холостого каналов. Синхронизация моментов запуска стробов в каждом измерительном канале между собой и с импульсом лазерной накачки осуществлялась с помощью электрического сигнала с PIN-диода (PD). Этот фотодиод размещался в канале ответвления небольшой части излучения накачки до кристалла. Связь Voxcar интегратора с компьютером (PC) осуществлялась с помощью аналого-цифрового преобразователя (ADC) с частотой дискретизации 192 кГц.

Процедура сбора и первичной обработки токовых показаний детекторов сигнального и холостого каналов ПР осуществлялась с помощью специально

созданной программы. Работу этой части комплекса можно разделить на несколько этапов:

1) Данные по показаниям детектора каждого канала, поступающие с аналого-цифрового преобразователя, заводятся в программу в виде одномерного массива чисел $X(i)$.

2) В каждом промежутке массива, который содержит 48 входных элементов массива ($v_d/v_r=48$, где $v_d=192$ кГц - частота дискретизации, $v_r=4$ кГц – частота следования лазерных импульсов), ищется локальный максимум.

3) Найденные максимальные значения записываются в выходной массив для последующей статистической обработки. Массив содержит две колонки значений, соответствующих одновременно снятым показаниям каждого из 2-х детекторов.

3.3. Моделирование статистических распределений токовых показаний детекторов холостого и сигнального излучения

Для того, чтобы в дальнейшем производить обработку экспериментальных данных для измерения оптико-терагерцовых корреляций, необходимо было провести предварительный отдельный статистический анализ токовых показаний каждого из детекторов - холостого (терагерцового) и сигнального (оптического) каналов. Целью данного анализа являлось определение средних чисел элементарных фото-отсчетов, регистрируемых детекторами при поглощении единичных фотонов, а также параметры статистических распределений выходных токовых показаний этих аналоговых детекторов, соответствующих регистрации единичных фотонов. Для анализа статистических распределений показаний приемников холостого и сигнального излучения при детектировании болометром или фотоэлектронным умножителем рассмотрим следующую модель связи токовых показаний с числами фото-отсчетов.

Будем считать, что функция распределения «элементарного» тока I , вызванного регистрацией одного фото-отсчета, имеет Гауссову форму

$$P_1(I) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(I-\langle I \rangle)^2}{2\delta^2}}, \quad (3.5)$$

где $\langle I \rangle$ - средний «элементарный» выходной ток детектора, соответствующий поглощению одного фотона на входе болометра, или одного фотоэлектрона с фотокатода на входе диодной системы ФЭУ, δ - дисперсия этого тока. За время импульса лазера детектор может зарегистрировать несколько (n) таких фотоотсчетов. Тогда суммарный зарегистрированный ток определяется суммой n одинаковых случайных величин, а его распределение имеет вид

$$P_n(I) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(I-n\langle I \rangle)^2}{2n\delta^2}}. \quad (3.6)$$

Так как число зарегистрированных фотоотсчетов при постоянной интенсивности света описывается пуассоновским распределением, распределение полного зарегистрированного тока нужно по нему усреднить:

$$P(I) = e^{-\langle n \rangle} \sum_n \frac{\langle n \rangle^n}{n! \delta\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(I-n\langle I \rangle)^2}{2n\delta^2}}. \quad (3.7)$$

Данное статистическое распределение не учитывает, что средний «элементарный» ток может иметь зависимость от количества фотонов, поглощаемых в единицу времени чувствительным элементом детектора любого типа, а также от количества фотоэлектронов, суммарно испускаемых фотокатодом ФЭУ [139]. Если предположить, что данная зависимость слабая, то этот эффект можно учесть, заменив постоянный средний «элементарный» ток на ток, линейно зависящий от числа фото-отсчетов. Тогда распределение будет иметь более сложный вид

$$P(I) = e^{-\langle n \rangle} \sum_n \frac{\langle n \rangle^n}{n! \delta\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(I-n\langle I \rangle + Gn)^2}{2n\delta^2}}, \quad (3.8)$$

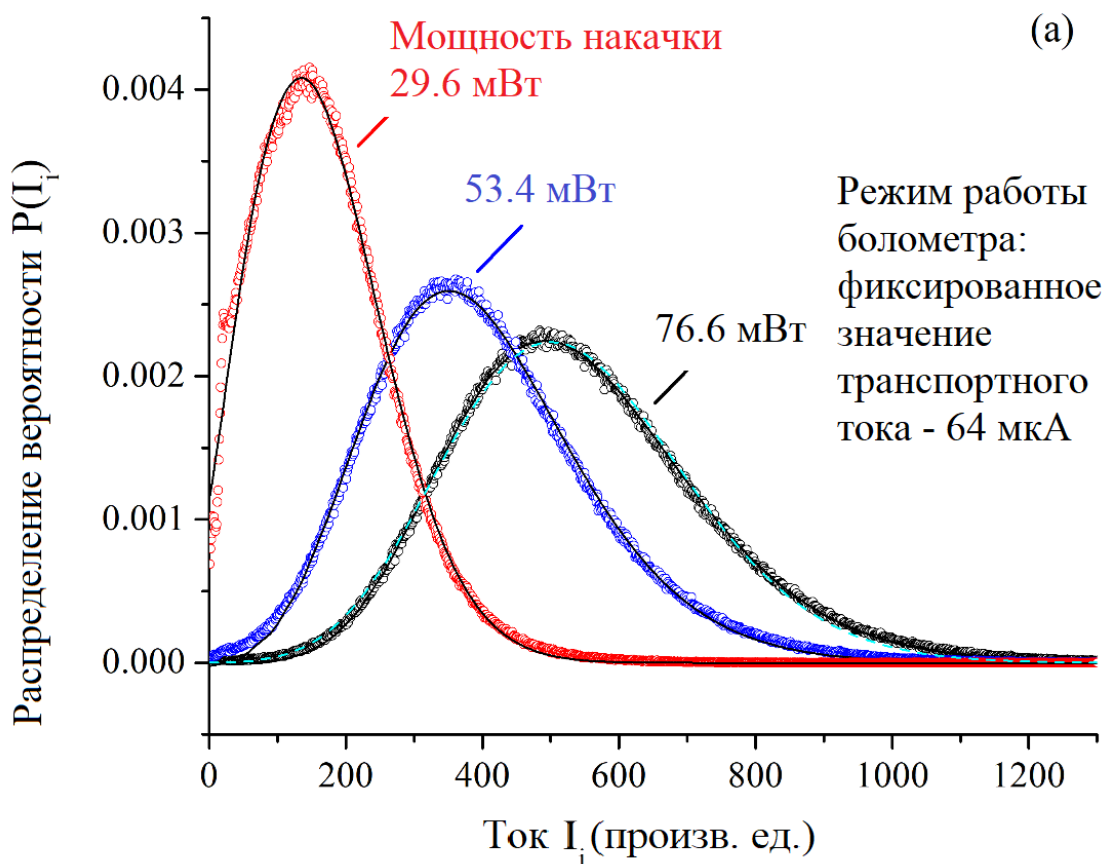
где G – параметр, учитывающий зависимость среднего тока от числа фото-отсчетов.

3.4. Статистический анализ показаний сверхпроводникового терагерцового болометра

На Рис. 3.4 показаны распределения «мгновенных» (средних за время строба 6 нс) токов терагерцового болометра, зарегистрированных при разных мощностях лазерной накачки (29.6 mW, 53.4 mW и 76.6 mW средней мощности) и различных значениях транспортного тока болометра (64 μ A, 69 μ A) в экспериментальной установке, представленной на Рис.3.3. По оси OX отложены значения измеренных токов болометра. По оси OY отложена вероятность того, что выходной ток принимает данное значение. Экспериментальные значения вероятности определялись путем нормировки исходно зарегистрированных гистограмм показаний болометра на постоянные коэффициенты, при которых площади под распределениями равны 1.

Из рисунков видно, что при увеличении мощности накачки гистограммы распределений смещаются в область больших токов, что качественно соответствует увеличению количества фотоотсчетов при увеличении мощности накачки. Также увеличение транспортного тока приводит к смещению распределений, так как увеличивается постоянная добавка к токовым показаниям. Полученные гистограммы были аппроксимированы с помощью формул (3.7) и (3.8). Аппроксимация проводилась с помощью программного пакета ORIGIN методом наименьших квадратов. Полученные данные для параметров $\langle n_i \rangle$, $\langle I_i \rangle$, δ_i показаны в Таблице 1. Из таблицы видно, что при увеличении мощности накачки среднее число фото-отсчетов увеличивается почти линейно, что соответствует режиму, близкому к режиму спонтанного

параметрического рассеяния. Также показания среднего тока и дисперсии флуктуируют, что можно связать с особенностями режима работы болометра и Вохсар–интегратора. Флуктуации, связанные с режимом работы болометра, можно соотнести с тем, что процесс детектирования в болометре данного типа – сложный неравновесный процесс. При поглощении терагерцового излучения импеданс болометра резко возрастает, что соответствует кратковременному (в течение $\sim 10^{-13}$ с.) переходу болометра из сверхпроводящей фазы в проводящую. Флуктуации однофотонного импульса фототока могут возникать как из-за режима работы самого болометра, так и быть связаны с тем фактом, что стробируемый в Вохсар–интеграторе импульс, длительность



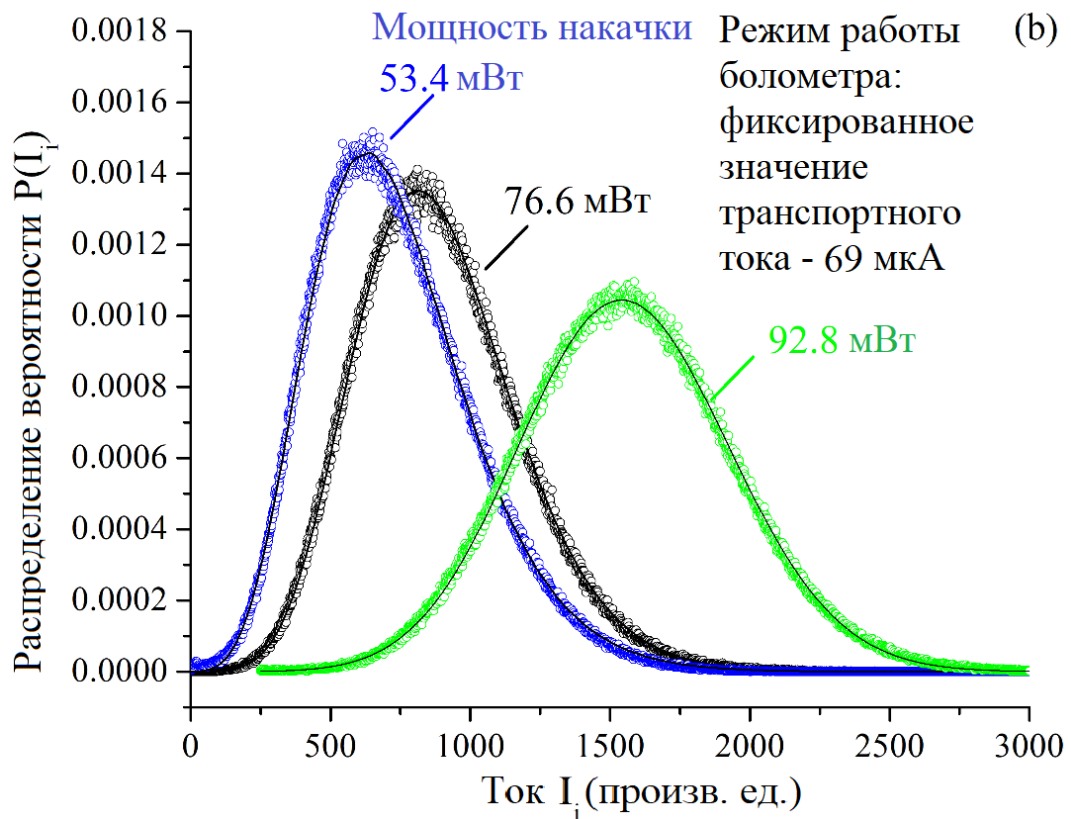


Рис.3.3. Распределения вероятности детектируемого тока от величины тока при различных мощностях лазерной накачки, возникающего в результате регистрации холостого излучения при двух режимах работы болометра (а) транспортный ток – 64μА, (b) транспортный ток – 69 μА.

Таблица 3.1. Значения среднего числа фото-отсчетов, среднего значения и дисперсии элементарного фототока при различных мощностях излучения накачки, определенные путем аппроксимации по формулам (3.7) или (3.8) гистограмм, снятых при различных значениях транспортного тока болометра.

Транспорт. ток	Мощность накачки	Число фото-отсчетов $\langle n_i \rangle$		Средний ток $\langle I_i \rangle$		Дисперсия тока δ_i	
		Ур. (3.7)	Ур.(3.8)	Ур. (3.7)	Ур.(3.8)	Ур. (3.7)	Ур.(3.8)
64 μА	29.6 mW	7.04±0.14	4.58±0.12	22.9±0.5	46.4±1.9	44.9±0.2	56.6±1.0
	53.4 mW	8.95±0.7	9.22±0.06	43.8±3.6	35.1±0.4	37.7±2.6	16.4±0.5
	76.6 mW	11.9±5.7	13.82±0.03	45±23	29.7±0.15	35±20	11.3±0.2
69 μА	53.4 mW	8.9±1.2	9.07±0.06	80±12	66.5±0.5	66.8±9.2	30.3±1.2
	76.6 mW	12.4±8.8	14.3±0.2	71±53	48.3±1.0	54.7±48.3	19.7±1.6
	92.8 mW	17.91±0.03	16.1±0.8	87.9±0.2	156±4	19.7±0.6	115±4

которого больше окна строба, может попадать в окно строба по-разному из-за нестабильности работы лазера. Из всех параметров, указанных в Таблице 1, наиболее интересным является $\langle n_i \rangle$, так как именно он не должен зависеть от

свойств системы детектирования, за исключением одного - квантовой эффективности детектора. На Рис.3.4 представлена зависимость указанных в таблице значений $\langle n_i \rangle$ от мощности накачки. Данные экспериментальные точки были аппроксимированы теоретической зависимостью $\langle n_i \rangle$ от коэффициента параметрического усиления

$$\langle n_i \rangle \propto \text{sinc}^2(\beta). \quad (3.9)$$

Именно такая зависимость должна наблюдаться с учетом зависимости от мощности накачки числа падающих холостых фотонов (см. (3.2)) и постоянной величины квантовой эффективности болометра.

