

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Сафроненков Даниил Алексеевич

**БЕЗЭТАЛОННАЯ КАЛИБРОВКА ОТКЛИКА АНАЛОГОВЫХ
ДЕТЕКТОРОВ В ПОЛЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ
СВЕТА**

1.3.19. Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2025

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета
МГУ имени М.В.Ломоносова

**Научный
руководитель**

Китаева Галия Хасановна
доктор физико-математических наук, доцент

**Официальные
оппоненты**

Халили Фарит Явдатович
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ООО «Международный Инновационный центр центр квантовой оптики и квантовых технологий» (Российский квантовый центр), руководитель научной группы квантовой оптомеханики

Молотков Сергей Николаевич
доктор физико-математических наук, ФГБУН Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, лаборатория спектроскопии поверхности полупроводников, главный научный сотрудник

Семенов Александр Владимирович
кандидат физико-математических наук, ФГБОУ ВО «Московский педагогический государственный университет», лаборатория квантовых детекторов, старший научный сотрудник

Защита диссертации состоится «18» июня 2025 г. в 15:00 часов на заседании диссертационного совета МГУ.013.4 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

E-mail: diss.sov.31@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале <https://dissovet.msu.ru/dissertation/3450>.

Автореферат разослан «__» мая 2025 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета МГУ.013.4,
кандидат физико-математических наук

А.А. Коновко

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Квантово-коррелированные пары оптических фотонов, известные как бифотоны, играют важную роль и активно применяются в современных квантовых технологиях, включая квантовую информацию [1], вычисления [2], метрологию [3] и различные виды квантовой спектроскопии, визуализации и зондирования [4]. Процесс спонтанного параметрического рассеяния (СПР) позволяет генерировать бифотоны с высокой степенью корреляции. Нормированная кросс-корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ является общепринятой количественной мерой уровня корреляции. На сегодняшний день детекторы одиночных фотонов в паре с быстродействующими схемами регистрации совпадений являются ключевыми элементами в подавляющем большинстве квантовых оптических схем. Они успешно используются для контроля квантовых свойств бифотонов, генерируемых в рентгеновском [5] и оптическом диапазонах вплоть до ближнего ИК [6]. Однако применение метода совпадений под угрозой, если частота хотя бы одного фотона из бифотонной пары является не оптической, а, например, терагерцовой (ТГц). Причины заключаются в больших трудностях создания ТГц приемников, способных работать в однофотонном или разрешающим по числу фотонов режимах регистрации [7]. Такие проблемы существуют не только в терагерцовом диапазоне, но и других частотных областях.

В принципе, можно измерить корреляционную функцию, используя старейший подход [8], основанный на измерении корреляции фототоков аналоговых детекторов вместо совпадений однофотонных детекторов. Такая возможность теоретически изучалась для оптических [9] и оптически-терагерцовых бифотонов [10]. Показано, что, если вклад шума в показания аналоговых детекторов пренебрежимо мал, оба метода должны давать одинаковый результат. Однако квантовый вклад в бифотонную корреляционную функцию значителен при малых потоках фотонов, где, к сожалению, влияние шума на показания детектора обычно весьма велико. Эксперименты показывают, что это резко снижает результаты измерения $g^{(2)}$, если оно проводится непосредственно с учетом всех фототоков из исходно необработанного набора статистических данных.

Между тем, измерение корреляционной функции открывает возможность многих полезных практических применений параметрического рассеяния света, одним из которых является абсолютная калибровка квантовой эффективности детекторов [11]. Метод не требует эталонов и широко используется в современной квантовой оптике. Регистрация одного фотона из пары любым

детектором с неизвестной эффективностью в одном (сигнальном или холостом) канале автоматически дает информацию о наличии второго фотона в противоположном канале СПР. Таким образом, возникает тип источника с калиброванным числом фотонов для измерения квантовой эффективности детектора, расположенного в противоположном канале [12].

Подавляющее большинство фотодетекторов преобразует интенсивность света в фототок, который в свою очередь состоит из отдельных фотоимпульсов. Принципиально большинство детекторов можно разделить на два типа: счетчики фотонов (однофотонные или с разрешением по числу фотонов) и аналоговые фотоприемники. В случае однофотонных детекторов элементарный импульс выходного фототока регистрируется как отдельный фотоотсчет, появляющийся вследствие поглощения одного фотона. Вероятность подобных событий определяется квантовой эффективностью детектора. В большинстве случаев статистика числа фотоотсчетов, накопленных за какое-то время регистрации, и статистика интенсивности падающего излучения связаны так называемой полуклассической формулой Манделя [13]. Очевидно, что эффективность аналоговых детекторов также может характеризоваться отношением числа элементарных фотоимпульсов к числу падающих фотонов.

Степень разработанности темы исследования. Бифотонные корреляции успешно используются при калибровке квантовой эффективности детекторов, которые могут работать в режимах однофотонного детектирования, от детекторов с разрешением числа фотонов [14] до ЕССD-камер [15]. Однако многие современные детекторы излучения принципиально не могут быть использованы в режиме счета фотонов, хотя и обладают важными преимуществами другого плана – способны работать в значительно более широких спектральных и динамических областях, в системах параллельной регистрации пространственно-распределенных сигналов. Проблемы с точным количественным измерением $g^{(2)}$ и квантовой эффективности в этих условиях все еще остаются и требуют своего решения.

Цель диссертационной работы: Разработка и применение методов измерения корреляционных параметров бифотонных полей параметрического рассеяния света для калибровки эффективности аналоговых детекторов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать экспериментальную схему и методику измерения корреляционной функции бифотонного поля $g^{(2)}$ по показаниям аналоговых

детекторов сигнальных и холостых фотонов. Разработать основы метода безэталонной калибровки спектральной чувствительности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света.

2. Исследовать статистические распределения показаний аналоговых детекторов и предложить методы их математического моделирования, позволяющие определять числа дискретных фотоотсчетов.

3. Разработать метод квантовой безэталонной калибровки эффективности аналоговых детекторов.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования являются статистические характеристики бифотонных полей параметрического рассеяния света, предметом исследования является отклик аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Разработана новая экспериментальная схема и методика детектирования кросс-корреляционной функции бифотонного поля параметрического рассеяния, позволяющая использовать аналоговые детекторы в каналах регистрации сигнального и холостого излучения.

2. Разработаны основы нового безэталонного метода измерения спектральной ампер-ваттной чувствительности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния.

3. Впервые предложен метод, основанный на анализе фактора подавления шума разностного фототока при параметрическом рассеянии и математическом моделировании статистических распределений аналоговых показаний детекторов сигнального и холостого каналов, позволяющий определить среднее число фото-отсчетов, среднюю величину и дисперсию элементарных вкладов в показания детектора на основе ФЭУ.

4. Впервые разработаны, экспериментально реализованы и верифицированы методы калибровки эффективности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния, позволяющие без помощи эталонов определить эффективность аналогового ФЭУ.

Методология диссертационного исследования:

При выполнении исследований применялись методы лазерной физики, нелинейной и физической оптики, методы измерения корреляционных характеристик параметрического рассеяния света, методы цифровой обработки и исследования статистических параметров сигналов детекторов электромагнитного излучения оптического диапазона.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Величина кросс-корреляционной функции бифотонного поля при регистрации излучения в сигнальном и холостом каналах параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов на основе ФЭУ может быть измерена путем статистического анализа одновременных показаний двух детекторов.

2. Спектральная ампер-ваттная чувствительность аналогового ФЭУ может быть измерена в поле параметрического рассеяния без использования эталонных детекторов или источников излучения.

