Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 10, с. 635 – 642

Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов

А. А. Леонтьев[1], *К. А. Кузнецов, П. А. Прудковский, Д. А. Сафроненков, Г. Х. Китаева*

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 октября 2021 г.
После переработки 18 октября 2021 г.
Принята к публикации 19 октября 2021 г.

Впервые измерена корреляционная функция второго порядка,характеризующая квантовую корреляцию оптического и терагерцового фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света. Предложена схема эксперимента, основанная на анализе аналоговых показаний терагерцового и оптического детекторов, обсуждаются результаты применения различных подходов к исключению влияния шумов электронной и тепловой природы на измеряемый уровень корреляций. Полученные результаты открывают возможности для продвижения в терагерцовый диапазон квантово-оптических технологий, таких как квантовая калибровка детекторов, создание однофотонных источников, построение изображений с использованием однопиксельных детекторов.

DOI: 10.31857/S123456782122002X

I. Введение. Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) [1] – один из наиболее известных нелинейно-оптических процессов, способных генерировать квантово-коррелированные пары фотонов (бифотоны). Парные фотоны, частоты которых лежат в оптическом диапазоне, широко используются в современных квантовых технологиях, от квантовой связи [2], вычислений [3], метрологии [4] до различных типов квантовой спектроскопии, визуализации и зондирования [5–8]. 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 [9–13]. 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 [11, 14, 15], квантовом зондировании [16, 17] и фотометрии [18, 19]. 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 ТГц спутника. Одна из сдерживающих причин – большие трудности в создании ТГц приемников, которые могут работать в режиме однофотонного детектирования и потенциально позволяют использовать высокоскоростные схемы совпадений. На данный момент известно, что такие детекторы существуют в очень ограниченном виде. Так, в [20] показана работа ТГц детектора на тонких пленках GaAs/AlGaAs с квантовыми точками. Данный детектор способен оперировать в режиме счета фотонов с рекордно низким значением эквивалентной мощности шума NEP $< 10{-}20\,\text{Вт}\cdot\text{Гц}^{-0.5}$. Однако детекторы этого типа работают при предельно низких температурах ($\sim 10^{-1}{-}10^{-2}$ K). Также нерешенной проблемой является создание детектора с разрешением числа фотонов в ТГц диапазоне, поскольку изменения фототока, связанные с детектированием дополнительного ТГц фотона, обычно слишком малы [21]. Измерения ТГц составляющей поля СПР были проведены нами впервые сравнительно недавно и опубликованы в работах [22, 23]. Была предложена схема, в которой достаточно слабые потоки ТГц фотонов, генерируемые в условиях СПР, детектировались с помощью высокочувствительного аналогового детектора, ТГц сверхпроводникового болометра Scontel [24]. Нижний предел значений коэффициента параметрического усиления составил 0.3; ниже этого уровня измеряемый сигнал был неразличим на фоне собственных электронных шумов детектора и сигнала от шумового теплового излучения кристалла, находящегося при температуре 4.8 K.

[1]e-mail: aa.leontjev@physics.msu.ru

Вместе с тем, для большого числа квантово-оптических приложений, обладающих большими перспективами в ТГц диапазоне, таких как: калибровка квантовой эффективности и спектральной чувствительности детекторов [25, 26], получение изображений с помощью однопиксельного детектора [6, 8], создание источников единичных фотонов [1, 2] и других, важно непосредственное измерение нормированной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)} = \langle N_i N_s \rangle / (\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle)$ для бифотонного поля (N – числа фотонов; здесь и далее индексы i и s относятся к холостому и сигнальному каналам соответственно). Эта характеристика обычно рассматривается как количественная мера уровня корреляций, и определяется в оптике на основе измерения скоростей счета однофотонных детекторов и схемы совпадения их выходных импульсов. В принципе, наличие однофотонного детектора не является необходимым условием измерения $g^{(2)}$, ведь именно по показаниям аналоговых детекторов в интерферометре Хэнбери Брауна и Твисса определялась эта величина в самых ранних работах [27]. В работе [12] теоретически анализируется подход к определению $g^{(2)}$ оптико-терагерцового бифотонного поля на основании данных о статистике токовых показаний детекторов. Однако при этом не учитывается возможное влияние шумовых показаний детекторов, которое может существенным образом снизить получаемый на практике результат. Экспериментальный анализ различных путей обработки первичных статистических данных был проведен в следующей работе [28], но на примере измерения $g^{(2)}$ оптических бифотонов. Эта величина была сначала прокалибрована по стандартной методике, доступной именно в оптике, а потом был найден способ обработки аналоговых сигналов оптических детекторов, исключающий влияние шумов. Полученные результаты делают возможным измерение достаточно слабых квантовых добавок к классическому уровню $g^{(2)}$ и открывают пути измерения оптико-терагерцовых корреляций.