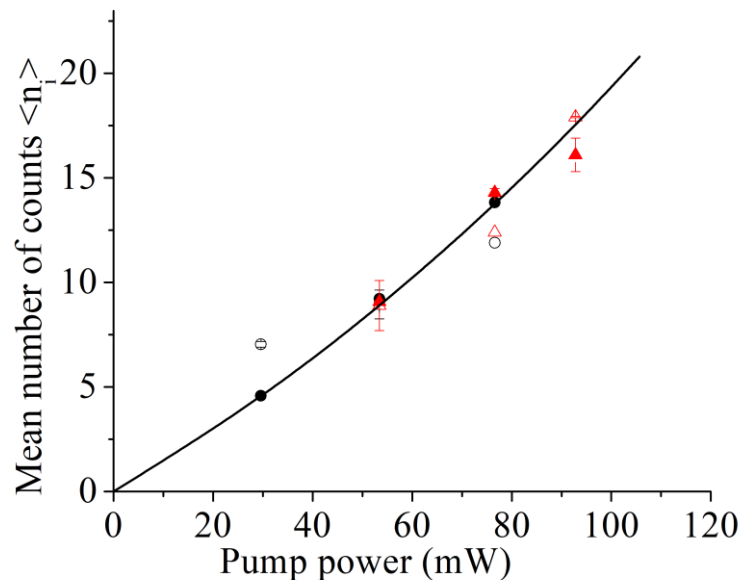


Рис.3.4. Среднее число отсчетов $\langle n_i \rangle$ в зависимости от мощности лазерного излучения. Незакрашенные точки: результаты аппроксимации по уравнению (3.7), покрашенные точки: по уравнению (3.8). Черные круглые точки соответствуют аппроксимации гистограмм при транспортном токе болометра $64\mu\text{A}$, красные треугольные точки - при транспортном токе $69\mu\text{A}$. Сплошная кривая: теоретическая зависимость числа фото-отсчетов, полученная из (3.9) с учетом единственного масштабирующего множителя.

Из графика видно, что значения $\langle n_i \rangle$ остаются приблизительно одинаковыми при одной и той же мощности падающего холостого излучения независимо от значения транспортного тока холостого детектора. Это дополнительно подтверждает сказанное выше: число фотоотсчетов детектора зависит от квантовой эффективности детектора, в то время как транспортный ток оказывает влияние на среднюю величину однофотонного отклика $\langle I_i \rangle$. Также

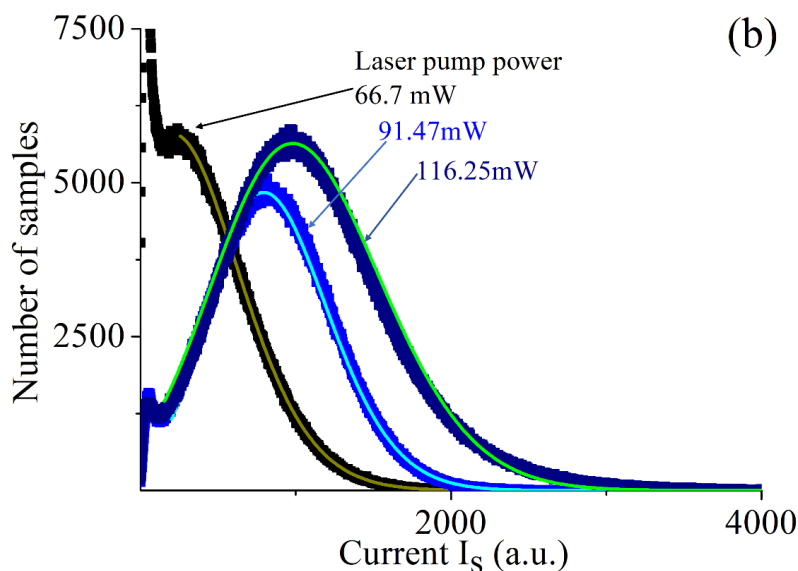
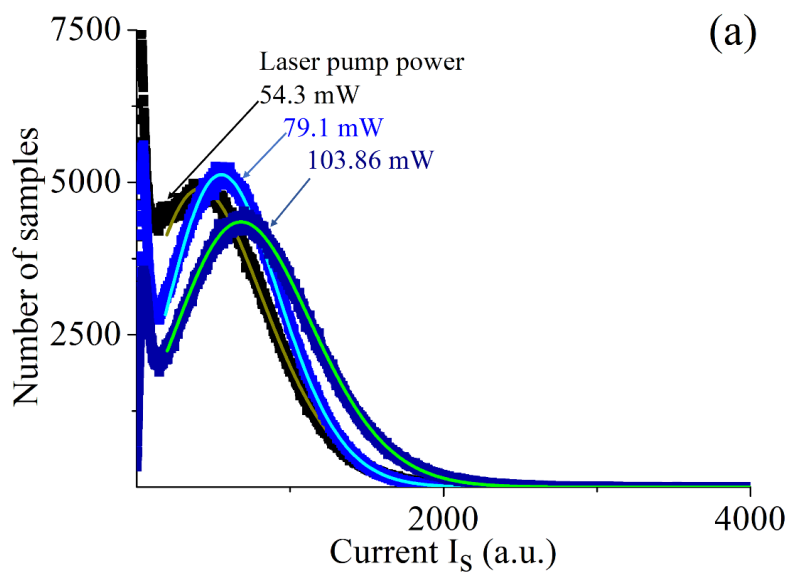
близость различных значений $\langle n_i \rangle$, полученных в результате аппроксимации уравнениями (3.7) и (3.8), говорит о малом влиянии параметра G , введенного при моделировании соотношением (3.8).

3.5. Статистический анализ показаний оптического детектора на основе аналогового ФЭУ

Далее рассмотрим токовые показания ФЭУ. Будем использовать только уравнение (3.7) для аппроксимации получаемых импульсов в сигнальном канале. Использование именно данного уравнения (в котором не содержится добавочный параметр G) обусловлено тем, что, в отличие от болометра, фотоэлектронный умножитель не претерпевает всплеск импеданса, связанный с фазовым переходом в болометре, вызываемым разогревом электронной подсистемы при поглощении ТГц излучения. На Рис. 3.5 показаны зависимости количества токовых показаний ФЭУ от величины тока при различных значениях лазерной накачки. Можно заметить, что при увеличении мощности излучения накачки графики, также как и в случае холостого излучения, смещаются в сторону больших значений токов, что вызвано возрастанием числа $\langle n_s \rangle$. В данных графиках присутствует область при малых токах, в которой возникает второй пик, связанный с шумами ФЭУ и Вохсаг-интегратора. В отличие от болометра, данные шумы вносят существенный вклад в получаемые графики, что обусловлено более низким значением “сигнал/шум”. Используемая модель для аппроксимации экспериментальных данных не учитывает вклад шумов в полученные распределения. Поэтому, несмотря на то, что данные шумы частично смешаны с сигнальными токовыми показаниями детектора, только часть каждого графика аппроксимировалась формулой (3.7). В качестве начальных точек при наложении расчетной зависимости на экспериментальную брались, приближенно, точки перегибов графиков. В Таблице 3.2 приведены получившиеся параметры $\langle n_s \rangle, \langle I_s \rangle, \delta_s$.

Таблица 3.2. Значения среднего числа фотоэлектронов, среднего значения и дисперсии элементарного фототока при различной мощности лазерной накачки, определенные путем аппроксимации гистограмм ФЭУ.

Мощность накачки(mW)	Число фотоотчетов $\langle n_s \rangle$	Средний ток $\langle I_s \rangle$	Дисперсия тока δ_s
54.3	8.28 ± 0.16	60.63 ± 1.44	182.67 ± 0.74
66.7	10.0 ± 0.2	25.75 ± 0.78	189.77 ± 1.12
79.1	13.34 ± 0.24	46.08 ± 0.87	126.21 ± 0.56
91.5	17.06 ± 0.37	50.21 ± 1.13	114.1 ± 0.6
103.8	18.41 ± 0.23	47.48 ± 0.78	147.09 ± 0.72
116.25	20.5 ± 0.34	52.63 ± 0.04	156.9 ± 0.2



Гистограммы Рис.3.5. статистических распределений токовых показаний ФЭУ при различных средних мощностях излучения накачки:(a) 54.3 mW, 79.1 mW, 106.86 mW; (b) 66.7 mW, 91.47 mW, 116.25 mW. Точки – эксперимент, сплошные кривые – результаты аппроксимации с помощью соотношения (3.7).

При сравнении Таблиц 1 и 2 можно увидеть, что значения среднего «элементарного» тока (т.е. тока, соответствующего попаданию одного фотоэлектрона с катода на диодную систему ФЭУ) и дисперсии этого тока в измерениях сигнального излучения с использованием ФЭУ ведут себя более стабильно, чем значения тех же параметров в измерениях холостого излучения (в случае болометра под «элементарным» имеется в виду выходной ток при поглощении одного фотона). Данный факт можно качественно объяснить тем, что флуктуации $\langle I_s \rangle, \delta_s$ в болометре вызываются в результате неравновесной природы процесса детектирования (фазовый переход) и изменением транспортного тока. Далее на Рис.3.6 показана зависимость среднего числа фотоэлектронов $\langle n_s \rangle$ от величины накачки. Аналогично подходу, который использовался при получении Рис.3.4, была построена теоретическая кривая по формуле (3.9). Видно, что точки, полученные в результате аппроксимации экспериментальных гистограмм формулой (3.7), приближенно ложатся на теоретическую кривую.

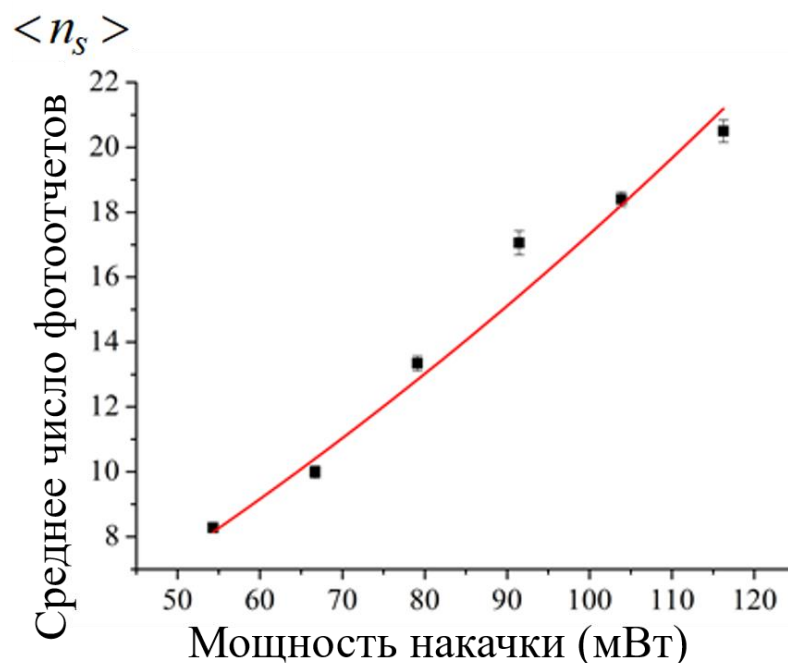
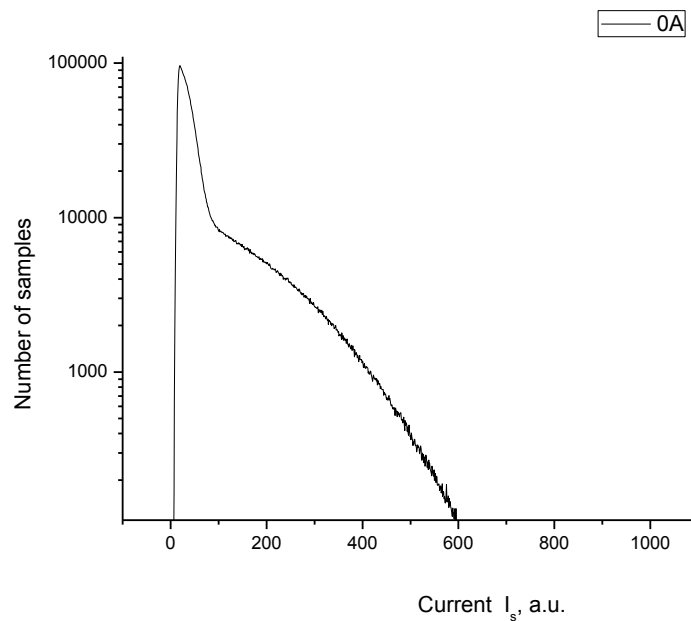


Рис.3.6. Черные точки: значения $\langle n_s \rangle$ при разных мощностях накачки, полученные в результате аппроксимации экспериментальных гистограмм ФЭУ формулой (3.7). Красная кривая: теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (3.9).