3. Математическое моделирование статистических распределений аналоговых показаний и, при необходимости, анализ фактора подавления шума разностного фототока детекторов сигнального и холостого каналов параметрического рассеяния, позволяют определить среднее число, среднюю величину и дисперсию элементарных вкладов в полные показания детекторов на основе ФЭУ.

4. Эффективность аналоговых детекторов на основе ФЭУ может быть экспериментально определена в поле параметрического рассеяния света без использования эталонов при регистрации потоков фотонов вплоть до 10^8 с^{-1} .

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

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации составляет 131 страницу, включая 47 рисунков и 5 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 105 наименований.

Достоверность результатов исследований обеспечивается использованием сертифицированных приборов и средств измерения, высокой воспроизводимостью результатов измерений, контрольными измерениями, обоснованностью выбранных моделей. Положения и выводы диссертации

прошли апробацию на российских и международных научных конференциях. Полученные результаты не противоречат существующим литературным данным. Достоверность результатов диссертационной работы также подтверждается публикацией результатов исследований в ведущих рецензируемых научных изданиях.

Теоретическая и практическая значимость работы. Полученные в диссертационной работе результаты создают основу для реализации квантово-оптических технологий с использованием аналоговых детекторов в оптическом диапазоне частот электромагнитного излучения. Они также актуальны для применений в других областях физической оптики, так как расширяют спектр частот, в котором могут быть измерены абсолютные значения чувствительности и эффективности широко используемых аналоговых детекторов, причем позволяют проводить абсолютные измерения без привлечения заранее прокалиброванных источников или приемников излучения.

Апробация результатов диссертационной работы.

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

1. XII семинар Д.Н. Клышко, Челябинск, Россия, 23-25 октября 2024.
2. Российский форум «Микроэлектроника 2023». 9-я Научная конференция «Электронная компонентная база и микроэлектронные модули», Сириус, Россия, 9-14 октября 2023.
3. TERA-2023 Терагерцевое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения (TERA-2023), Москва, Россия, 27 февраля - 2 марта 2023.
4. Advanced Laser Technologies (ALT'22), Москва, Россия, 11-16 сентября 2022.
5. XI семинар Д.Н.Клышко, Москва, Россия, 8-10 июня 2022.
6. 4th International School on Quantum Technologies, Москва, Россия, 9-12 ноября 2021.

Публикации. Основные результаты диссертационной работы изложены в 5 научных трудах автора (3,315 п.л.), в том числе в 4 статьях (2,125 печ. л.) в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук, и в 1 патенте (1,19 п.л.).

Основное содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность темы исследований проводимых в рамках данной диссертационной работы, сформулированы цель и задачи работы, защищаемые положения, определены научная новизна и практическая значимость полученных результатов, сообщается о методологической базе исследования и личном вкладе автора, приведен список основных публикаций по теме диссертации и конференций, на которых проводилась ее апробация.

В **Первой главе** изложена основная часть обзора литературы по теме диссертации. В разделе 1.1 содержатся основные сведения о бифотонной корреляционной функции второго порядка в поле параметрического рассеяния. Описан способ ее измерения методом счета фотонов. В разделе 1.2 приводится краткое описание однофотонных и неоднотонных детекторов. Вводится понятие элементарного импульса, который наряду с остальными импульсами подобного типа формирует полный выходной фототок. Последовательно изложены наиболее часто используемые рабочие параметры для характеристики разных видов детекторов, такие как мертвое время, время задержки, спектральная чувствительность, эффективность и др. Приведены краткие сведения о различных детекторах, с помощью которых можно измерять корреляционные параметры. В разделе 1.3 приводится краткое описание методов калибровки квантовой эффективности детекторов в поле параметрического рассеяния. Акцент сделан на безэталоновых методах калибровки квантовой эффективности. Рассматриваются методы калибровки с помощью измерения бифотонной корреляционной функции $g^{(2)}$ и фактора подавления шума (NRF) разностного фототока.

Вторая глава посвящена измерению бифотонной корреляционной функции второго порядка и чувствительности аналоговых детекторов. Согласно общему определению, нормированная бифотонная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ описывает корреляцию электрических полей в холостом и сигнальном каналах.

В разделах 2.1-2.3 для регистрации $g^{(2)}$ использовались только лавинные фотодиоды (ЛФД). В разделе 2.1 описаны условия и результаты традиционной, хорошо известной техники счета фотонов для двух однофотонных детекторов на основе ЛФД. Измерения проводились в поле параметрического рассеяния света. Генерировались коллинеарные фотоны с вырождением по частоте в результате процесса СПР типа II в кристалле бета-бората бария (ВВО). С помощью

поляризационного светоделителя генерируемые фотоны разделялись на «сигнальные» и «холостые» каналы в зависимости от их взаимно ортогональной поляризации. Сигнальный канал был шире как по числу продольных, так и по числу регистрируемых поперечных мод.

В результате применения стандартного подхода [11, 16] методом Клышко были измерены значения корреляционной функции $g^{(2)}$ и квантовая эффективность каждого из двух ЛФД (Рис. 1).

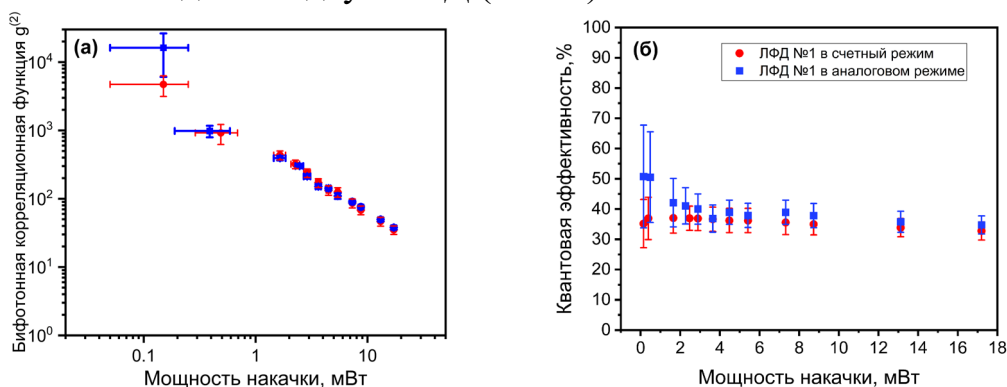


Рис. 1. (а) Значения бифотонной корреляционной функции, измеренные в счетном (красные точки) и аналоговом (синие квадраты) режимах, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки с помощью счетных ЛФД. (б) Квантовая эффективность ЛФД №1 в счетном и аналоговом случаях.

В разделе 2.2 рассмотрена установка для регистрации аналоговых показаний детекторов и случай работы однофотонных детекторов в аналоговом режиме. Были исследованы гистограммы статистических распределений почти «мгновенных» фототоков обоих детекторов (i_s и i_i). Они измерялись двумя модулями стробируемого интегратора SR250 (Рис. 2(а)) и преобразовывались в цифровую форму.