В настоящей работе мы сообщаем о результатах первых прямых измерений корреляционных функций оптико-терагерцового бифотонного поля. В разделе II описана оригинальная экспериментальная установка, в которой детектором оптического излучения являлся однофотонный лавинный фотодиод, а детектором ТГц излучения – аналоговый ТГц болометр. В разделе III сообщается о регистрации и методе обработки статистических данных, основанном на перекрестной постселекции аналоговых показаний; полученные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями. В разделе IV обсуждается другой подход к обработке данных, доступный при применении аналоговых приемников как в холостом, так и в оптическом каналах установки, и способный максимально усилить эффект от оптико-терагерцовых корреляций. Результаты этого подхода демонстрируются на примере данных, получаемых при замене однофотонного приемника на аналоговый в схеме регистрации оптических волн. В заключительном разделе V сформулированы выводы.

II. Экспериментальная установка. Схема установки для измерения корреляционных параметров оптико-терагерцовых бифотонов показана на рис. 1. В качестве источника накачки использовалась вторая гармоника импульсно-периодического излучения Nd^{3+} : 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 (KTP на рис. 1), радиус пучка накачки на нелинейном кристалле составлял около 300 мкм. В качестве источника оптико-терагерцовых бифотонов использовался кристалл Mg : $LiNbO_3$ длиной 0.9 см (LN), неколлинеарные бифотоны генерировались при взаимодействии *eee*, 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, находящейся вместе с кристаллом Mg : $LiNbO_3$ в вакуумном откачном криостате при рабочей температуре 4.8 К. При этом рабочее значение эквивалентной мощности шума (NEP) болометра составляло около $2.5 \cdot 10^{-13}$ Вт $\cdot$ Гц$^{-0.5}$ [24]. Подобный HEB болометр способен детектировать ТГц излучение с частотой до 3 ТГц. Для выделения участка спектра холостых волн перед детектором HEB располагался полосовой фильтр производства "Tydex" (F1) с центральной частотой 1 ТГц и шириной полосы пропускания 0.25 ТГц, для фильтрации рассеянного излучения накачки использовалась пленка из политетрафторэтилена (Zitex G-106). В качестве входного и выходного окон криостата использовались фильтры ITO, подавляющие влияние внешнего теплового излучения на ТГц частотах. Для детектирования сигнальных (оптических) фотонов использовался лавинный фотодиод "Laser Components" (AD). Для отсечки прямого излучения накачки после кристалла в