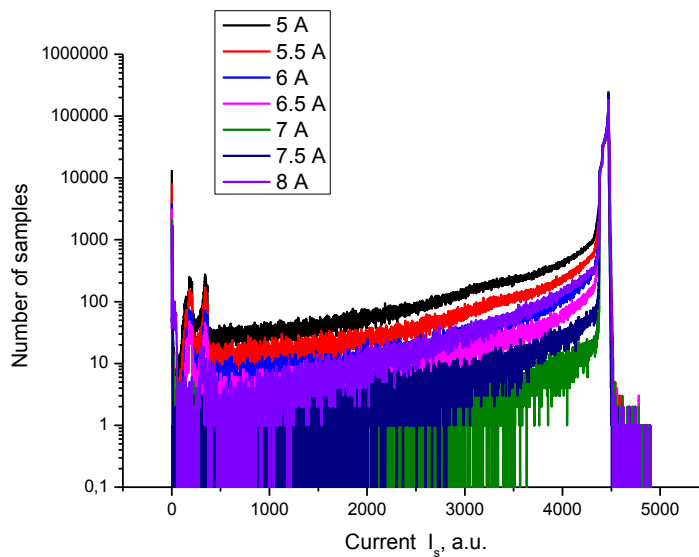
Отметим, что в результате обработки данных в сигнальном и холостом каналах получено, что средние числа $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_i \rangle$ при одних и тех же мощностях накачки близки друг к другу. В типовых схемах измерений корреляций в квантовой оптике это означало бы, что квантовые эффективности детекторов совпадают (при условии, что сигнальный и холостой оптические тракты одинаковы). Однако в нашем случае сигнальный и холостой тракты сильно различаются. Оптический путь, который проходит ТГц излучение, достаточно мал. Для регистрации холостого излучения, как было показано выше, была настроена специальная система коллимирования (Si-призма + короткофокусная линза) и фокусировки на NbN (короткофокусная линза) во избежание высоких потерь энергии ТГц импульсов. Сигнальный тракт содержит большее количество оптических элементов, на которых могут происходить значительно большие потери. Если исходить из того факта, что квантовая эффективность ФЭУ выше, чем у болометра, то совпадение $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_i \rangle$ говорит о больших потерях излучения в сигнальной части установки, которые перекрывают разницу в значениях квантовой эффективности детекторов сигнального и холостого излучения в эксперименте, описанном в данной главе.

Отметим также проблемы, связанные с наличием двухкомпонентной смеси “шум+сигнал”, характерной для гистограмм ФЭУ в условиях данного эксперимента. Наличие высокого уровня шума ставит вопрос о способе получения достоверных значений нормированной корреляционной функции 2-го порядка по интенсивности $g^{(2)}$ при ее прямых измерениях. Для того, чтобы частично снять данный вопрос, вместо ФЭУ в установке в дальнейшем был использован также лавинный фотодиод счетного типа (ЛФД, см. Главу 4)). На Рис. 3.7 представлены графики статистических распределений количества токовых показаний такого детектора при различных накачках. Исходя из графиков видно, что не всегда величина сигнального пика, отвечающего за общее количество событий регистрации однофотонных импульсов, возрастает при увеличении мощности накачки. Это связано с тем, что мертвое время

детектора ЛФД существенно выше как выбранного в установке времени строба 6 нс, так и времени импульса лазерной накачки ~ 10 нс. При увеличении мощности накачки поток падающих за время строба фотонов увеличивается, и, начиная с определенных уровней мощности, ЛФД не успевает регистрировать приходящие фотоны с той же квантовой эффективностью. Это приводит не только к насыщению, но и к последующему уменьшению пиков при дальнейшем увеличении мощности.



(a)



(b)

Рис.3.7. Гистограммы статистических распределений токовых показаний однофотонного ЛФД в отсутствие излучения накачки (a) и при различных мощностях излучения накачки, линейно зависящих от указанных на вкладке токов лазерного диода (b).

На Рис.3.7а показан график распределения шумов ЛФД от их величины (лазер выключен). Сравнение графиков на Рис.3.7 показывает, что «полезные» токовые импульсы в случае однофотонного ЛФД хорошо отделены от шумов по амплитуде. Такое разделение может быть важно для однозначной дискриминации чисто шумовых показаний и использования в дальнейшем именно ЛФД в задачах измерения корреляционной функции оптико-терагерцового поля $g^{(2)}$. Характерно, что тот факт, что при больших мощностях накачки и высоком числе падающих на ЛФД фотонов снижается квантовая эффективность этого детектора, не мешает использованию ЛФД в измерениях $g^{(2)}$. Как это было показано в Главе 2, величина корреляционной функции $g^{(2)}$, измеряемой по токовым показаниям в отсутствие шумов, не чувствительна к квантовой эффективности систем регистрации как холостого, так и сигнального каналов.

Выводы по Главе 3

Результаты экспериментальных исследований и анализа полученных в Главе 3 данных можно сформулировать следующим образом:

1) Показано, что переход на вторую гармонику излучения лазера накачки в установке параметрического рассеяния света позволяет уменьшить величину коэффициента параметрического усиления без существенной потери в величине регистрируемых сигналов на терагерцовой частоте. Это создает предпосылки для наблюдения более высокого уровня оптико-терагерцовых корреляций в экспериментальной схеме со сверхпроводниковым терагерцовым болометром.

2) Разработана методика измерения гистограмм статистических распределений токовых показаний детекторов терагерцового и оптического излучения в условиях малого и контролируемого числа падающих фотонов в установке параметрического рассеяния света. Пропорциональное изменение скорости потоков фотонов достигается путем изменения мощности излучения накачки ПР. Методика экспериментально реализована при получении

гистограмм сверхпроводникового терагерцового болометра, оптических фотоприемников на основе аналогового ФЭУ и однофотонного ЛФД.

3) Предложена модель для анализа статистических распределений токовых показаний аналогового детектора, в основе которой лежит предположение о Гауссовом распределении фототоков, формирующихся в результате регистрации отдельного фотоотсчета, и учет пуассоновской статистики распределения чисел этих элементарных фотоотсчетов. Применение предложенной модели при численной аппроксимации экспериментальных гистограммам сверхпроводникового терагерцового болометра и аналогового ФЭУ позволило оценить величины средних чисел однофотонных отсчетов болометра и средних чисел фотоэлектронов, эмитируемых фотокатодом ФЭУ при поглощении единичных фотонов. Зависимости полученных средних чисел от мощности излучения накачки в схеме параметрического рассеяния хорошо согласуются с теоретическими зависимостями чисел фотонов, падающих на сигнальный и холостой детекторы.

4) Сравнительный анализ гистограмм распределений токовых показаний аналогового ФЭУ и ЛФД показал, что использование однофотонного ЛФД для измерения корреляционной функции оптико-терагерцового поля СПР $g^{(2)}$ предпочтительнее не только в счетном, но и в аналоговом режиме регистрации. Это объясняется возможностью более простой и однозначной дискриминации шумовых показаний аналогового детектора на основе счетного ЛФД.

Глава 4.

Измерение корреляционных функций интенсивности оптического и терагерцового полей, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света

4.1 Измерение нормированной корреляционной функции второго порядка с применением метода пост-селекции показаний аналоговых детекторов

В случае, когда вкладом от темновых шумов электронной природы и засветки от сторонних источников, можно пренебречь, $g^{(2)}$ для оптико-терагерцового поля может определяться путем усреднения отдельных токовых показаний сигнального (I_s^k) и холостого (I_i^k) детекторов и их произведений $I_s^k I_i^k$ (см. (2.23) в Главе 2). В условиях линейного детектирования и отсутствия шумов, средние от токовых показаний пропорциональны как средним по интенсивностям, так и средним по числам падающих фотонов. Вычисление именно нормированной корреляционной функции позволяет сократить коэффициенты пропорциональности, поэтому в результате данной процедуры определяется корреляция чисел оптических и терагерцовых фотонов без применения режима счета фотонов и совпадений фото-отсчетов:

$$g^{(2)} = \frac{\langle i_s i_i \rangle}{\langle i_s \rangle \langle i_i \rangle} = \frac{\langle N_s N_i \rangle}{\langle N_s \rangle \langle N_i \rangle} \equiv \frac{\langle I_s^k I_i^k \rangle}{\langle I_s^k \rangle \langle I_i^k \rangle}. \quad (4.1)$$

Соответственно, если выборка статистических данных осуществлялась в течение N интервалов стробирования ($k=1\dots N$), то

$$g^{(2)} = \frac{\langle I_s^k I_i^k \rangle}{\langle I_s^k \rangle \langle I_i^k \rangle} = \frac{\sum_{k=1}^N I_s^k I_i^k}{\sum_{k=1}^N I_s^k \sum_{k=1}^N I_i^k} N. \quad (4.2)$$

По формуле (4.2) рассчитывались значения корреляционной функции $g^{(2)}$ и в нашем эксперименте, однако вычисление производилось после предварительной процедуры дискриминации шумовых показаний в первичном статистическом наборе показаний каждого аналогового детектора, сигнального и холостого.

Для снятия первичных показаний была собрана установка для генерации и регистрации оптико-терагерцовых бифотонных полей, представленная на Рис. 3.3 и подробно описанная в предыдущей Главе 3. Применялась рабочая схема, имеющая накачку второй гармоники $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ -лазера, а в качестве аналогового детектора сигнального излучения применялся однофотонный ЛФД (в аналоговом режиме регистрации). Регистрировалось терагерцовое излучение в интервале, определяемом фильтром со средней частотой 1 ТГц и полушириной линии пропускания ~ 0.2 ТГц и сигнальное излучение на частоте соответствующего Стоксова сдвига от частоты накачки.

Было исследовано много различных подходов для дискриминации шумовых показаний. Однако каждый из них мог приводить к появлению неконтролируемых систематических ошибок в определении величины $g^{(2)}$, которая до сих пор никем еще не измерялась в режиме корреляций оптических и терагерцовых фотонов при сильно частотно-невырожденном параметрическом рассеянии света. В результате был выбран подход, опробованный и верифицированный в оптическом диапазоне частот [140]. В работе [140] он был успешно применен при измерении заранее откалиброванных значений корреляционных функций $g^{(2)}$ полностью оптических бифотонов, генерируемых при частотно-вырожденном СПР. Общепринятая калибровка величины $g^{(2)}$ в этом случае была проведена с помощью двух счетчиков фотонов и схемы совпадения их показаний в оптическом диапазоне на длине волны 810нм.

Дискриминация основывалась на результатах анализа гистограмм распределений показаний детекторов, один из которых обладал однофотонными свойствами. В главе 3 мы исследовали гистограммы лавинного фотодиода в

оптическом диапазоне и болометра в терагерцовом диапазоне. Как показал детальный анализ гистограмм использованного терагерцового болометра, наблюдаемый широкий пик экспериментально зарегистрированных распределений может быть разложен на набор сливающихся гауссовских распределений, каждое из которых соответствует детектированию одного, двух, и т.д. фотонов за время строба. Показания шумовых импульсов практически невозможно разделить с полезными импульсами в этом случае. Напротив, в гистограммах распределения тока в лавинном фотодиоде хорошо разделяется несколько областей, как это было проиллюстрировано в предыдущей главе (см. Рис.3.7). При этом область значений чисто шумовых показаний легко определяется при измерении гистограммы показаний фотодиода при перекрытом излучении лазера. Приравнивая нулю показания с соответствующими амплитудами в статистическом наборе данных фотодиода, полученных уже в условиях действующей накачки, мы исключаем деструктивное влияние данных шумов на итоговые показания сигнального детектора. Отметим, что из-за наличия у детектора на основе ЛФД значительного мертвого времени (порядка десятков наносекунд), которое превышало время строба, такой детектор, в отличие от терагерцового болометра и аналогового ФЭУ, был не способен регистрировать более одного фотона за время строба. Однако, при соответствующем выборе интервала изменения мощности накачки, можно было характеризовать данный отклик ЛФД как линейный по отношению к числу падающих фотонов СПР в достаточно широком динамическом диапазоне наших измерений. Действующая величина квантовой эффективности ЛФД могла быть при этом ниже уровня, измеряемого в условиях еще меньших скоростей потоков падающих фотонов [141], однако само значение этого параметра не должно влиять на величину нормированной $g^{(2)}$.

Аналогичная дискриминация (“обнуление”) применялась к показаниям терагерцового болометра, измененным одновременно с шумовыми показаниями оптического детектора на основе ЛФД. Это позволило избавиться и от большой части шумовых вкладов в исходных данных детектора терагерцового тракта.

Здесь мы, как и авторы [140], исходили из того, что если в сигнальном канале отсутствует полезный импульс, соответствующий детектированию одного фотона, а регистрируется только шумовой импульс, то и в холостом канале вероятнее всего регистрируется только шумовой импульс тока в течение данного времени строба.

Таким образом, исходя из гистограммы распределения токов в сигнальном канале, была применена следующая процедура дискриминации шумов:

1) При выключенном лазере измерялись гистограммы шумовых токов лавинного фотодиода. Находилось максимальное значение шумового показания

$$I_{s,noise}^j.$$

2) После включения лазера токи сигнального детектора, которые удовлетворяли условию $I_s^j \leq I_{s,noise}^j$, приравнивались нулю. Измеренные одновременно с ними токи холостого детектора также занулялись. Отметим, что соответствующие позиции с нулевыми значениями при этом не исключались из полного набора данных.

3) После дискриминации значения из обновленного массива данных подставлялись в формулу (4.2) и рассчитывались значения корреляционной функции.