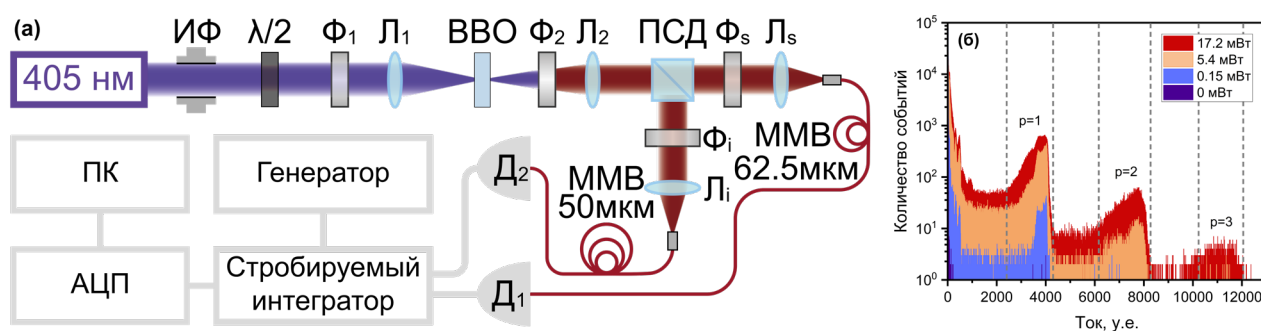


Рис. 2. (а)Схема экспериментальной установки, работающая в аналоговом режиме. L_1 , L_2 , L_i , L_s – линзы; Φ_1 , Φ_2 , Φ_i , Φ_s – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1 , D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

(б) Гистограммы статистических распределений «мгновенных» токов, зарегистрированных ЛФД №1 при различных мощностях лазерной накачки. Пунктирные линии обозначают границы областей пиков фотоотсчетов.

Время регистрации в этой установке соответствовало длительности стробирования $t_{\text{det}} = t_{\text{gate}}$. Для того, чтобы зарегистрировать хотя бы не один, а 2 фотона, t_{gate} должно было превышать мертвое время детекторов. Число

регистрируемых продольных мод зависело от этого времени: $M_{||} \sim t_{gate}$.

Многokrатно измеренные разовые показания детекторов i_s^m и i_i^m через АЦП поступали в базу данных компьютера (ПК) для последующей математической обработки. Здесь анализировались статистические распределения измеренных показаний и определялись средние значения токов каждого детектора

$$\langle i_{s,i} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n i_{s,i}^m \quad (n - \text{полное число данных в выборке}) \text{ и средние произведения}$$

$$\text{синхронно измеренных токов } \langle i_s i_i \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n i_s^m i_i^m.$$

На Рис. 2(б) представлены примеры ненормированных гистограмм, которые соответствуют статистическим распределениям «мгновенных» токов сигналов $P(i_s)$, зарегистрированных ЛФД №1 при различных значениях мощности лазерной накачки P_{pump} и одинаковом времени регистрации. Если блокировать излучение накачки, следовательно, обеспечить режим, когда фотоны СПР не попадают на детекторы, т.к. не генерируются, остается только малоамплитудный шумовой пик. При $P_{pump} > 0$ появляются пики на более высоких токах. Очевидно, они соответствуют случаям регистрации элементарных фотоотсчетов за время стробирования. Средний ток, переносимый единичным фотоотсчетом одного детектора, легко определяется как расстояние между двумя соседними пиками гистограммы.

В разделе 2.3 с использованием однофотонных ЛФД измеряется корреляционная функция $g^{(2)}$ и квантовая эффективность ЛФД №1. При измерении корреляционных параметров все электронные малоамплитудные токовые показания заменялись нулями. Корреляционная функция бифотонов рассчитывалась следующим образом:

$$g_M^{(2)} = \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle} = \frac{\langle i_i i_s \rangle}{(\langle i_i \rangle - \langle i_{i0} \rangle)(\langle i_s \rangle - \langle i_{s0} \rangle)}. \quad (1)$$

Здесь индекс «М» означает, что количество мод детектирования было значительно больше (в t_{gate}/t_{cc} раз), чем в случае счетного режима регистрации.

Сравнение полученных бифотонных корреляционных функций, которые были зарегистрированы аналоговой и счетной экспериментальными установками, проводилось с учетом разницы в числах продольных мод, т.е. было пересчитано $g_M^{(2)}$ в $g^{(2)}$:

$$g^{(2)} = 1 + \left(g_M^{(2)} - 1\right) \frac{t_{gate}}{t_{cc}}. \quad (2)$$

где $t_{cc} = 8нс$ – время срабатывания схемы совпадений. Число пространственных мод, а также спектральные интервалы регистрации не изменились. На Рис. 1 (а) показаны результаты перерасчета $g^{(2)}$ (синие квадраты) при различных значениях мощности накачки. Видно, что значения $g^{(2)}$, полученные разными методами детектирования, совпадают в пределах ошибок эксперимента.

Квантовая эффективность для ЛФД №1 и №2 рассчитывалась следующим образом:

$$\eta_s = \left(g_M^{(2)} - 1\right) \frac{\langle i_s \rangle - \langle i_{s0} \rangle}{\langle i_{ph} \rangle K_s}. \quad (3)$$

где коэффициент пропускания $K_s = 0.390 \pm 0.005$ отвечал за потери фотонов при прохождении элементов схемы между нелинейным кристаллом и детектором, а $\langle i_{ph} \rangle$ – средний ток, переносимый единичным фотоотсчетом одного детектора. Калибруемый ЛФД помещался в более широкий канал.

Результаты для ЛФД №1 показаны синими квадратами на Рис. 2(б). Наблюдается хорошее согласие между квантовыми эффективностями, измеренными в счетном и аналоговом режиме с учетом погрешностей. Это свидетельствует об общей применимости метода калибровки для измерения квантовой эффективности однофотонных ЛФД при их работе в режиме аналогового детектирования.

Описанная методика определения бифотонной корреляционной функции второго порядка с помощью однофотонных детекторов в аналоговом режиме может быть полезна при отсутствии возможности регистрации совпадений. Например, если используются однофотонные камеры, SPID (Single Photon Imaging Detector с большим числом пикселей).

В разделе 2.4 была рассмотрена ситуация, когда один из детекторов не является однофотонным, а является чисто аналоговым (ФЭУ №1). Рассматривались способы условной дискриминации показаний для измерения корреляционной функции. На Рис. 3 представлены гистограммы отсчетов ФЭУ №1 в холостом канале. В отличие от случая однофотонных ЛФД, в гистограммах ФЭУ невозможно однозначно разделить отсчеты, связанные с поглощением определенного числа фотонов, и чисто шумовые отсчеты.

Было использовано несколько подходов к дискриминации показаний ФЭУ. В одном занулялись все маломощные показания ФЭУ №1, а в ЛФД №1 при этом повторялась процедура из раздела 2.3, этот подход может помочь измерить $g^{(2)}$ на больших мощностях и при этом с долгим временем набора статистики данных. При низких мощностях СПР потребуются очень длительные экспозиции набора данных.

Далее был рассмотрен способ временной дискриминации, где заменялись все показания ФЭУ, которые соответствовали тем временным интервалам, когда ЛФД показывал только электронный шум. В результате такой дискриминации удалось получить ожидаемую зависимость корреляционной функции от мощности, однако при замене кристалла на кристалл ViBO и реализации процесса СПР типа I (*оое*) было получено завышенное значение корреляционной функции.

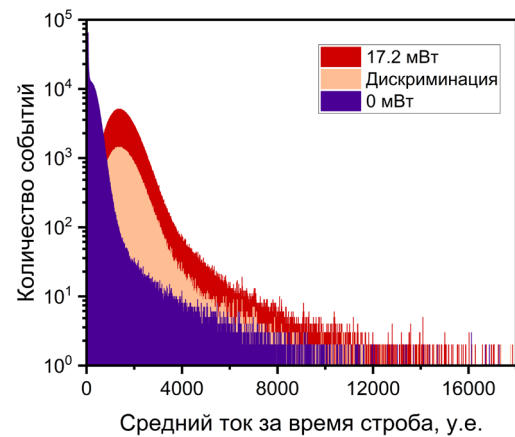


Рис. 3. Гистограммы показаний ФЭУ, записанных при блокировке накачки (фиолетовый цвет) и при мощности накачки 17,2 мВт (красный цвет — общее распределение, светло-оранжевый цвет — условное распределение (занулялись все значения, полученные во временном интервале регистрации шумовых показаний ЛФД)).