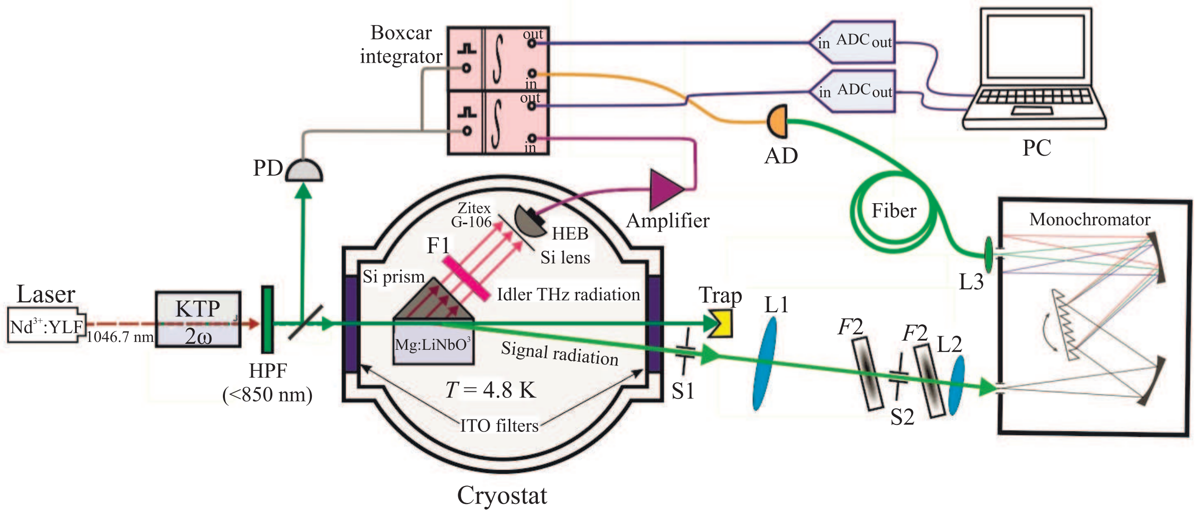

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки для измерения нормированной корреляционной функции второго порядка для оптико-терагерцового бифотонного поля

схеме регистрации сигнальных (оптических) фотонов стоял поглотитель накачки (Trap). С целью последующей фильтрации рассеянного излучения накачки использовались узкополосные фильтры "Optigrate" (F2) на решетках Брэгга (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, 2). Далее сигнальное излучение фокусировалось в монохроматор модели МДР-41 короткофокусной линзой (L2) с фокусным расстоянием $F_2 = 5$ см. После монохроматора излучение через линзовый переходник/каплер (L3) заводилось в многомодовое оптоволокно, а затем – в лавинный фотодиод с волоконным входом (AD).

Как уже отмечалась, в отличие от обычных оптических квантовых измерений с помощью однофотонных детекторов и схем совпадений, при измерении корреляций между оптическими и ТГц фотонами приходится измерять корреляционную функцию, используя детекторы с аналоговым выводом данных. Для обработки аналоговых (токовых) показаний сигнального и холостого детекторов использовался стробируемый интегратор Boxcar SRS 250, способный одновременно определять "почти мгновенные" (средние за малый интервал времени строба) значения токов детекторов сигнального и холостого каналов. При этом также производилась фильтрация детектируемых показаний от фоновых шумов – за счет измерения поступающих показаний за время импульса строба $\tau = 6$ нс, синхронизованного с импульсами лазерной накачки с помощью PIN-диода (PD). Связь Boxcar интегратора с компьютером (PC) осуществлялась с помощью аналого-цифрового преобразователя (ADC) с частотой дискретизации 192 кГц.

III. Измерение корреляционной функции второго порядка с применением метода постселекции аналоговых показаний. В идеальном случае, когда полностью отсутствуют вклады от шумов электронной и темновой природы, оптико-терагерцовая корреляционная функция может определяться путем усреднения отдельных токовых показаний сигнального (I_s^j) и холостого (I_i^j) детекторов и их произведений $I_s^j I_i^j$ [12]. Соответственно, если выборка статистических данных осуществлялась в течение n интервалов стробирования ($j = 1 \ldots n$), то

$$g^{(2)} = \frac{\langle I_s^j I_i^j \rangle}{\langle I_s^j \rangle \langle I_i^j \rangle} = \frac{\sum\limits_{j=1}^{n} I_s^j I_i^j}{\sum\limits_{j=1}^{n} I_s^j \sum\limits_{j=1}^{n} I_i^j} n. \qquad (1)$$

По этой формуле рассчитывались значения $g^{(2)}$ и в нашем эксперименте, однако вычисление производилось после предварительной процедуры дискриминации шумовых показаний в первичном статистическом наборе показаний каждого детектора. Для этого был выбран подход, предварительно опробованный в оптическом диапазоне частот при измерении заранее откалиброванных значений бифотонных