На Рис.4.1 точками представлены значения $g^{(2)}$, полученные таким образом в условиях различной мощности накачки параметрического рассеяния. В качестве ошибок указан среднестатистический разброс, рассчитанный исходя из дисперсии показаний, собранных в каждом канале. Очевидно, возможны также систематические ошибки, связанные с изменением мощности остаточных тепловых шумов при изменении температуры в криостате под действием излучения накачки. Величина наблюдаемых добавок к классическому уровню

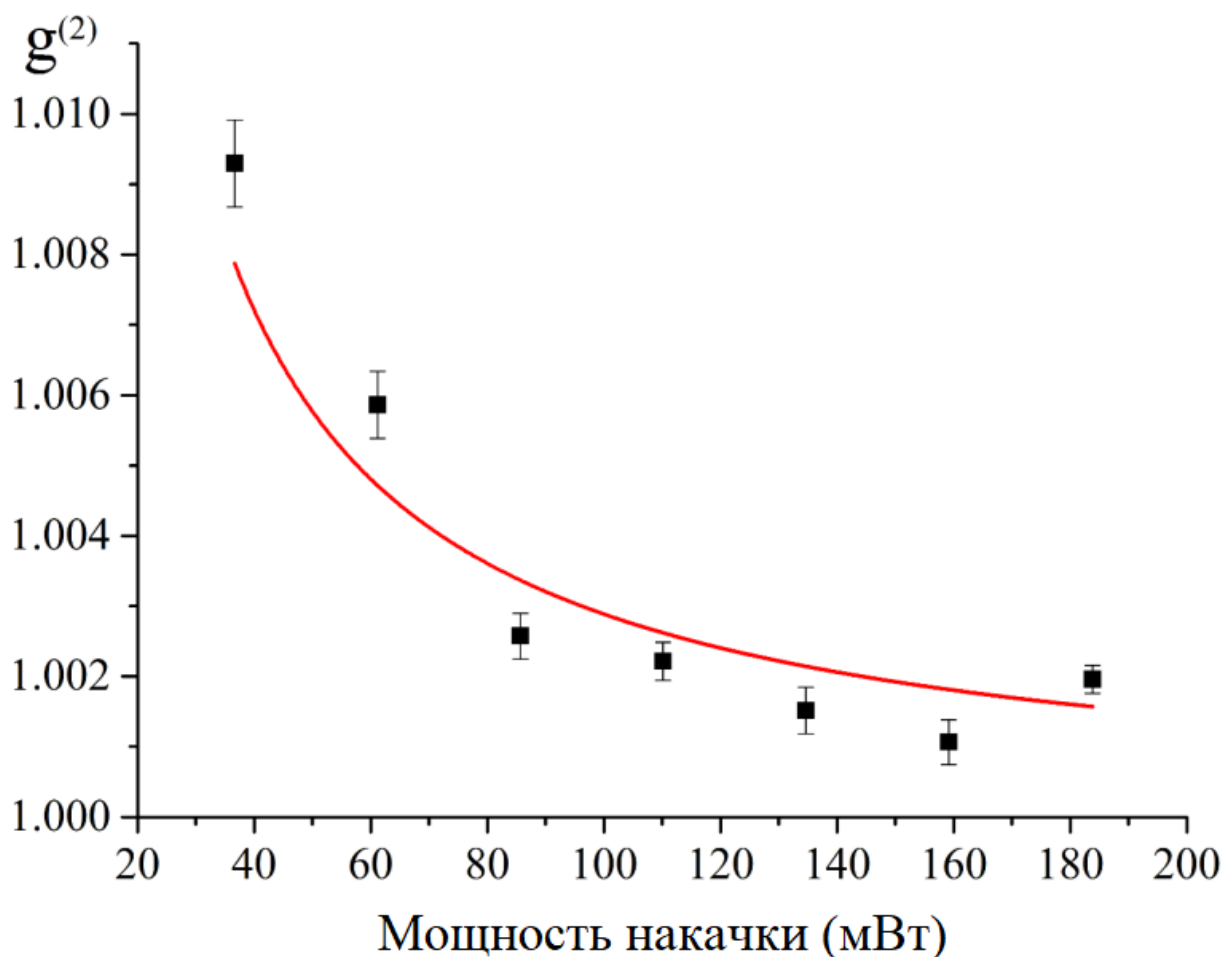


Рис.4.1. Зависимости нормированной корреляционной функции второго порядка по интенсивности $g^{(2)}$ от средней мощности излучения накачки. Точки - измеренные значения и их среднестатистический разброс, кривая – результат теоретической аппроксимации.

тепловых шумов при изменении температуры в криостате под действием излучения накачки. Величина наблюдаемых добавок к классическому уровню с учетом зависимости коэффициента усиления от амплитуды поля накачки (2.12)). К сожалению, дальнейшее продвижение в область малых мощностей накачки пока ограничено уровнем шумового сигнала терагерцового болометра, который при более низкой мощности накачки оказывается существенно выше полезного сигнала на терагерцовой частоте. Для сравнения полученных экспериментально значений с теоретическими ожиданиями приведенная на Рис.4.1 зависимость аппроксимировалась по формуле

$$g^{(2)} = 1 + \frac{1}{\beta^2 M}, \quad (4.3)$$

справедливой для случая спонтанного режима параметрического рассеяния света. Для коэффициента параметрического усиления β подставлялись значения, рассчитываемые по формуле (3.4) полученной в Главе 3 для данной конфигурации установки. Аналогично подходу работы [128], здесь мы исходим из зависимости β от мощности накачки, определенной экспериментально по нарастанию терагерцового сигнала в режиме высокого усиления. Выражение (4.3) является упрощенным аналогом ранее полученного общего соотношения (2.29), взятом в приближении пренебрежимо малых эффектов, связанных с поглощением кристалла при температуре 4.8 К и вкладом от тепловых шумов на частоте 1 ТГц. Величина M приближенно описывает влияние спектральных и угловых апертур детекторов и должна соответствовать произведению чисел регистрируемых в нашей установке продольных (M_{\parallel}) и поперечных (M_{\perp}) мод: $M = M_{\parallel} M_{\perp}$ (если в установке числа мод M_{\parallel} или M_{\perp} в сигнальном и холостом каналах различаются, то берутся максимальные из двух значений). При моделировании величина общего числа мод M использовалась в качестве единственного аппроксимационного параметра. В результате было получено значение $M = 440 \pm 40$. С учетом результатов предварительного теоретического анализа числа поперечных мод Шмидта (см. раздел 2.5 Главы 2) в случае генерации оптико-терагерцовых бифотонов [140] можно было ожидать, что в условиях проведенного эксперимента регистрируется число поперечных мод M_{\perp} , близкое к 1. Таким образом, полученное в результате аппроксимации значение M описывает количество детектируемых продольных мод, и по порядку величины соответствует ожидаемому числу $M_{\parallel} = \tau \Delta \omega / 2\pi$ при данном времени строба (6 нс) и спектральных полосах приемников (~ 0.2 ТГц). Стоит отметить, что реальное время детектирования могло быть несколько меньше, чем 6 нс, в силу некоторой задержки между временем прихода токового импульса детектора на ячейку Вохсар-интегратора и моментом запуска строба.

Дальнейшее снижение количества регистрируемых продольных мод может приводить к возрастанию измеряемых значений $g^{(2)}$. Скорость отклика

терагерцового болометра, используемого в показанном эксперименте, позволяет сделать это. Однако, так же как и при выборе менее мощной накачки, это будет приводить к снижению регистрируемых потоков терагерцовых фотонов. Для регистрации столь низких потоков потребуются терагерцовые болометры с меньшим значением NEP и, скорее всего, меньшей рабочей температурой при таком же высоком быстродействии.

4.2 Измерение вкладов корреляционных функций высших порядков при пороговой дискриминации показаний детекторов.

На следующем этапе экспериментов однофотонный лавинный фотодиод был заменен на фотодетекторный модуль H7422-50 Hamamatsu с высокочувствительным фотоумножителем (ФЭУ). Аналогично терагерцовому болометру, этот детектор принципиально не мог работать в режиме счета однофотонных импульсов. Как было показано в Главе 3, в гистограмме показаний данного ФЭУ (см. примеры гистограмм на Рис. 3.5), в отличие от гистограммы использованного в предыдущем разделе лавинного фотодиода (см. Рис.3.7), нельзя выделить область, где присутствует только шум. Метод дискриминации, примененный в предыдущем разделе, использовать невозможно. При этом наличие шумов, имеющихся в исходных данных, сильно снижает корреляционную функцию бифотонов, если ее рассчитывать по формуле (4.2) без какой-либо предварительной дискриминации экспериментально измеренных токовых показаний.

Тем не менее, шумовой вклад в корреляционную функцию должен уменьшаться, если рассматривать все более высокие значения токовых показаний I_s^k и I_i^k . Проверая эту идею, мы предложили следующий подход к поиску процедуры дискриминации, которую назвали пороговой:

1) заменяли на 0 те значения I_s^k , которые исходно были ниже некоторого порогового значения $I_{s,thr}$;

2) одновременно и независимо аналогичная процедура ($I_i^k \rightarrow 0$, если $I_i^k < I_{i,thr}$) применялась к показаниям детектора холостого канала;

3) постепенно увеличивая пороги дискриминации в каждом канале $I_{s,thr}$ и $I_{i,thr}$, мы рассчитывали корреляционную функцию на каждом шаге, применяя соотношение (4.2) к обновленному набору статистических данных.

Результаты, полученные при средних мощностях накачки 86 мВт, 135 мВт, 159 мВт и 189 мВт, представлены в качестве примера на Рис. 4.2а - 4.5а в виде трехмерных графиков зависимости рассчитанной таким образом корреляционной функции от порогов дискриминации в каждом канале. В дополнение к осям, описывающим изменение $I_{s,thr}$ и $I_{i,thr}$, справа и сверху представлены соответствующие гистограммы показаний ФЭУ и болометра. По этим гистограммам удобно видеть, какая часть исходных показаний бралась в расчет после дискриминации. Видно, что с ростом порогов дискриминации получаются все более высокие значения получаемой таким образом эффективной корреляционной функции g_{eff} , существенно превышающие теоретические ожидания и результаты измерения в предыдущем разделе.

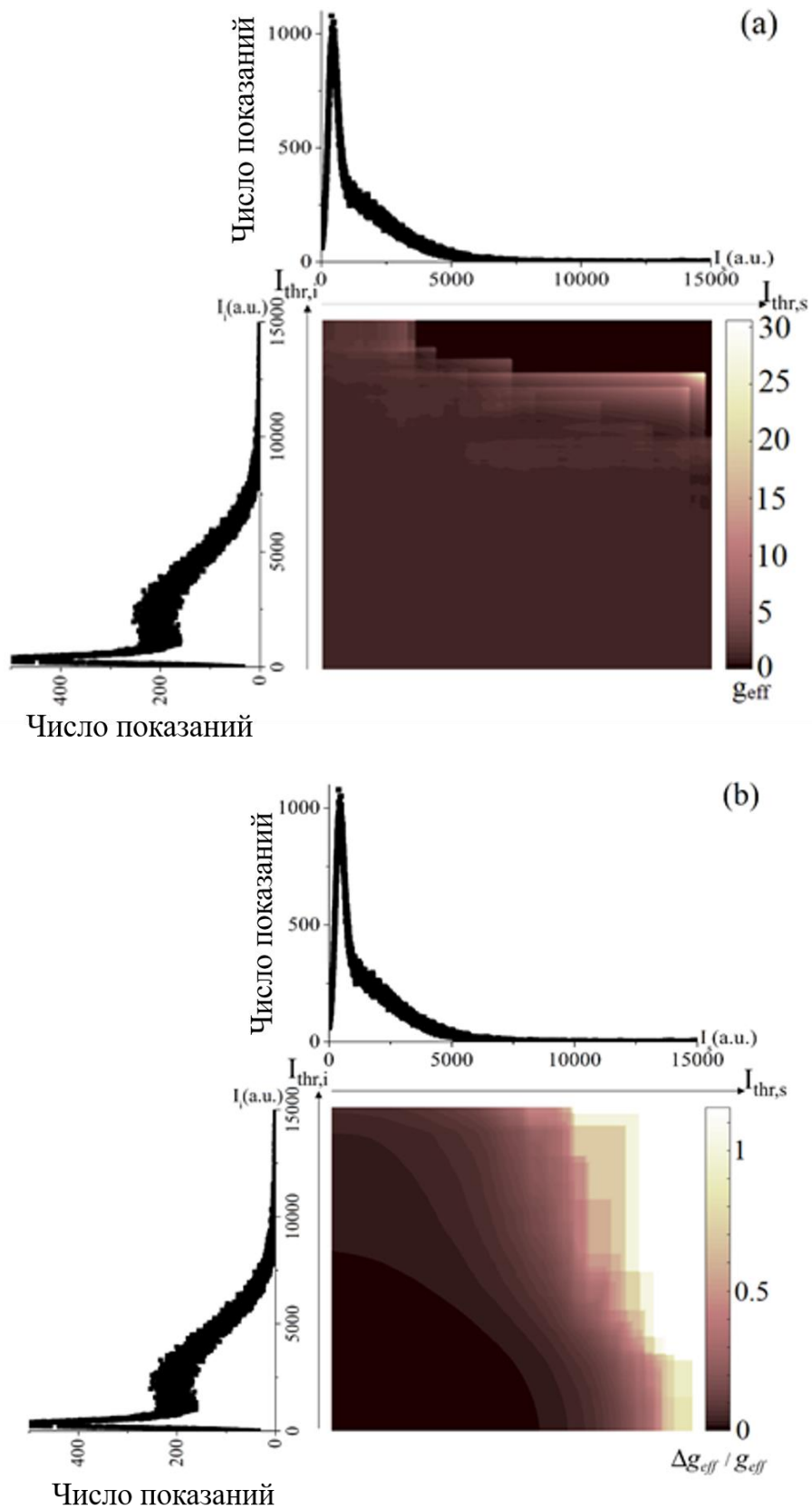


Рис. 4.2. График функции эффективной нормированной корреляционной функции g_{eff} (a) и относительной ошибки ее измерения $\Delta g_{eff} / g_{eff}$ (b) от порогов дискриминации токовых показаний детекторов в сигнальном и холостом каналах. Мощность накачки 86 мВт.