В разделе 2.5 удалось измерить корреляционную функцию и спектральную чувствительность в схеме с аналоговыми детекторами как в обоих каналах, так и в случае, когда один из детекторов является однофотонным, а второй аналоговым. В экспериментах, проведенных с помощью установки, изображенной на Рис. 2, было показано, что прямого вычитания среднего шумового тока $\langle i_{i_0} \rangle$, измеренного при блокировке излучения накачки, из среднего тока $\langle i_i \rangle$ недостаточно для получения истинных значений бифотонной корреляционной функции. Вклад шума в значения $\langle i_i i_s \rangle$ в этом случае может остаться не полностью учтенным, и зарегистрированная корреляция будет ниже истинной.

В связи с полученными результатами был предложен альтернативный подход и проведен эксперимент, который позволил измерить бифотонную корреляционную функцию однозначно. Экспериментальная схема установки приведена на Рис. 4(а).

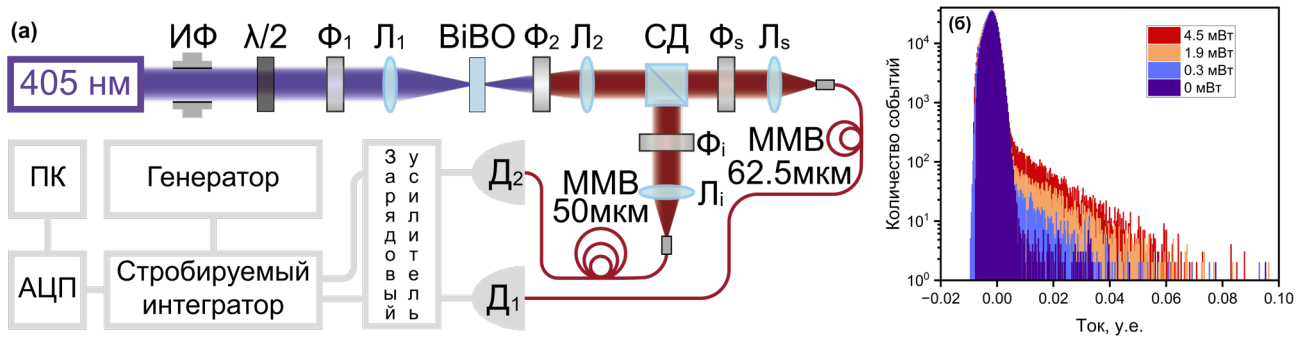


Рис. 4. (а) Схема экспериментальной установки, работающей в аналоговом режиме. L_1, L_2, L_i, L_s – линзы; $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_i, \Phi_s$ – фильтры; СД – поляризационный светоделитель; D_1, D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно. (б) Гистограммы статистических распределений «мгновенных» (усредненных за время регистрации 500 нс) токов, зарегистрированных от ФЭУ №2 в широком канале с использованием зарядового усилителя, при различных мощностях лазерной накачки.

В данную схему установки был включен зарядовый усилитель для того, чтобы даже самые короткие и предельно слабые импульсы ФЭУ можно было без потери интегрировать при измерении средних токов в стробируемом интеграторе. Зарядовый усилитель позволял растянуть импульс ФЭУ до 500 нс, что совпадало с временем стробирования. Гистограммы показаний ФЭУ изображены на Рис. 4(б). Видно, что в отличие от гистограмм, приведенных ранее, при увеличении мощности накачки лазера гистограмма изменяется иначе, чем гистограмма показаний детектора без зарядового усилителя. Видно, что количество событий и средний ток у части каждой гистограммы, совпадающей с шумовой, не меняется.

Было показано, что с точностью до 0.005 корреляционная функция, измеренная при выключенном излучении СПР, равна 1, чтобы удостовериться в отсутствии взаимных ковариаций шумовых показаний двух детекторов. Отсутствовали также ковариации фото- и темновых показаний двух различных детекторов. В этом случае справедливо соотношение $\langle i'_s i'_i \rangle = \langle i_s i_i \rangle - \langle i_s \rangle \langle i_{i0} \rangle - \langle i_i \rangle \langle i_{s0} \rangle + \langle i_{s0} \rangle \langle i_{i0} \rangle$. Корреляционная функция была измерена в соответствии с формулой

$$g^{(2)} = \frac{\langle i'_s i'_i \rangle}{\langle i'_s \rangle \langle i'_i \rangle}, \quad (4)$$

где $\langle i'_a \rangle = \langle i_a \rangle - \langle i_{a0} \rangle$, ($a = i, s$). Была получена корреляционная функция для различных комбинаций детекторов (Рис. 5).

По результатам вычислений отношения среднего фототока $\langle i'_s \rangle$ к мощности $P_s = \hbar \omega_s K_s N / t_{gate}$ можно определить ампер-ваттную чувствительность ФЭУ №1 без использования эталонных детекторов и источников излучения:

$$S_{\omega} = \frac{t_{gate}(g^{(2)} - 1)}{\hbar\omega_s K_s} (\langle i_s \rangle - \langle i_{s0} \rangle) \quad (5)$$

Она составила $S_{\omega} \approx (2.8 \pm 0.4) \times 10^4$ А/Вт на длине волны 810нм. Данная чувствительность была получена при условии, что на диоды ФЭУ подавалось напряжение 0.8В. Полученное значение хорошо согласуется с данными от производителя данного детектора фирмы Hamamatsu, в которых приводится спектральная анодная чувствительность $S_{\omega} = 3.6 \times 10^4$ А/Вт в максимуме спектрального распределения, на длине волны 550нм.

Таким образом были продемонстрированы как возможность измерения $g^{(2)}$, так и спектральной ампер-

ваттной чувствительности детектора на основе фотоэлектронного умножителя на установке спонтанного параметрического рассеяния света — без использования однофотонных фотоприемников, а также без каких-либо эталонных источников или приемников.

В третьей главе описаны подходы к обработке статистических распределений показаний аналоговых детекторов. Исследуются различные методы аппроксимации распределений выходных токов аналоговых ФЭУ. Экспериментально показания детекторов были получены при различных мощностях накачки и различных длинах волн излучения, генерируемого при параметрическом рассеянии. Рассматривались мощности накачки в режиме СПР, и в режиме ПР при коэффициентах параметрического усиления вплоть до $\beta \approx 0.8$. С помощью исследования такой характеристики, как коэффициент подавления шума (NRF), был проведен анализ результатов различных аппроксимаций экспериментальных данных и сделан вывод об их применимости.

В разделе 3.1 рассматривается анализ токовых показаний аналоговых детекторов, нацеленный на определение средних чисел и амплитуд входящих в них элементарных импульсов фототока. Первым этапом анализа были регистрация статистических распределений показаний и сравнение экспериментальных гистограмм однофотонных ЛФД и аналоговых ФЭУ. Далее проводились аппроксимация экспериментальных распределений показаний детекторов на основе аналогового ФЭУ в предположении о гауссовском

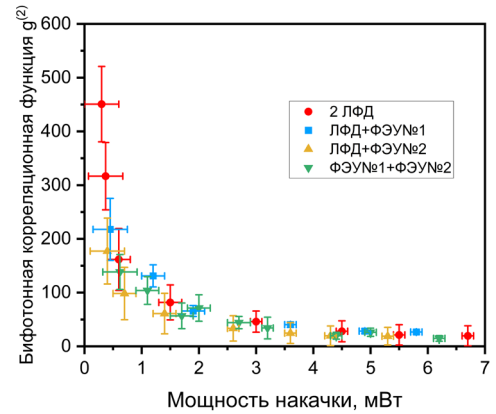


Рис. 5. Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки, в схемах: с 2 ЛФД в счетном режиме (красные точки), ЛФД №1 + ФЭУ №2 в аналоговом режиме (синие квадраты), ЛФД №1 + ФЭУ №1 в аналоговом режиме (желтые треугольники), ФЭУ №2 + ФЭУ №1 в аналоговом режиме (зеленые треугольники).