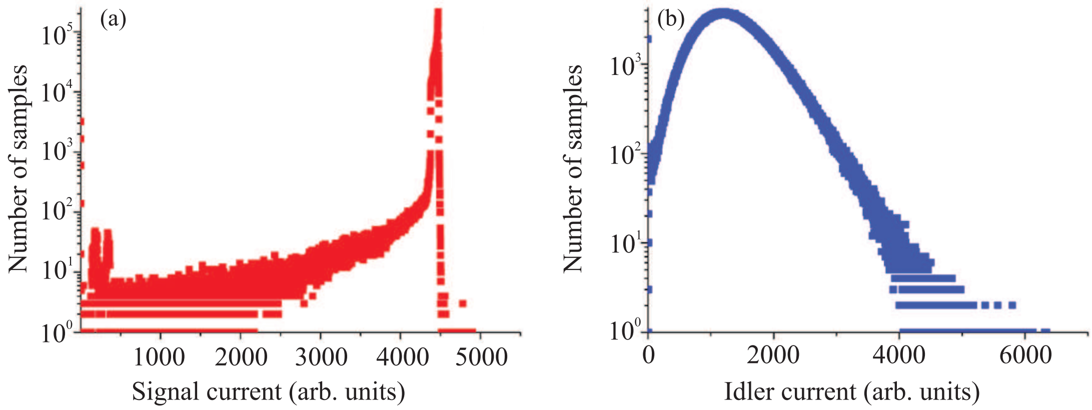

Рис. 2. (Цветной онлайн) Гистограммы распределений токовых показаний лавинного фотодиода (a) и ТГц болометра (b), снятые при средней мощности накачки 110 мВ

корреляционных функций [28]. Дискриминация основывалась на результатах анализа гистограмм распределений показаний детекторов, один из которых обладал однофотонными свойствами. На рисунке 2 приведены примеры таких гистограмм, полученных от лавинного фотодиода (рис. 2a) и ТГц болометра (рис. 2b) в течение одного и того же времени набора данных. Видно существенное различие характера гистограмм, связанное с тем, что из двух приемников только лавинный фотодиод, выбранный для нашей схемы, обладает свойствами однофотонного детектора. Как показал детальный анализ гистограмм использованного ТГц болометра [29], широкий пик, наблюдаемый на распределениях типа представленного на рис. 2b, может быть разложен на набор сливающихся распределений, каждое из которых соответствует детектированию одного, двух, и т.д. фотонов за время строба. Шумовые показания практически неотделимы от полезных в этом случае. Напротив, на гистограмме распределения тока в лавинном фотодиоде (рис. 2a) хорошо выделены несколько областей: однофотонный пик (справа), область частично стробированных импульсов (середина) и область шумов (слева). 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 влияния данных шумов на итоговые показания сигнального детектора. Однако, если в сигнальном канале отсутствует полезный импульс, а регистрируется только шум, то и в холостом канале вероятнее всего регистрируется только шум в течение данного времени строба. Аналогичная дискриминация (“зануление”) этих показаний ТГц болометра позволяет избавиться и от шумового вклада

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 $I^j_{s,\mathrm{noise}}$.

2) После включения лазера те токи сигнального детектора, которые удовлетворяли условию $I^j_s \leq \leq I^j_{s,\mathrm{noise}}$, приравнивались к нулю. Измеренные одновременно с ними токи холостого детектора также занулялись.

3) После дискриминации значения из обновленного массива данных подставлялись в формулу (1) и рассчитывались значения $g^{(2)}$.