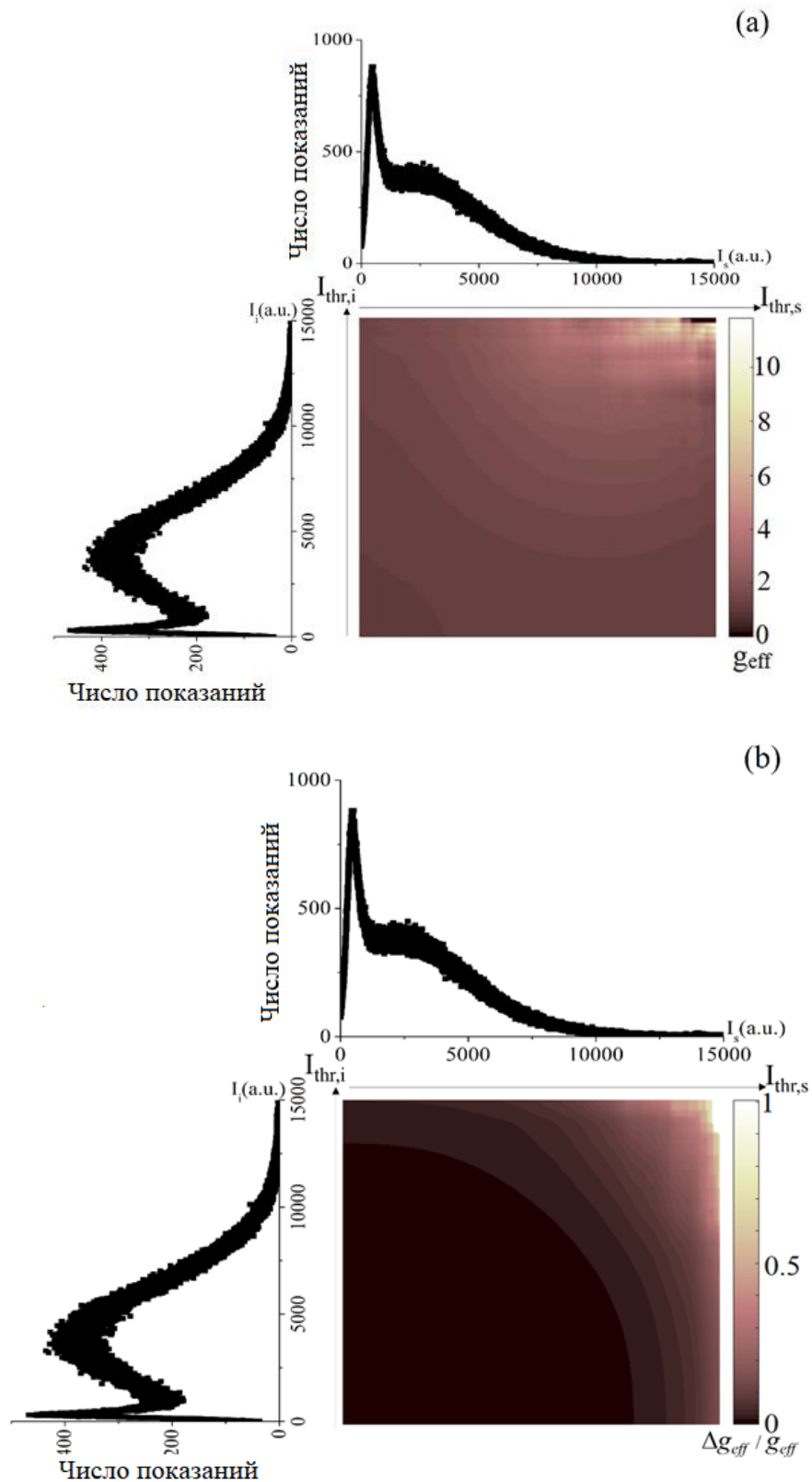


Рис. 4.3. График функции эффективной нормированной корреляционной функции g_{eff} (a) и относительной ошибки ее измерения $\Delta g_{eff}/g_{eff}$ (b) от порогов дискриминации токовых показаний детекторов в сигнальном и холостом каналах. Мощность накачки 135 мВт.

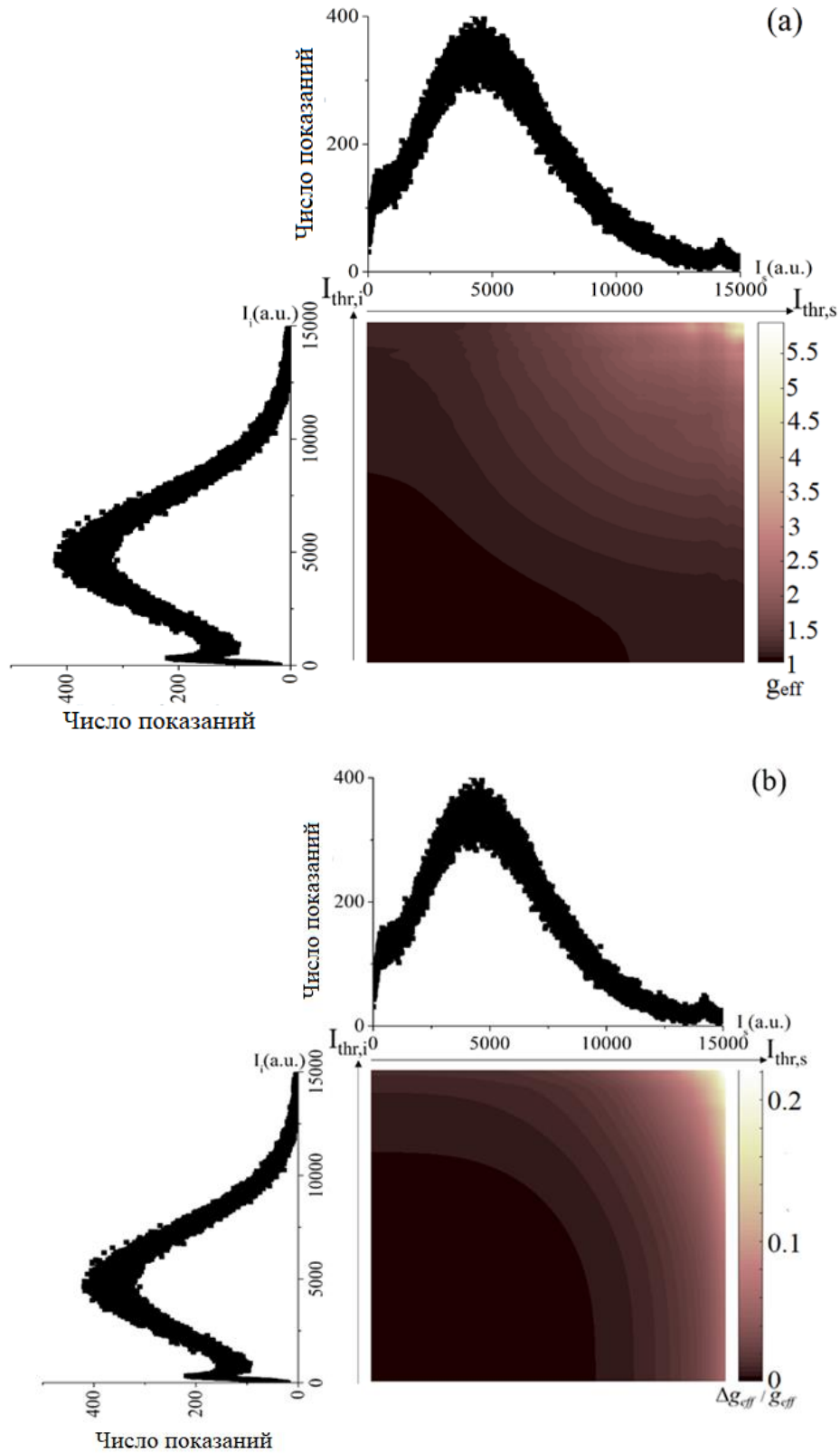


Рис. 4.4. График функции эффективной нормированной корреляционной функции g_{eff} (a) и относительной ошибки ее измерения $\Delta g_{eff}/g_{eff}$, (b) от порогов дискриминации токовых показаний детекторов в сигнальном и холостом каналах. Мощность накачки 159 мВт.

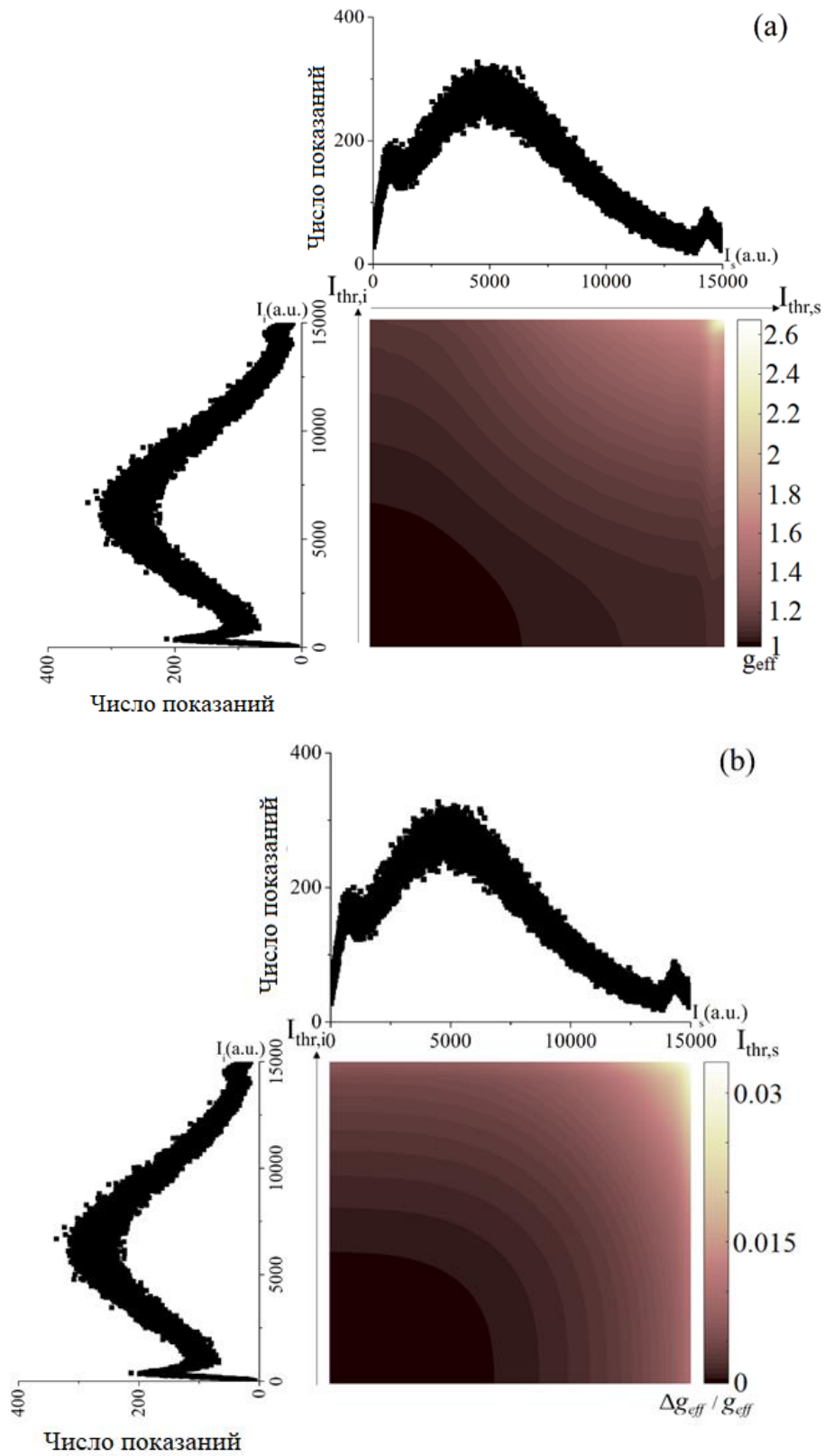


Рис. 4.5. График функции эффективной нормированной корреляционной функции g_{eff} (a) и относительной ошибки ее измерения $\Delta g_{\text{eff}}/g_{\text{eff}}$ (b) от порогов дискриминации токовых показаний детекторов в сигнальном и холостом каналах. Мощность накачки 185 мВт.

С ростом порога дискриминации очевидным образом падает общее число разовых показаний, по которым производится усреднение при расчете по формуле (4.2). Соответственно, неизбежно растет величина доверительного интервала для полученных средних и увеличивается среднеквадратичная ошибка расчета Δg_{eff} . Тем не менее, сама величина g_{eff} растет быстрее. На графиках Рис.4.2b – 4.5b приведены значения относительных ошибок $\Delta g_{eff} / g_{eff}$. Видно, что в большинстве рассмотренных случаев условие $\Delta g_{eff} / g_{eff} \ll 1$ выполнялось. Таким образом, различие в измеренных уровнях корреляций и величинах $g^{(2)}$, полученных в предыдущем разделе, нельзя объяснить тривиальным уменьшением статистических наборов данных.