распределении амплитуд элементарных импульсов и последующий анализ параметров аппроксимации.

Применялась схема экспериментальной установки, представленная на Рис. 2, но был реализован процесс СПР типа I (*ooe*), использовался кристалл BiVO₃, а время детектирования составляло 900нс. Математическое моделирование проводилось только для описания гистограмм показаний ФЭУ (Рис. 6). Шумовое распределение было описано суммой двух гауссовских распределений, а распределение полного фототока описывалось функцией

$$F(i) = e^{-A} \sum_n \frac{A^n}{n!} F_n(i), \quad (6)$$

где $F_n(i) = C_1 P_G(i, n\langle i_0 \rangle + I_{01}, n\langle D \rangle + D_{01}) + (1 - C_1) P_G(i, n\langle i_0 \rangle + I_{02}, n\langle D \rangle + D_{02})$ – свертка шумового распределения с гауссовскими распределениями тока от n элементарных фотоотсчетов, C_1 – нормировочная константа, i – ток за время строба. В полном распределении (6) учитывается пуассоновская статистика числа элементарных фотоотсчетов n . Параметры $\langle i_0 \rangle$ и $\langle D \rangle$ (среднее и дисперсия для распределения тока элементарного импульса) описывают статистическое распределение электронных сигналов, возникающих при поглощении одного фотоэлектрона на первом диноде ФЭУ. На Рис. 6 представлен результат аппроксимации с лучшими параметрами распределения элементарных токов $\langle i_0 \rangle = 52 \pm 2$ и $\langle D \rangle = 873 \pm 94$. Средний элементарный ток $\langle i_0 \rangle$ определяется с меньшей относительной ошибкой, чем его дисперсия $\langle D \rangle$. Это можно объяснить тем, что гауссовская функция все же недостаточно хорошо подходит для описания статистики элементарного тока.

В разделе 3.2 рассматриваются результаты, полученные в экспериментальной установке на Рис. 4(а). В данном случае экспериментальные распределения хорошо аппроксимировались в предположении об экспоненциальном распределении элементарных токов. При этом распределение суммы n элементарных импульсов описывалось сверткой вида

$$S_n(i) = S_{n-1}(i) \otimes S_1(i) = b^n \frac{i^{n-1}}{(n-1)!} \theta(i) \exp(-bi). \quad (7)$$

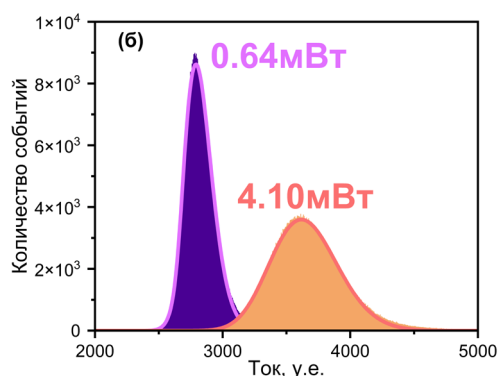


Рис. 6. Экспериментальные распределения токов за время строба для ФЭУ с аппроксимацией гауссовским распределением (сплошные линии).

Здесь $\theta(i)$ – функция Хэвисайда, $1/b$ – среднее значение и стандартное отклонение случайной величины элементарного тока. Учитывая, что число элементарных откликов, возникших на выходе ФЭУ за время измерения, описывается распределением Пуассона, получаем итоговую формулу (8), которой могут описываться распределения, подобные представленным на Рис. 7:

$$F(i) = C \left\{ F_0(i) + \theta(i - I_0) e^{-b(i-I_0)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A^n b^n (i - I_0)^{n-1}}{n! (n-1)!} \right\}, \quad (8)$$

где A – пуассоновское среднее число элементарных откликов, а C – общий нормировочный множитель.

Было получено, что параметр элементарного импульса $b = 0.038 \pm 0.001$ с высокой точностью остается постоянным с увеличением мощности падающего на кристалл излучения. Эти факты говорят о применимости данной аппроксимации.

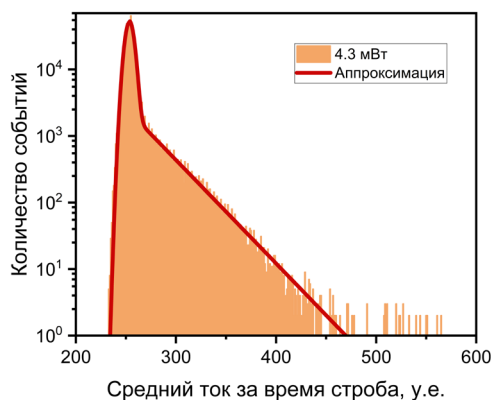


Рис. 7 Экспериментальное распределение показаний ФЭУ (сплошная гистограмма оранжевым цветом), аппроксимация функцией (8) (линия красным цветом).

В разделе 3.3 и 3.4 проводится сравнение двух подходов, представленных в разделе 3.1 и 3.2. Сбор показаний происходил при высоких мощностях и пикосекундной длительности импульсов накачки (Рис. 8(а)). Как оказалось, оба варианта распределений элементарных токов, как гауссовское, так и экспоненциальное, были способны в этом случае привести к сравнительно неплохой аппроксимации экспериментальных гистограмм. Для выбора наиболее адекватного

описания был предложен подход, построенный на анализе функции подавления шума (NRF) разностного фототока в каналах ПР.

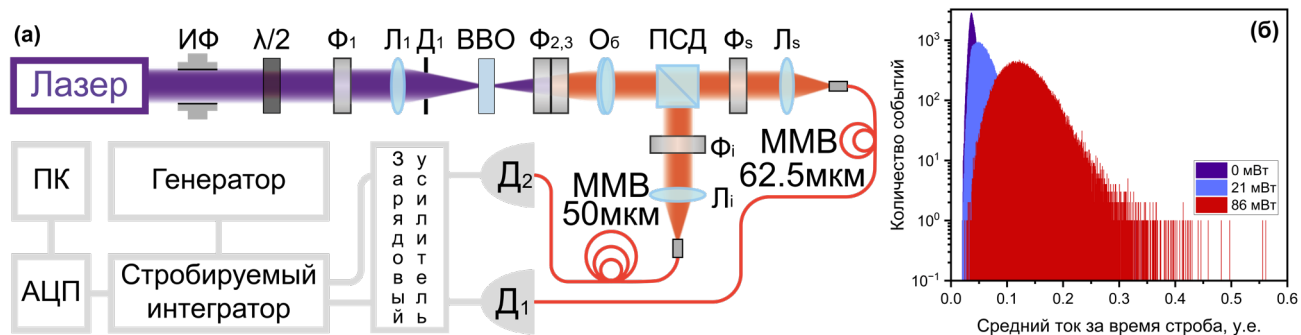


Рис. 8. (а) Схема экспериментальной установки, работающей в аналоговом режиме регистрации импульсного излучения ПР. L_1 ($F=40$ см), L_i , L_s – линзы; Об – объектив ($F=4$ см); Φ_1 , $\Phi_{2,3}$, Φ_i , Φ_s – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1 , D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно. (б) Экспериментальные распределения токов за время строба для ФЭУ №1 в сигнальном канале

В применявшейся схеме параметрического рассеяния источником накачки служил импульсный пикосекундный Nd:YAG лазер с диодной накачкой, длительностью импульса 28пс, частотой повторения 1кГц и длиной волны 355нм. Генерировались ортогонально поляризованные коллинеарные бифотоны с вырождением по частоте в процессе СПР типа II (*eo*e). На Рис. 8(б) показаны гистограммы показаний ФЭУ №1. Эти гистограммы можно аппроксимировать, описывая статистику элементарных токов как распределением Гаусса, так и экспоненциальным распределением (Рис. 9(а)). В случае аппроксимации с использованием распределения Гаусса среднее значение элементарного тока и дисперсии должны быть равны $\langle i_0 \rangle = 11.0 \pm 0.5$, и $\langle D \rangle = 1524 \pm 25$. А в случае аппроксимации с использованием экспоненциального распределения $\langle i_0 \rangle = 8.2 \pm 0.2$ и $\langle D \rangle = 68 \pm 10$ (все величины представлены в условных единицах).