На рисунке 3 точками представлены значения $g^{(2)}$, полученные таким образом в условиях различной мощности накачки. 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 $g^{(2)} = 1$ невелика, однако растет с уменьшением мощности накачки, как это должно происходить при СПР. К сожалению, дальнейшее продвижение в область малых мощностей накачки пока ограничено уровнем шумового сигнала ТГц болометра, который оказывается существенно выше полезного сигнала. Для сравнения полученных экспериментально значений с теоретическими ожиданиями приве-

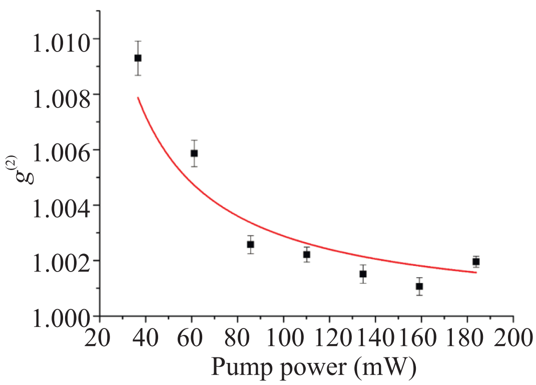

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости нормированной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ от мощности накачки. Точки – измеренные значения и их среднестатистический разброс, кривая – результат теоретической аппроксимации

денная на рис. 3 зависимость аппроксимировалась по формуле

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

справедливой для случая спонтанного режима параметрического рассеяния [12]. Для коэффициента параметрического усиления подставлялись значения, рассчитанные по формуле

$$\beta = 0.09\sqrt{P_{\text{pump}}[\text{mW}]}. \tag{3}$$

Аналогично подходу работы [26], здесь мы исходим из зависимости β от мощности накачки, определенной экспериментально по нарастанию ТГц сигнала в режиме высокого усиления [27]. Величина M должна соответствовать произведению числа регистрируемых в нашей установке продольных и поперечных мод: $M = M_{\|} M_{\perp}$. Она использовалась в качестве аппроксимационного параметра. В результате было получено значение $M = 440 \pm 40$. С учетом результатов предварительного теоретического анализа числа поперечных мод Шмидта в случае генерации оптико-терагерцовых бифотонов [30, 31] можно ожидать, что в условиях нашего эксперимента регистрируется число поперечных мод $M_{\perp}$, близкое к 1. Таким образом, полученное в результате аппроксимации значение M в основном описывает число регистрируемых продольных мод, достаточно высокое при выбранных временах строба и спектральных полосах приемников.

Дальнейшее понижение числа регистрируемых продольных мод могло бы приводить к росту измеряемых значений $g^{(2)}$. Быстродействие выбранного ТГц болометра позволяет сделать это. Однако, так же, как и при выборе менее мощной накачки, это будет приводить к снижению регистрируемых потоков ТГц фотонов. Для регистрации столь низких потоков потребуются ТГц болометры с меньшим значением NEP и, скорее всего, меньшей рабочей температурой при таком же высоком быстродействии.

IV. Измерение корреляций при пороговой дискриминации показаний. На следующем этапе однофотонный лавинный фотодиод в экспериментальной установке (рис. 1) был заменен на фотодетектор H7422-50 Hamamatsu с высокочувствительным фотоумножителем (ФЭУ). Аналогично ТГц болометру, этот детектор принципиально не мог работать в режиме счета однофотонных импульсов. На рисунке 4 представлен пример гистограммы распре-

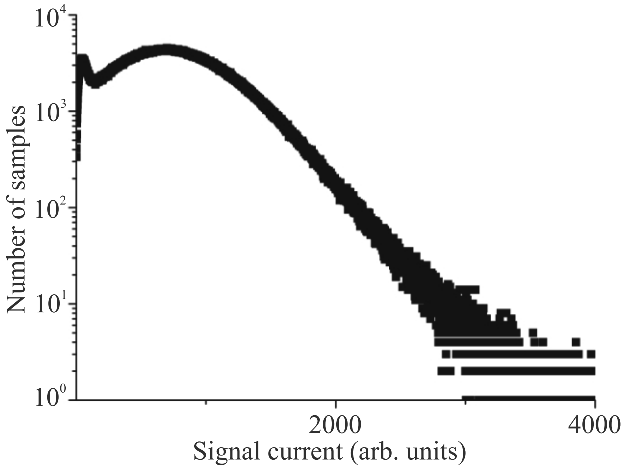

Рис. 4. Гистограмма распределения токовых показаний фотоэлектронного умножителя в сигнальном канале СПР (средняя мощность накачки 92 мВ)

деления его токовых показаний. В отличие от гистограммы использованного ранее лавинного фотодиода, в гистограмме показаний данного ФЭУ нельзя выделить область, где присутствует только шум. Метод дискриминации, примененный в предыдущем разделе, нельзя использовать. При этом наличие шумов, "зашитых" в исходных данных, существенно снижает корреляционную функцию бифотонов, если ее рассчитывать по формуле (1) без какой-либо предварительной дискриминации экспериментально измеренных показаний.