Также стоит заметить, что с увеличением мощности накачки (и соответствующем уменьшением эффективной корреляционной функции) наблюдается падение относительной ошибки измерений g_{eff} , что с одной стороны связано с увеличением отношения “сигнал/шум”, а с другой стороны - большим количеством обнуленных показаний токов.

Истинная причина получения столь завышенных значений корреляционной функции в первую очередь связана с тем, что, увеличивая порог отсеки выше уровня чисто шумовых показаний, мы фактически присваиваем квантовой эффективности чувствительного элемента каждого детектора некоторую новую нелинейную зависимость от падающего на него числа фотонов. Получается так, что при низких потоках фотонов чувствительность детектора нулевая, а при превышении соответствующего искусственно введенного порога она возрастает до своего обычного (паспортного) значения. Соответственно, с ростом порогового уровня зависимость выходного тока от числа падающих фотонов приобретает нелинейные слагаемые все большего порядка:

$$I_{s,i}^k = \alpha_{s,i} N_{s,i}^k + \beta_{s,i} (N_{s,i}^k)^2 + \gamma_{s,i} (N_{s,i}^k)^3 + \dots \quad (4.4)$$

Это означает, что определяемая по формуле (4.2) величина корреляционной функции будет получать все более завышенные значения по сравнению с истинной корреляционной функцией второго порядка $g^{(2)} \equiv \langle N_i^k N_s^k \rangle / (\langle N_i^k \rangle \langle N_s^k \rangle)$. Например, упрощенно предполагая, что коэффициенты в разложении (4.4) слабо флуктуируют при переходе от одного строга к другому, и ограничиваясь только квадратичными членами в нелинейной зависимости, мы получаем:

$$g_{eff} \equiv \frac{\langle I_s^k I_i^k \rangle}{\langle I_s^k \rangle \langle I_i^k \rangle} \approx g^{(2)} + \frac{\beta_s}{\alpha_s} \frac{\langle (N_s^k)^2 N_i^k \rangle}{\langle N_s^k \rangle \langle N_i^k \rangle} + \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{\langle N_s^k (N_i^k)^2 \rangle}{\langle N_s^k \rangle \langle N_i^k \rangle} + \frac{\beta_s \beta_i}{\alpha_s \alpha_i} \frac{\langle (N_s^k)^2 (N_i^k)^2 \rangle}{\langle N_s^k \rangle \langle N_i^k \rangle}. \quad (4.5)$$

Дальнейший учет членов нелинейных зависимостей приводит к включению корреляционных функций еще более высоких порядков, что неизбежно приводит к нарастанию измеряемого таким образом уровня корреляции. Таким образом, данный подход к измерению корреляций не позволяет определить истинное значение нормированной корреляционной функции бифотонного поля второго порядка, а значит, не применим в таких задачах, как безэталонная квантовая калибровка квантовой эффективности фотодетекторов, получение однофотонных источников с использованием бифотонных полей, где требуется знание именно точной величины корреляционной функции второго порядка. Тем не менее, этот вариант дискриминации позволяет «вытянуть» влияние корреляционных моментов более высокого порядка и увеличить уровень наблюдаемых корреляций в тех случаях, когда важно выявить сами факты наличия группировки фотонов. Как мы видели в предыдущем разделе, из-за высокого уровня шумов доступных терагерцовых детекторов, величины экспериментально измеримых значений корреляционной функции второго порядка для оптико-терагерцовых бифотонов пока достаточно малы. В этих условиях привлечение вкладов корреляционных функций более высокого порядка может стать в будущем ключом к применению квантовых

систем построения фантомных изображений (ghost imaging [18]) объектов в терагерцовых лучах.

Выводы по Главе 4

Результаты работ, изложенных в данной главе, можно сформулировать следующим образом:

- 1) Разработана общая схема экспериментальной установки и предложены две процедуры обработки аналоговых показаний детекторов оптического и терагерцового тракта для измерения корреляционных параметров оптико-терагерцовых бифотонных полей. Показано, что для измерения абсолютной величины корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ оптимальным является применение однофотонного детектора в оптическом тракте установки.
- 2) Впервые проведены прямые измерения величины корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ для оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых при параметрическом рассеянии света. Продемонстрировано согласие измеренных и теоретически предсказываемых зависимостей $g^{(2)}$ от мощности излучения накачки.
- 3) Предложен метод пороговой дискриминации показаний аналоговых детекторов терагерцового и оптического трактов, позволяющий однозначно детектировать наличие неклассических оптико-терагерцовых корреляций за счет включения корреляционных функций высших порядков.

Заключение

В результате проведенного в диссертации теоретического и экспериментального исследования были определены условия наблюдения корреляций оптических и терагерцовых фотонов, генерируемых при частотно-невырожденном спонтанном параметрическом рассеянии, разработана экспериментальная схема и впервые осуществлены прямые измерения корреляционной функции 2го порядка по интенсивности $g^{(2)}$ для оптико-терагерцовых бифотонов. Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1) С применением нелинейного обобщенного закона Клышко-Кирхгофа получено выражение для $g^{(2)}$ бифотонов в случае частотно – невырожденного СПР при учете многомодового состава поля с учетом поглощения излучения на холостых частотах и влияния шумового планковского излучения.

2) Методом численного анализа общего выражения для $g^{(2)}$ показано, что влияние тепловых флуктуаций равновесного поля на частотах терагерцового диапазона вносит больший вклад в падение корреляционной функции, чем эффекты поглощения фотонов на этих частотах. Также обнаружено, что зависимость оптико-терагерцовой $g^{(2)}$ от частоты холостого излучения спонтанного параметрического рассеяния в терагерцовом диапазоне имеет максимум, возникающий в результате роста $g^{(2)}$, вызванного снижением коэффициента параметрического усиления и числа поперечных мод излучения при уменьшении частоты, а также встречного эффекта уменьшения корреляционной функции, обусловленного усилением влияния тепловых флуктуаций поля на меньших частотах.

3) Теоретический анализ параметра Федорова для угловых характеристик оптико-терагерцовых бифотонов показал, что число эффективных пространственных азимутальных мод линейно растет с ТГц частотой холостого

излучения, тогда как число эффективных полярных мод практически не меняется и близко к 1. Величина $g^{(2)}$ может быть увеличена за счет уменьшения азимутальных угловых апертур детекторов холостого и сигнального излучения СПР до одномодового режима детектирования. Дальнейшее уменьшение полярных угловых апертур также должно приводить к росту корреляционной функции, связанному со снижением деструктивного влияния тепловых флуктуаций.

4) Проведена оптимизация экспериментальной схемы регистрации сигнальных (оптических) и холостых (ТГц) фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии. В ходе экспериментов установлено, что переход на 2-ю гармонику излучения накачки позволяет уменьшить коэффициент параметрического усиления без существенной потери в величине регистрируемых сигналов на терагерцовой частоте и создает условия для наблюдения более высокого значения $g^{(2)}$ в эксперименте с теми же шумовыми характеристиками терагерцового детектора.

5) Разработана методика измерения гистограмм статистических распределений токовых показаний детекторов терагерцового и оптического излучения, основанная на использовании установки частотно-невырожденного параметрического рассеяния в качестве источника контролируемого числа падающих фотонов. Методика экспериментально реализована при получении гистограмм сверхпроводникового терагерцового болометра, оптических фотоприемников на основе аналогового ФЭУ и однофотонного ЛФД.

6) Предложена модель, описывающая распределение токовых показаний ФЭУ и ТГц болометра. Модель предполагает Гауссово распределение фототоков, возникающих при регистрации фотоотчетов, величина которых имеет пуассоновское распределение. Правильность модели подтверждается согласованием зависимостей от мощности накачки средних чисел элементарных фотоотчетов детекторов и чисел фотонов, генерируемых при СПР.

7) Впервые, на специально разработанной экспериментальной установке с однофотонным детектором в оптическом тракте, проведены прямые измерения величины $g^{(2)}$ для оптико – терагерцовых бифотонов, генерируемых при параметрическом рассеянии света. Продемонстрировано согласие измеренных и теоретически предсказываемых зависимостей $g^{(2)}$ от мощности излучения накачки. Предложен также метод пороговой дискриминации показаний аналоговых детекторов терагерцового и оптического трактов, позволяющий однозначно детектировать наличие неклассических оптико-терагерцовых корреляций за счет включения корреляционных функций высших порядков.

Список авторской литературы

- [A1] Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А., Сафроненков Д.А. Китаева Г.Х. Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2021. — Т. 114, № 10. — С. 635–642. (Impact factor РИНЦ: 1.142)
- [A2] P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, G. Kitaeva. Towards measuring terahertz photon statistics by a superconducting bolometer // Sensors. — 2021. — Vol. 21, no. 15. — P. 4964 (1–10). (WoS Impact factor: 3.847)
- [A3] В. Д. Султанов, К. А. Кузнецов, А. А. Леонтьев, Г. Х. Китаева. Генерация оптико-терагерцовых бифотонов и особенности детектирования терагерцовой части излучения при частотно-невырожденном параметрическом рассеянии света // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — Т. 112, № 5. — С. 297–302. (Impact factor РИНЦ: 1.142)
- [A4] Kitaeva G. K., Leontyev A. A., Prudkovskii P. A. Quantum correlation between optical and terahertz photons generated under multimode spontaneous parametric down-conversion // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2020. — Vol. 101, no. 5. — P. 053810 (1–13). (WoS Impact factor: 3.14)
- [A5] G. K. Kitaeva, V. V. Kornienko, A. A. Leontyev, A. V. Shepelev. Generation of optical signal and terahertz idler photons by spontaneous parametric down-conversion // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2018. — Vol. 98, no. 6. — P. 063844 (1–12). (WoS Impact factor: 3.14)
- [A6] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Direct measurement of the correlation function of optical-terahertz biphotons // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2021 – p. 9566997.
- [A7] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Prudkovskii P.A., Rudyak A.M., Kitaeva G.Kh. Generation and detection of highly correlated optical-terahertz biphotons // Proc. SPIE v. 11582 – 2020 – p. 115821F.

[A8] Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Rudyak A.M., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Quantum correlation of optical-terahertz biphotons generated via spontaneous parametric down-conversion // 2020 International Conference Laser Optics (ICLO) – 2020 – p. 9285914.

[A9] Leontyev A.A., Prudkovskii P.A., Kitaeva G.Kh. Theoretical study of quantum-correlated optical-terahertz biphotons // 45th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2020 –p. 09370595.

[A10] Kuznetsov K.A., Leontyev A.A., Novikova T.I., Gaysarov A.A., Sultanov V.D., Rudyak A.M., Kitaeva G.Kh. Preparation of the Quantum Correlated Optical-Terahertz Biphotons // 44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2019 – p. 19149370.

Список цитированной литературы

[1] Kitaeva G. K. Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Physics Letters. — 2008. — Vol. 5, no. 8. — P. 559–576.

[2] Lewis R. A. A review of terahertz detectors // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2019. — Vol. 52, no. 43. — P. 433001.

[3] Laman N., Harsha S. S., Grischkowsky D., et. al. High-resolution waveguide THz spectroscopy of biological molecules // Biophysical Journal. — 2008. — Vol. 94, no. 3. — P. 1010–1020.

[4] Zhang Y., Wang Ch., Huai B., et.al. Continuous-Wave THz Imaging for Biomedical Samples // Appl. Sci.— 2021. — Vol. 11. — P. 71.

[5] Hangyo M., Tani M. & Nagashima T. Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Solids: A Review // International Journal of Infrared and Millimeter Waves.— 2005. — Vol. 26. — P. 1661–1690.

[6] Smith R. M., Arnold M. A. Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Solid Samples: Principles, Applications, and Challenges // Applied Spectroscopy Reviews. — 2011. — Vol. 46, no. 8. — P. 636-679.

- [7] Osseiran A., Boccardi F., Braun V., Kusume K., Marsch P., Maternia M., Queseth O., Schellmann M. et.al. Scenarios for 5G Mobile and Wireless Communications: The Vision of the METIS Project // IEEE Communications Magazine. — 2014. — Vol. 52, no. 5. — P. 26–35.
- [8] Hirata A., Kosugi T., Takahashi H. et. al. 120-GHz-band wireless link technologies for outdoor 10-gbit/s data transmission // IEEE transactions on microwave theory and techniques. — 2012. — Vol. 60, no. 3. — P. 881–895.
- [9] Yachmenev A. E., Khabibullin R. A. and Ponomarev D. S. Recent advances in THz detectors based on semiconductor structures with quantum confinement: a review // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2022. — Vol. 55, no. 19. — P. 193001.
- [10] Dodonov V.V., ‘Nonclassical’ states in quantum optics: a ‘squeezed’ review of the first 75 years // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. — 2002. — Vol. 4, no. 3. — P. R1-R33.
- [11] Gisin N., Ribordy G., Tittel W. et. al., Quantum cryptography, // Reviews of modern physics. — 2002. — Vol. 74. — P. 145.
- [12] Pirandola S., Andersen U. L., Banchi L., et.al. Advances in quantum cryptography // Advances Optics and Photonics. — 2020. — Vol. 12, no. 4. — P. 1012 – 1236.
- [13] Bernstein D. J., Lange T. Post-quantum cryptography // Nature. — 2017. — Vol. 549 no. 3. — P. 188–194.
- [14] Slussarenko S., Pryde G. J. Photonic quantum information processing: A concise review // Applied Physics Reviews. — 2019. — Vol. 6, no. 3. — P. 041303.
- [15] Bai K., Peng Z., Luo H.-G., et. al. Retrieving ideal precision in noisy quantum optical metrology // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 127. — P. 129902.
- [16] Kutas M., Haase B., Bickert P., et. al. Terahertz Quantum Sensing // Science Advances. — 2020. — Vol. 6, no. 1. — P. 8065.
- [17] Корниенко В.В., Китаева Г.Х., Наумова И.И., Тучак А.Н., Пенин А.Н., Якунин П.В. Определение спектральной чувствительности нелинейно-

оптических детекторов терагерцового излучения по спектрам спонтанного параметрического рассеяния света // Оптика и спектроскопия. — 2014. — Т. 116, № 4. — С. 558–567.