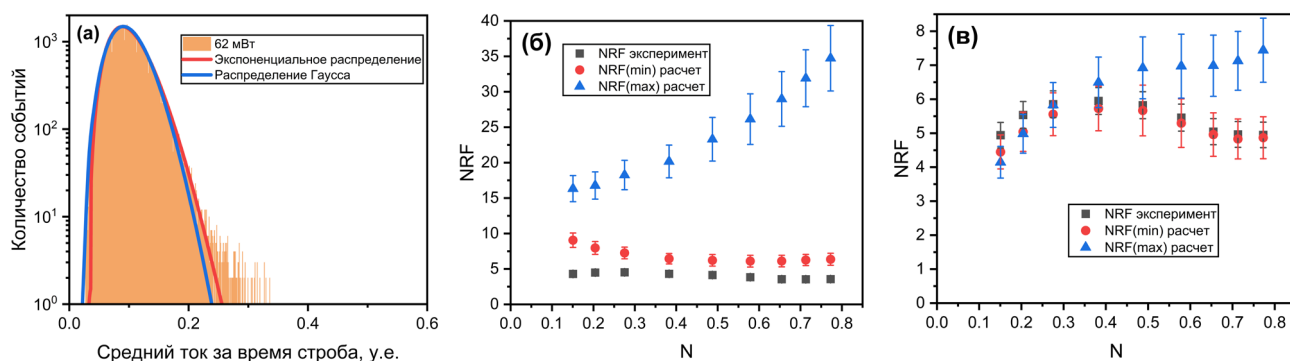


Рис. 9 (а): Сравнение аппроксимаций гистограмм показаний ФЭУ №1 двумя различными распределениями. (б,в): Значения NRF в зависимости от среднего числа фотонов, полученные экспериментально с помощью формулы (9) (черные квадраты), минимальные (красные точки) и максимальные (синие треугольники) значения NRF, рассчитанные теоретически из формулы (10) используя минимальное и максимальное из возможных значений эффективности ФЭУ №1. При расчетах по формуле (10) использовались параметры статистики элементарных импульсов, полученные в предположении гауссовского (б) или экспоненциального (в) распределений.

Разобраться с тем, какой подход ближе описывает истинную статистику элементарных импульсов, позволил анализ фактора подавления шума NRF. Величина NRF определялась экспериментально согласно определению

$$NRF = \frac{Var(i'_1 - i_2)}{\langle i'_1 \rangle + \langle i_2 \rangle} \bigg/ \langle i_{01} \rangle \quad (9)$$

где $i'_1 = \alpha \langle i_1 \rangle$, $\alpha \equiv \langle i_1 \rangle / \langle i_2 \rangle$, $\langle i_j \rangle$ – средние значения фототоков ($j=1,2$). Одновременно был проведен расчёт ожидаемых значений NRF, используя параметры аппроксимации гистограмм, полученных в режиме ПР для ФЭУ №1 и ФЭУ №2 этими двумя методами. Теоретически пределы изменения значений NRF можно было оценить, подставляя крайние значения квантовой эффективности ФЭУ №1 η_1 , а именно 0 и 1, формулу [17]

$$NRF = \frac{\alpha \frac{\langle i_{02} \rangle}{\langle i_{01} \rangle} (\varepsilon_2 + 1) + (\varepsilon_1 + 1)}{2} - \frac{\eta_1}{1 + \kappa_2} \left[1 - N \left(\frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} + \frac{\varepsilon_2 (1 + \kappa_1) + \varepsilon_1 (1 + \kappa_2)}{2} \right) \right] \quad (10)$$

где $\kappa_j \equiv M_{ij} / (M_{\perp} M_{\parallel})$ – доля некоррелированных мод, попадающих в апертуры и полосы детектирования каждого приемника; $\varepsilon_j \equiv \langle D \rangle / \langle i_0 \rangle^2$; N – среднее число фотонов. Далее полученные с помощью формулы (10) крайние значения NRF сравнивались с экспериментальным NRF, рассчитанным по формуле (9).

Как видно из Рис. 9(б, в), в случае использования для аппроксимации экспериментальных данных распределения Гаусса (Рис. 9(б)) ни при каких значениях квантовой эффективности ФЭУ невозможно получить расчетные значения NRF, которые бы совпали с экспериментальными. Однако результаты, полученные с помощью экспоненциального распределения (Рис. 9(в)), удовлетворяют этому критерию. Ключевым фактором здесь оказалось значительно меньшая величина относительной дисперсии ε_1 при экспоненциальном распределении элементарного тока.

Найденный подход к выбору адекватного распределения может оказаться достаточно сложным в общем случае, т.к. предполагает знание большого количества параметров установки параметрического рассеяния. Точность их оценки может повлиять на точность выбора типа аппроксимации. Несмотря на это, в приведенном примере реализации предложенного подхода экспоненциальное распределение четко проявило свои несомненные преимущества. О правильности выбора экспоненциального распределения в качестве лучшего свидетельствуют и значения критерия согласия, полученные в ходе математической процедуры аппроксимации гистограмм.

В **четвертой** главе исследуются подходы к безэталонной калибровке эффективности аналоговых детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов. Описаны эксперименты и сообщается о результатах применения новых методик калибровки эффективности детекторов на основе ФЭУ, использующих квантовые свойства параметрического рассеяния света.

В разделе 4.1 рассматривается измерение эффективности комбинированным методом Клышко в режиме СПР. Использовалась экспериментальная установка, представленная на Рис. 2(а). Главным образом метод состоит в том, что сначала измеряется бифотонная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ с помощью двух однофотонных детекторов в режиме счета фотонов. Далее в аналоговом режиме измерений набирается статистика данных и аппроксимируются полученные статистические гистограммы показаний

аналогового детектора. В результате аппроксимации могут быть получены параметры аппроксимации $\langle i_0 \rangle$, $\langle D \rangle$ и A – число элементарных фотоэлектронных импульсов. С учетом соотношения (2) вычисляется $g_M^{(2)}$ и, соответственно, число фотонов, падающих на измеряемый детектор в сигнальном канале установки с аналоговой регистрацией излучения ПР. В результате вычисление эффективности аналогового ФЭУ осуществляется с помощью формулы

$$\eta = \frac{1}{K_s} \left(g^{(2)} \Big|_{t_{cc}} - 1 \right) \frac{t_{cc}}{t_{gate}} A. \quad (11)$$

В приведенном примере применения данного подхода было получено значение эффективности детектора $\eta = 17.4 \pm 0.7$. В данном разделе, как и в последующих разделах 4.2 и 4.3, была проведена проверка применимости полученного значения для абсолютного измерения скорости потоков фотонов от произвольно выбранных источников. Для такой проверки производилось измерение ослабленного излучения лампы накаливания, прошедшего через фильтр Φ_2 . Предварительно (для последующего сравнения) средняя скорость поступления фотонов от этого источника в канал регистрации измерялась в счетном режиме с помощью независимо откалиброванного однофотонного ЛФД. Скорость счета составила $(318 \pm 3) \cdot 10^3$ фотонов в секунду. Далее вместо ЛФД в тот же канал помещался детектор на основе ФЭУ, и измерялось статистическое распределение токов, накопленных за время стробирования $t_{gate} = 900 \text{ нс}$. После аппроксимации полученного распределения было найдено среднее число фотоэлектронов, испущенных за это время катодом. Используя полученное в данной работе значение $\eta = 17.4 \pm 0.7$ для ФЭУ, было получено, что скорость потока составляет $(320 \pm 50) \cdot 10^3$ фотонов в секунду. Данное значение полностью согласуется со скоростью, полученной независимо калиброванным однофотонным ЛФД.

В разделе 4.2 измерялась эффективность аналогового детектора модифицированным методом Клышко. Использовалась экспериментальная установка, представленная на Рис. 4(а). В данном случае отсутствовала надобность в однофотонных детекторах. Корреляционная функция измерялась в аналоговом режиме аналоговыми ФЭУ. Значение числа элементарных импульсов было получено из аппроксимации гистограмм показаний ФЭУ с помощью формулы (8). В результате было получено значение квантовой эффективности для ФЭУ №1 $\eta_1 = 0.19 \pm 0.01$ и для ФЭУ №2 $\eta_2 = 0.57 \pm 0.09$. По

аналогии с разделом 4.1, была проведена успешная проверка данных значений путем сравнения с показаниями независимо калиброванного ЛФД.

В разделе 4.1 измеренная эффективность аналогового ФЭУ №1 оказалась существенно выше единицы, т.е. на один поглощенный фотон заведомо приходилось большое число элементарных откликов. Несмотря на различие величин эффективности детекторов, полученных в различных экспериментальных схемах, с включением предусилителя и без, измеренные с их помощью скорости потоков фотонов падающего излучения соответствовали реальным значениям и в разделе 4.1, и в данном разделе. Это объясняется тем, что всегда при применении метода Клышко для безэталонной калибровки детекторов ключевым элементом является определение числа падающих на детектор фотонов из корреляционных свойств бифотонного излучения. А вот элементарный отклик, распределение амплитуды которого определяется в процессе аппроксимации статистических распределений аналоговых показаний, является характеристикой всего фотоприемника в целом, учитывающей не только сам фотодетектор, но и электронный тракт обработки его сигналов. При этом один и тот же способ аппроксимации гистограмм применяется как при измерении эффективности, так и в последующей практике при применении полученного значения для определения числа падающих на детектор фотонов других источников.

В разделе 4.3 описывается измерение эффективности аналогового ФЭУ модифицированным методом Клышко при высоких мощностях ПР. Использовались такие потоки фотонов параметрического рассеяния света, при которых применение счетчиков фотонов, обладающих так называемым мертвым временем, и, соответственно, традиционного метода Клышко невозможно. В данном случае использовалась установка, представленная на Рис. 8(а). Описано измерение корреляционной функции и применение подхода, приведенного в разделе 4.2, но при облучении ФЭУ интенсивными потоками - вплоть до $\sim 10^8$ фотонов в секунду. В результате измерений разработанным в диссертации методом эффективность ФЭУ №1 составила $\eta_1 = 0.36 \pm 0.02$ на длине волны 710нм.

Исследован также альтернативный способ определения эффективности аналогового ФЭУ. Данный способ основан на измерении фактора подавления шума (NRF) и аппроксимации экспериментальных данных. Такой подход требует знания большого количества параметров, каждый из которых может вносить значительную ошибку в конечный результат. В результате применения этого подхода было получено значение для эффективности аналогового детектора, $\eta_1 = 0.33$. С учетом статистической погрешности ± 0.06 , определяемой

только погрешностями измерения полных и элементарных токов детекторов, это значение совпадает с результатом применения модифицированного метода Клышко. Тем не менее, реальная погрешность данного способа значительно выше и должна учитывать ошибки измерения соотношения модовых составов двух каналов ПР, а также других величин, определяющих фактор подавления шума разностного фототока аналоговых детекторов в соответствии с соотношением (10).

Используя подход из раздела 2.5, можно было также определить ампер-ваттную чувствительность ФЭУ №1. Ее величина для излучения на длине волны 710 нм составила $S_{\omega} \approx (1.95 \pm 0.34) \times 10^4$ А/Вт. Данная чувствительность получена при условии, что на диноды ФЭУ подавалось управляющее напряжение 0.6 В.

Как можно заметить, ампер-ватная чувствительность и эффективность ФЭУ №1 из-за изменения управляющего напряжения и смены длины волны отличаются от результатов, полученных в разделах 2.5 и 4.2 (см. таблицу 1).

Таблица 1 Сравнение результатов калибровки параметров отклика ФЭУ №1 в разных условиях.

Длина волны, нм	Управляющее напряжение на динодах ФЭУ, В	Ампер-ватная чувствительность, А/Вт	Эффективность	Относительная погрешность измерения эффективности, %
710	0.6	1.95±0.34	0.36±0.02	5.5%
			0.33±0.06(?)	18.2%
810	0.8	2.8±0.4	0.19±0.01	5.2%

Сравним полученные значения с данными фирмы Hamamatsu (<https://datasheet4u.com/datasheetpdf/HamamatsuCorporation/H7422-20/pdf.php?id=55471>), полученными с применением эталонных источников излучения на различных длинах волн. В паспорте ФЭУ №1 на сайте производителя приводится спектральная зависимость катодной чувствительности и анодная чувствительность на длине волны 550нм, которая составляет $S_{\omega} = 3.6 \times 10^4$ А/Вт. Данные о величине эффективности аналогового ФЭУ, конечно, в этом источнике отсутствуют. Тем не менее, полученные значения эффективности ведут себя при изменении длины волны аналогично зависимости катодной чувствительности, предоставленной производителем ФЭУ. Их соотношение на длинах волн 710 нм и 810 нм составляет $\eta_1^{710\text{нм}} / \eta_1^{810\text{нм}} = 1.9$, что в целом качественно соответствует ожиданиям. В случае ампер-ватных чувствительностей важно также учитывать управляющее

напряжение на динодах ФЭУ. С ростом напряжения анодная чувствительность может расти, что и демонстрируют полученные нами результаты. По порядку величины они совпадают с приведенным фирмой значением в максимуме 550 нм, однако остаются ниже, поскольку длины волн сдвинуты от максимума.