[18] Erkmen B. I. and Shapiro J. H. Ghost imaging: from quantum to classical to computational // Advances in Optics and Photonics. — 2010. — Vol. 2, no. 4. — P. 405-450.

[19] Madonini F., Severini F., Zappa F. et.al. Single photon avalanche diode arrays for quantum imaging and microscopy, // Adv. Quantum Technol. — 2021. — Vol. 4. — P. 2100005 (1–26).

[20] Meda A., Losero E., Samantaray N. et. al. Photon-number correlation for quantum enhanced imaging and sensing // Journal of Optics. — 2017. — Vol. 19, no. 9. — P. 094002.

[21] Walborn S.P., Monken C.H., Pádua S. et.al. Spatial correlations in parametric down-conversion // Physics Reports. — 2010. — Vol. 495, no. 4-5. — P. 87–139.

[22] Delfanazari K., Klemm R., Joyce H. J. et. al. Integrated, Portable, Tunable, and Coherent Terahertz Sources and Sensitive Detectors Based on Layered Superconductors // Proceedings of the IEEE. — 2019. — P. 1-14.

[23] Tan P., Huang J., Liu K. et. al. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications // Science China Information Science. — 2012. — Vol. 55, no. 1. — P. 1-15.

[24] Kubarev V. V., Sozinov G. I., Scheglov M. A. et. al. The Radiation Beamline of Novosibirsk Free Electron Laser Facility Operating in Terahertz, Far-Infrared, and Mid-Infrared Ranges // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. — 2020. — Vol. 10, no. 6. — P. 99 (1-1).

[25] Hovenier J. N., Diez M. C., Klaassen T. O. et. al. The p-Ge Terahertz Laser— Properties Under Pulsed and Mode-Locked Operation // Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on. — 2000. — Vol. 48, no. 4. — P. 670-676

[26] Muravjov A. V., Strijbos R. C., Fredricksen C. J. et.al. Evidence for self-mode-locking in p-Ge laser emission // Applied Physics Letters. — 1998. — Vol. 73, no. 21. — P. 3037-3039.

- [27] Gornik E., Strasser G., Unterrainer K. Landau level laser // *Nature Photonics*. — 2021. — Vol. 15. — P. 875-883.
- [28] Wen B., Ban D. High-temperature terahertz quantum cascade lasers // *Progress in Quantum Electronics*. — 2021. — Vol. 80. — P. 100363.
- [29] Sirtori C., Barbieri S., Colombelli R. Wave engineering with THz quantum cascade lasers // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7. — P. 691-701.
- [30] Lu Q., Razeghi M. Recent Advances in Room Temperature, High-Power Terahertz Quantum Cascade Laser Sources Based on Difference-Frequency Generation // *Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 3. — P 42.
- [31] S. Kumar S. Recent Progress in Terahertz Quantum Cascade Lasers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2011. — Vol. 17, no. 1. — P. 38-47.
- [32] Vitiello M. S., Tredicucci A. Physics and technology of Terahertz quantum cascade lasers // *Advances in Physics X*. — 2021. — Vol. 6, no. 1. — P. 1893809.
- [33] Kakeya I., Wang H. Terahertz-wave emission from Bi2212 intrinsic Josephson junctions: a review on recent progress // *Superconductor Science and Technology*. — 2016. — Vol. 29. — P. 073001.
- [34] Burford N. M., El-Shenawee M. O. Review of terahertz photoconductive antenna technology // *Optical Engineering*. — 2017. — Vol. 56, no. 1. — P. 010901.
- [35] Lewis R. A. A review of terahertz sources // *Journal of Physics D Applied Physics*. — 2014. — Vol. 47, no. 37. — P. 4001 – 4012.
- [36] Johnston M. B., Whittaker D. M., Corchia A. et. al. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 65. — P. 165301 (1-8).
- [37] Jepsen P. U., Jacobsen R. H., Keiding S. R.. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1996. — Vol. 13, no. 11. — P. 2424-2437.

- [38] Globisch B., Dietz R. J. B., Kohlhaas R. B. et.al. Iron doped InGaAs: Competitive THz emitters and detectors fabricated from the same photoconductor // *Journal of Applied Physics*. — 2017. — Vol. 121. — P. 053102 (1-12).
- [39] Globisch B., Dietz R.J.B., Stanze D. et. al. Carrier dynamics in Beryllium doped low-temperature-grown InGaAs/InAlAs // *Applied Physics Letters*. —2014. — Vol. 104. — P. 172103.
- [40] Jooshesh A., Fesharaki F., Bahrami-Yekta V. et.al. Plasmon-enhanced LT-GaAs/AlAs heterostructure photoconductive antennas for sub-bandgap terahertz generation // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 18. — P. 22140.
- [41] Zhang X., Xu Q., Xia L., et.al. Terahertz surface plasmonic waves: a review. // *Advanced Photonics*. — 2020. — Vol. 2, no. 1. — P. 014001.
- [42] Bacon D. R., Madéo J., Dani K. M. Photoconductive emitters for pulsed terahertz generation. // *Journal of Optics*. — 2021. — Vol. 23, no. 6. — P. 064001.
- [43] Isgandarov E., Ropagnol X., Singh M. et.al. Intense terahertz generation from photoconductive antennas. // *Frontiers of Optoelectronics*. — 2021. — Vol. 14, no. 11. — P. 64–93.
- [44] Liu Y., Zhong K., Wang A. et. al. Optical Terahertz Sources Based on Difference Frequency Generation in Nonlinear Crystals. // *Crystals*. — 2022. — Vol. 12, no. 7. — P. 1 – 12.
- [45] Suizu K., Tutui T., Shibuya T. et. al. Cherenkov phase-matched monochromatic THz-wave generation using difference frequency generation with lithium niobate crystal. // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 10. — P. 7493–7498.
- [46] JianQuan Y., PengXiang L., DeGang X., et. al. THz source based on optical Cherenkov radiation. // *Sci China Inf Sci*. — 2012. — Vol. 55, no. 1. — P. 27 – 34.
- [47] Ma G.H., Tang S.H., Kitaeva G.K. et. al. Terahertz generation in Czochralski-grown periodically poled Mg:Y:LiNbO₃ by optical rectification. // *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*. — 2006. — Vol. 23, no. 1. — P. 81 – 89.

- [48] Paolonia C., Gamzinab D., Letizia R. et. al. Millimeter wave traveling wave tubes for the 21st Century. // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. — 2021. — Vol. 35, no. 5. — P. 567–603.
- [49] Fedorov V. Yu., Tzortzakis S. Powerful terahertz waves from long-wavelength infrared laser filaments. // *Light: Science & Applications*. — 2020. — Vol. 9, no. 186. — P. 1 – 16.
- [50] Sun W., Wang X., Zhang Y. Terahertz generation from laser-induced plasma. // *Opto – Electron Sci.* — 2022. — Vol. 1, no. 8.
- [51] Wei K., Shixiong L., Hongji Z. et. al. A Review of Terahertz Sources Based on Planar Schottky Diodes. // *Chinese Journal of Electronics* — 2022. — Vol. 31, no. 3.
- [52] Li L., Yang L. A., Zhang J. C., et. al. Threading dislocation reduction in transit region of GaN terahertz Gunn diodes. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 100.
- [53] Lin Y.-J., Jarrahi M. Heterodyne terahertz detection through electronic and optoelectronic mixers. // *Reports on Progress in Physics*. — 2020. — Vol. 83, no 6. — P. 066101.
- [54] Sizov F. THz radiation sensors // *Opto-Electronics Review*. — 2010. — Vol. 18, no 1. — P. 10–36.
- [55] Hargreaves S., Lewis R. A. Terahertz imaging. Materials and methods. // *J. Mater. Sci.: Mater. El.* — 2007. — Vol. 18. — P. S299-S303.
- [56] Karpowicz N., Zhong H., Xu J. et. al. Nondestructive sub-THz imaging. // *Proc. SPIE*. — 2005. — Vol. 5727, — P. 132–142.
- [57] Desmaris V., Rashid H., Pavolotsky A. et. al. Design, simulations and optimization of micromachined Golay-cell based THz sensors operating at room temperature// *Proc. Eurosensors XXIII Conf.* — 2009. — Vol. 1, no. 1. — P. 1175–1178
- [58] Dobroiu A., Yamashita M., Ohshima Y.N. et. al. Terahertz imaging system based on a backward oscillator. // *Appl. Opt.* — 2004. — Vol. 43. — P. 5637–5646.

- [59] Rogalski A., Sizov F. Terahertz detectors and focal plane arrays. // *Opto-Electron. Rev.* — 2011. — Vol. 19, no. 3. — P. 346–404.
- [60] Bakker F.L., Flipse J., B. van Wees. Nanoscale temperature sensing using the Seebeck effect. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Vol. 111. — P. 084306.
- [61] Mbarek S. B., Euphrasie S., Baron T., Thiery L., Vairac P., Cretin B., Guillet J.-P., Chusseau L. Room temperature thermopile THz sensor // *Sensors and Actuators A: Physical.* — 2013. — Vol. 193. —P. 155–160.
- [62] Russer J. A., Jirauschek C., Szakmany G. P., Schmidt M., Orlov A. O., Bernstein G. H., Porod W., Lugli P., Russer P. High-speed antenna-coupled terahertz thermocouple detectors and mixers // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* — 2015. — Vol. 63, no. 12. — P. 4236–4246.
- [63] Sizov F. Terahertz radiation detectors: the state-of-the-art // *Semiconductor Science and Technology.* — 2018. — Vol. 33, no. 12. — P. 123001.
- [64] Lin Y.-J. and Jarrahi M. Heterodyne terahertz detection through electronic and optoelectronic mixers // *Reports on Progress in Physics.* —2020— Vol. 83, no. 6. — P. 38.
- [65] Rogalski A., Progress in performance development of room temperature direct terahertz detectors // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* — 2022. — Vol. 43. — P. 709-727.
- [66] Prober D. E. Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer // *Applied Physics Letters* — 1993. — Vol. 62, no.17. — P. 2119–2121.
- [67] Qi L., Minkevičius L. and Urbanowicz A. Antenna-Coupled Titanium Microbolometers: Application for Precise Control of Radiation Patterns in Terahertz Time-Domain Systems // *Sensors* — 2021. — Vol. 21, no. 10. — P. 3510 – 3521.
- [68] Li Ch., Zhang Y. and Hirakawa K. Terahertz Detectors Using Microelectromechanical System Resonators // *Sensors* — 2023. — Vol. 23, no.13. — P. 5938 – 5966.
- [69] Zhu H., Wang H., Liu G. et. al. A Terahertz Optomechanical Detector Based on Metasurface and Bi-Material Micro-Cantilevers // *Micromachines.* — 2022 — Vol. 13, no. 5. — P. 805 – 806.

- [70] Liu J., Chomet B., Beoletto P. et.al. Ultrafast Detection of TeraHertz Radiation with Miniaturized Optomechanical Resonator Driven by Dielectric Driving Force // ACS Photonics. — 2022 — Vol. 9, no. 5. — P. 1541–1546.
- [71] Gundlach K. H. and Schicke M. SIS and bolometer mixers for terahertz frequencies // Superconductor Science and Technology. — 2000. — Vol. 13, no. 12. — P. 171 – 187.
- [72] Shurakov A., Lobanov Y. and Goltsman G. Superconducting hot-electron bolometer: from the discovery of hot-electron phenomena to practical applications // Superconductor Science and Technology. — 2016 — Vol. 29, no. 2 — P. 023001 – 023029.
- [73] Zhang W., Miao W., Zhou K. M. et.al. Heterodyne Mixing and Direct Detection Performance of a Superconducting NbN Hot-Electron Bolometer // IEEE Transactions on applied superconductivity. — 2011. — Vol. 21, no. 3. — P. 624 – 627.
- [74] Su R. F., Zhang Y. D., Tu X. et.al. Terahertz Direct Detectors Based on Superconducting Hot Electron Bolometers with Different Biasing Methods // IEEE Transactions on applied superconductivity. — 2019. — Vol. 29, no. 5. — P. 2300104.
- [75] Seliverstov S., Maslennikov S. and Ryabchun S. Fast and Sensitive Terahertz Direct Detector Based on Superconducting Antenna-Coupled Hot Electron Bolometer // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2015. — Vol. 25, no. 3 — P. 1 – 4.
- [76] Altshuler B. L. and Aronov A.G. Electron-electron interaction in disordered conductors // Modern Problems in Condensed matter Science. — 1985. — Vol. 10. — P. 4-150.
- [77] Kaplan S. B. Acoustic matching of superconducting films to substrates // J. Low. Temp. Phys. — 1979 — Vol. 37. — P. 343 – 365.
- [78] Масленникова А.В., Рябчун С.А., Финкель М.И. и т. д. Широкополосные смесители на горячих электронах на основе NbN наноструктур // ТРУДЫ МФТИ. Физика, электроника, нанотехнологии. — 2011 — Том 3, № 2. — Стр. 31-34.
- [79] Burford N. M., and El-Shenawee M. O. Review of terahertz photoconductive antenna technology // Optical Engineering. — 2017. — Vol. 56, No.1. — P. 010901-1 - 010901-20.
- [80] Yardimci N. T., Turan D., Jarrahi M. Efficient photoconductive terahertz detection through photon trapping in plasmonic nanocavities // APL Photonics. — 2021. — Vol. 6, No. 8. — P. 080802 – 1 – 080802 – 9.
- [81] Tong J., Suo F., Zhang T. et al. Plasmonic semiconductor nanogroove array enhanced broad spectral band millimetre and terahertz wave detection // Light Sci Appl. — 2021. — Vol. 10, no. 58. — P. 1 – 10.
- [82] Lu P.-K., Turan D. and Jarrahi M. High-sensitivity telecommunication-compatible photoconductive terahertz detection through carrier transit time reduction // Optics Express. — 2020. — Vol. 28, no. 18. — P. 26324 – 26335.
- [83] Gorodetsky A., Leite I. T. and Rafailov E. U. Operation of quantum dot based terahertz photoconductive antennas under extreme pumping conditions // Appl. Phys. Lett. — 2021 — Vol. 119, no. 11. — P. 111102(1) – 111102(4).