Если сравнивать предложенные подходы к измерению квантовой эффективности через $g^{(2)}$, то несколько более высокую точность имеет метод, разработанный в разделе 4.1, где квантовая эффективность определялась через корреляционную функцию, измеренную в счетном режиме. Погрешность измерения в данном случае составляла 5%. В случае использования методов, где $g^{(2)}$ измерялась только с помощью аналоговых детекторов, погрешность измерения, как в случае малых потоков (10^4 - 10^6 фотонов в сек.), так и в случае больших потоков падающих фотонов (до 10^8 фотонов в сек.), получалась примерно одинаковой и была на десятки доли процентов выше, чем при использовании комбинированного подхода. Несмотря на небольшое ухудшение точности, этот метод лучше – он не требует привлечения счетчиков фотонов и схем совпадений, позволяет проводить измерения при больших потоках фотонов, с заведомым превышением шумовых показаний, возможен в тех спектральных областях, где еще не созданы однофотонные фотоприемники. При этом на данном этапе исследования реализованы далеко не все возможности дальнейшего улучшения точности предложенных в диссертации новых методов измерения эффективности аналоговых детекторов.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

- 1) Разработана экспериментальная схема и методика детектирования корреляционной функции бифотонного поля параметрического рассеяния $g^{(2)}$ по аналоговым показаниям детекторов сигнальных и холостых фотонов. Методика апробирована на примере использования как однофотонных детекторов в аналоговом режиме регистрации показаний, так и аналоговых ФЭУ, находящихся в одном или двух каналах параметрического рассеяния.
- 2) На примере аналогового фотоэлектронного умножителя продемонстрирована возможность измерения его спектральной ампер-ваттной чувствительности в поле параметрического рассеяния без использования как однофотонных фотоприемников, так и каких-либо заранее прокалиброванных источников или приемников излучения.

- 3) Разработана методика измерения гистограмм статистических распределений токовых показаний аналоговых детекторов оптического диапазона. Проведено математическое моделирование гистограмм аналоговых ФЭУ с учетом гауссовского и экспоненциального распределений вкладов элементарных фотоотсчетов, позволяющее определить среднее число фотоотсчетов, среднюю величину и дисперсию вкладов.
- 4) Показано, что в ряде случаев гауссовское и экспоненциальное распределения могут описывать экспериментальные гистограммы одного детектора с близкой точностью, однако приводить к получению разных характеристик его элементарных фотоотсчетов. Предложен метод, основанный на анализе фактора подавления шума разностного фототока при параметрическом рассеянии, позволяющий выбрать адекватный способ описания статистики фототока детектора на основе ФЭУ.
- 5) Разработан, экспериментально реализован и верифицирован комбинированный метод Клышко, позволяющий без помощи эталонов определить эффективность ФЭУ по значению корреляционной функции бифотонного поля, независимо измеренному с помощью детекторов-счетчиков фотонов, и результатам моделирования статистического распределения аналоговых показаний ФЭУ.
- 6) Разработан модифицированный метод Клышко, позволяющий без помощи эталонов определить эффективность аналогового ФЭУ по результатам моделирования статистического распределения его показаний и значению корреляционной функции бифотонного поля, измеренной непосредственно и без использования счетчиков фотонов. Метод экспериментально реализован и верифицирован как в режиме спонтанного параметрического рассеяния, когда числа генерируемых пар фотонов не превышали $\sim 10^6$ пар в секунду, так и в режиме импульсного параметрического рассеяния с высоким коэффициентом усиления и потоками фотонов до $\sim 10^8$ пар в секунду – в условиях, когда комбинированный метод Клышко неприменим.

Список цитируемой литературы

- [1] Gisin N., Thew R. Quantum communication. // Nature Photonics. — 2007. — Vol. 1, — P. 165 - 171.
- [2] Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information processing: a review. // Reports on Progress in Physics. — 2019. — Vol. 82, No.1 — P. 016001.
- [3] Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L. Advances in quantum metrology. // Nature Photonics. — 2011. — Vol. 5, — P. 222 – 229.

- [4] Clark A. S., Chekhova M. V., Matthews J. C. F., Rarity J. G., Oulton R. F. Special Topic: Quantum sensing with correlated light sources. // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Vol. **118**, No. 6 — P. 060401.
- [5] Schori A., Borodin D., Tamasaku K., Shwartz S. Ghost imaging with paired x-ray photons. // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 97, No 6 — P. 063804.
- [6] Arahata M., Mukai Y., Cao B., Tashima T., Okamoto R., Takeuchi S. Wavelength variable generation and detection of photon pairs in visible and mid-infrared regions via spontaneous parametric downconversion // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2021. — Vol. 38, No. 6 — P. 1934–1941.
- [7] Williams J. O. D., and et.al. Towards a graphene-based low intensity photon counting photodetector. // *Sensors* — 2016. — Vol. 16, No. 9 — P. 1351.
- [8] Hanbury Brown R., Twiss R. Q. Correlation between photons in two coherent beams of light // *Nature*. — 1956. — Vol. 177, no. 4497. — P. 27–29.
- [9] 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
- [10] 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)
- [11] Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. // Издательство “Наука”. — 1980.
- [12] Polyakov S.V., Migdall A.L. High accuracy verification of a correlated photon-based method for determining photoncounting detection efficiency. // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, No. 4 — P. 1390–1407.
- [13] Mandel L., Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1995. — pp. 1166
- [14] Perina J., Haderka O., Allevi A., Bondani M. Absolute calibration of photon-number-resolving detectors with an analog output using twin beams. // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104, No. 4 — P. 041113.
- [15] Avella A., Ruo-Berchera I., Degiovanni I. P., Brida G., Genovese M. Absolute calibration of an EMCCD camera by quantum correlation, linking photon counting to the analog regime. // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, No. 8 — P. 1841–1844.
- [16] Клышко Д.Н., Пенин А.Н. Перспективы квантовой фотометрии // *Успехи физических наук*. — 1987. — Т. 152, № 4. — С. 653–665.
- [17] Novikova T. I., Leontyev A. A., Kitaeva G. K. Measurement of the Quantum Efficiency of Analog Detectors in the Parametric Down-Conversion Field. // *JETP Letters*. - 2022. - Vol. 116, No. 6 - P. 353-359.

Список опубликованных работ

Статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus и RSCI:

[A1] **Сафроненков Д. А.**, Китаева Г. Х. Измерение корреляций в поле параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2024. — Т. 120, № 1. — С. 11–16. Импакт фактор РИНЦ: 0,396 / 0,375 печ.л. / вклад соискателя 80%.

Переводная версия: **Safronnikov D. A.**, Kitaeva G. K. Measurement of correlations in the parametric down conversion field using analog detectors // JETP Letters. — 2024. — Vol. 120, No. 1. — P. 14–19. WoS Impact factor: 1,4 (JIF) / 0,375 печ.л. / вклад соискателя 80%.

[A2] Prudkovskii P., **Safronnikov D.**, Kitaeva G. Modified klyshko method for analog detector calibration // Optics Letters. — 2022. — Vol. 47, no. 18. — P. 4842–4845. WoS Impact factor: 3,1(JIF) / 0,25 печ.л. / вклад соискателя 60%.

[A3] **D. A. Safronnikov**, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova, Katamadze K.G., Kuznetsov K.A., Kitaeva G.Kh. Measurement of the biphoton second-order correlation function with analog detectors // Optics Express. — 2021. — Vol. 29, no. 22. — P. 36644–36659. WoS Impact factor: 3,2 (JIF) / 1 печ.л. / вклад соискателя 75%.

[A4] Прудковский П. А., **Сафроненков Д. А.**, Китаева Г. Х. Метод Клышко для аналоговых фотодетекторов и безэталонное измерение числа фотонов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2024. — Т. 88, № 6. — С. 909–916. Импакт фактор РИНЦ: 0,705 / 0,5 печ.л. / вклад соискателя 60%.

Переводная версия: Prudkovskii P. A., **Safronnikov D. A.**, Kitaeva G. K. Klyshko method for analog photodetectors and absolute measurement of photon numbers // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2024. — Vol. 88, no. 6. — P. 866–873. Scopus Impact factor: 0,455 / 0,5 печ.л. / вклад соискателя 60%.

Патент:

[A5] **Сафроненков Д.А.**, Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Прудковский П.А. БЕЗЭТАЛОННЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КАТОДА ФОТОЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕГО ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ. Номер: 2819206. 15 мая 2024. 1,19 печ.л. / вклад соискателя 60%.