- [84] Q. Wu, Litz M., Zhang X.- C. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors // *Applied Physics Letters*. — 1996. — Vol. 68, no. 21. — P. 2924–2926.
- [85] Kovalev S. P. and Kitaeva G. K. Terahertz electro-optical detection: optical phase or energy measurements”, *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2013 — Vol. 30, no. 10 — P. 2650 – 2656.
- [86] Ковалев С.П., Китаева Г.Х. Два альтернативных подхода при электрооптическом детектировании импульсов терагерцового излучения // *Письма в ЖЭТФ*. — 2011. — Том 94, №2. — Стр. 95 – 100.
- [87] Ma G.H., Zhu Q.B., Kitaeva G.Kh. et.al. Narrow-band terahertz wave generation and detection in one periodically poled lithium niobate crystal // *Optics Communications*. — 2007. — Vol. 273, no. 2. — P. 549 – 553.
- [88] Kitaeva G.Kh., Penin A.N., Tuchak A.N. Generation and detection of terahertz radiation by means of periodically and aperiodically poled crystals // *Optics and Spectroscopy* — 2009. — Vol. 107, no. 4. — P. 521 – 528.
- [89] Tani M., Horita K., Kinoshita T. et.al. Efficient electro-optic sampling detection of terahertz radiation via Cherenkov phase matching // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 21. — P. 19901 – 19906.
- [90] Glauber R. Coherent and Incoherent States of the Radiation Field // *Physical Review*. — 1963. — Vol. 131, no. 6. — P. 2766–2788.
- [91] Sudarshan E. C. G. Equivalence of semiclassical and quantum mechanical descriptions of statistical light beams // *Physical Review Letters*. — 1963. — Vol. 10, no. 7. — P. 277–279.
- [92] Kiesel T., Vogel W., Parigi V., Zavatta A., Belliniet M. Experimental determination of a nonclassical Glauber-Sudarshan P function // *Physical Review A*. — 2008. — Vol. 78, no. 2. — P. 021804(R).
- [93] Mandel L. Fluctuations of photon beams and their correlations // *Proceedings of the Physical Society*. — 1958 — Vol. 72, no. 6 — P. 1037–1048.
- [94] Клышко Д. Н. Неклассический свет // *УФН*. — 1996. — Т. 166, № 6. — С. 613–638.
- [95] Hanbury Brown R., Twiss R. Q. Correlation between photons in two coherent beams of light // *Nature*. — 1956. — Vol. 177, no. 4497. — P. 27–29.
- [96] Zubairy M. S. Nonclassical effects in a two-photon laser // *Physics Letters A*. — 1982. — Vol. 87, no. 4. — P. 162–164.
- [97] Reid M. D., Walls D. F. Violations of classical inequalities in quantum optics // *Physical Review A*. — 1986. — Vol. 34, no. 2. — P. 1260–1276.

- [98] Graham R. General Correlation Identity for Parametric Processes // *Physical Review Letters*. — 1984. — Vol. 52, no. 2. — P. 117–120.
- [99] Meystre P. Theoretical developments in cavity quantum optics: a brief review // *Physics Reports*. — 1992. — Vol. 219, no. 3–6. — P. 243–262.
- [100] Perina J. Quantum theory of coherence and nonlinear optics // *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications*. — 2010. — Vol. 5. — P. 10048s.
- [101] Heidmann A., Horowicz R. J., Reynaud S. Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams // *Physical Review Letters*. — 1987. — Vol. 59, no. 22. — P. 2555 – 2557.
- [102] Mertz J., Heidmann A., Fabre C. Observation of High-Intensity Sub-Poissonian Light an Optical Parametric Oscillator // *Physical Review Letters*. — 1987. — Vol. 64, no. 24. — P. 2897 – 2900.
- [103] Harris S. E., Oshman M. K., Byer R. L. Observation of tunable optical parametric fluorescence // *Physical Review Letters*. — 1967. — Vol. 18, no. 18. — P. 732 – 734.
- [104] Magde D., Mahr H. V. Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4400 to 16000 Å // *Physical Review Letters*. — 1967. Vol. 18, no. 21, P. 905 – 907.
- [105] Ахманов С. А., Фадеев В. В., Хохлов Р. В. и др. Квантовые шумы в параметрических усилителях света // — 1967. — Том 6, Вып. 4, — Стр. 575 – 578.
- [106] Клышко Д. Н. Когерентный распад фотонов в нелинейной среде // *Письма в ЖЭТФ*. — 1967. — Том 6, Вып. 1, — Стр. 490 – 492.
- [107] Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. // Издательство “Наука”. — 1980. — Глава 6.
- [108] Pérez A. M., Iskhakov T. Sh., Sharapova P., Lemieux S., Tikhonova O. V., Chekhova M. V., and Leuchs G. Bright squeezed-vacuum source with 1.1 spatial mode // *Optics Letters*. — 2014 — Vol.39, no. 8. — P. 2403 – 2406.
- [109] Iskhakov T.Sh, Lopaeva E.D., Penin A.N., Rytikov G.O., Chekhova M.V.

Two methods for detecting nonclassical correlations in parametric scattering of light // JETP Letters. — 2008. — Vol. 88, no. 10. — P. 660-664

[110] Agafonov I.N., Chekhova M.V., Leuchs G. Two-Color Bright Squeezed Vacuum // Physical Review A. — 2010. — Vol. 82, no. 1. — P. 011801 – 1 – 011801 – 1.

[111] Chekhova M.V., Leuchs G., Żukowski M. “Bright squeezed vacuum: Entanglement of macroscopic light beams” // Optics Communications. — 2015 — Vol. 337, no. 15. — P. 27 – 43.

[112] Gisin N., Thew R. Quantum communication. // Nature Photonics. — 2007. — Vol. 1, — P. 165 - 171.

[113] Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information processing: a review. // Reports on Progress in Physics. — 2019. — Vol. 82, No.1 — P. 016001.

[114] Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L. Advances in quantum metrology. // Nature Photonics. — 2011. — Vol. 5, — P. 222 – 229.

[115] Lemos G. B., Borish V., Cole G. D., Ramelow S., Lapkiewicz R., Zeilinger A. Quantum imaging with undetected photons. // Nature — 2014. — Vol. 512. — P. 409 – 412.

[116] Moreau P.- A., Toninelli E., Gregory T., Padgett M. J. Ghost Imaging Using Optical Correlations. // Laser & Photonics Reviews. — 2018. — Vol. 12, — P. 1700143.

[117] Paterova A. V., Krivitsky L. A. Nonlinear interference in crystal superlattices. // Light: Science & Applications. — 2020. — Vol. 9. — P. 82.

[118] Yang J.- Z., Li M.- F., Chen X.- X., Yu W.- K., Zhang A.- N. Single-photon quantum imaging via single-photon illumination. // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117. — P. 214001.

[119] Kitaeva G. K., Kornienko V. V. Strongly nondegenerate spontaneous parametric down-conversion for calibration of terahertz-wave detectors. // International Journal of Quantum Information. — 2017. — Vol.15, — P. 1740024.

[120] Kuznetsov K. A., Malkova E. I., Zakharov R. V., Tikhonova O. V., Kitaeva G. Kh.. Nonlinear interference in the strongly nondegenerate regime and Schmidt mode analysis. // Physical Review A. — 2020. — Vol. 101, — P. 053843.

- [121] Zakharov R. V., Tikhonova O. V. Spatial features and photon correlations of squeezed light in strongly non-degenerate parametric down conversion. // *Laser Physics*. — 2019. — Vol. 29, no.12. — P. 124010.
- [122] Kuznetsov K. A., Kitaeva G. Kh., Kovalev S. P., Germansky S. A., Buryakov A. M., Tuchak A. N., Penin A. N. Complex extraordinary dielectric function of Mg-doped lithium niobate crystals at terahertz frequencies. // *Applied Physics B*. — 2016. — Vol. 122, no. 223. — P. 223.
- [123] Kutas M., Haase B., Klier J., Molter D., and G.von Freymann. Quantum-inspired terahertz spectroscopy with visible photons. // *Optica* — 2021. — Vol. 8, no. 4. — P. 438 - 441.
- [124] Novikova T. I., Kuznetsov K. A., Leontyev A. A., Kitaeva G. Kh. Study of SPDC spectra to reveal temperature dependences for optical-terahertz biphotons. // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 116, — P. 264003.
- [125] M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter, and G. von Freymann. Terahertz quantum sensing // *Sci. Adv.* — 2020. — Vol. 6 —P. 8065
- [126] G. K. Kitaeva, P. V. Yakunin, V. V. Kornienko, A. N. Penin. Absolute brightness measurements in the terahertz frequency range using vacuum and thermal fluctuations as references // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2014. — Vol. 116, no. 4. — P. 929–937.
- [127] V. V. Kornienko, G. K. Kitaeva, F. Sedlmeir et al. Towards terahertz detection and calibration through spontaneous parametric down-conversion in the terahertz idler-frequency range generated by a 795 nm diode laser system // *APL PHOTONICS*. — 2018. — Vol. 3, no. 5. — P. 051704–1–051704–8.
- [128] G. Kh. Kitaeva, V.V. Kornienko, K.A. Kuznetsov, I.V. Pentin, K.V. Smirnov, Yu. B. Vakhtomin. Direct detection of the idler thz radiation generated by spontaneous parametric down-conversion // *Optics Letters*. — 2019. — Vol. 44, no. 5. — P. 1198–1201.
- [129] S. Seliverstov, S. Maslennikov, S. Ryabchun, M. Finkel, T. Klapwijk, N. Kaurova, Y. Vakhtomin, K. Smirnov, B. Voronov, G. Goltsman. Fast and Sensitive Terahertz Direct Detector Based on Superconducting Antenna-Coupled Hot Electron

- Bolometer // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2015. — Vol. 25, no.3. — P. 2300304.
- [130] V. V. Kornienko, S. A. Germanskiy, G. K. Kitaeva, A. N. Penin. Generation of optical-terahertz biphoton pairs via spontaneous parametric down-conversion // International Journal of Quantum Information. — 2014. — Vol. 12, no. 7. — P. 1560023.
- [131] Китаева Г.Х., Клышко Д.Н., Таубин И.В. К теории параметрического рассеяния и метода абсолютного измерения яркости света // Квантовая электроника. — 1982. — Vol. 9, no. 3. — P. 561–568.
- [132] G. K. Kitaeva, I. I. Naumova, A. A. Mikhailovsky et al. Visible and infrared dispersion of the refractive indices in periodically poled and single domain nd:Mg:LiNbO₃ crystals // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 1998. — Vol. 66, no. 2. — P. 201–205.
- [133] K. A. Kuznetsov, G. K. Kitaeva, S. P. Kovalev et al. Complex extraordinary dielectric function of mg-doped lithium niobate crystals at terahertz frequencies // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 2016. — Vol. 122. — P. 223–232.
- [134] L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter, K. Polgár. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range // J. Appl. Phys. — 2005—Vol. 97, no. 12. — P. 123505.
- [135] Yu. M. Mikhailova, P. A. Volkov, and M. V. Fedorov. Biphoton wave packets in parametric down-conversion: Spectral and temporal structure and degree of entanglement // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2008. — Vol. 78. — P. 062327.
- [136] Y. Demirhan, H. Alaboz, L. Ozyuzer, M. A. Nebioglu, et al. Metal mesh filters based on Ti, ITO and Cu thin films for terahertz waves // Optical and Quantum Electronics.— 2016. — Vol. 48. — P. 170.
- [137] G. K. Kitaeva, D. A. Markov, D. A. Safronkov, N. V. Starkova. Prism couplers with convex output surfaces for nonlinear Cherenkov terahertz generation // Photonics. — 2023. — Vol. 10, no. 4. — P. 450–1–450–11.

- [138] S. Komiyama. Single-Photon Detectors in the Terahertz Range // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. — 2011 — Vol. 17, no. 1, —P. 54-66.
- [139] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, A. Menzione, M. Pikna, I. Sýkora, S. Tokár, Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol.456, no.3. — P.310-324.
- [140] D. A. Safronenkov, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova et al. Measurement of the biphoton second-order correlation function with analog detectors // Optics Express. — 2021. — Vol. 29, no. 22. — P. 36644–36659.
- [141] O. A. Ivanova, T. Sh. Iskhakov, A. N. Penin, M. V. Chekhova. Multiphoton correlations in parametric down-conversion and their measurement in the pulsed regime // Kvantovaya Elektronika — 2006. — Vol. 36, no.10. — P. 951–956.
- [142] Dverník L. S., Prudkovskii P. A. Azimuthal eigenmodes at strongly non-degenerate parametric down-conversion // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 2021. — Vol. 127, no. 6. — P. 85.