Тем не менее, шумовой вклад в корреляционную функцию должен уменьшаться, если рассматривать только высокие значения токовых показаний I_s^j и I_i^j. Проверяя эту идею, мы предложили следующую процедуру дискриминации, которую назвали пороговой: заменяли на 0 те значения I_s^j, которые исходно были ниже некоторого порогового значения $I_{s,\text{thr}}$,

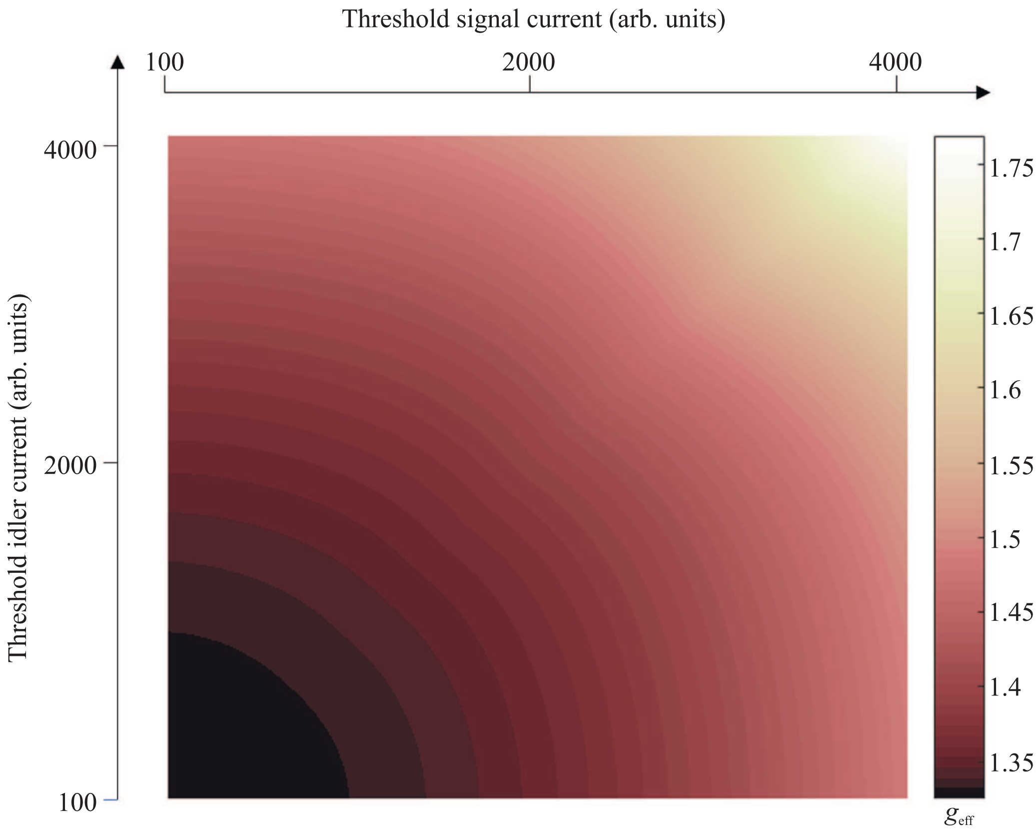

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость эффективной нормированной корреляционной функции g_{eff} от порогов дискриминации показаний в сигнальном и холостом каналах

одновременно и независимо аналогичная процедура $I_i^j \to 0$, если $I_i^j < I_{i,\text{thr}}$, применялась к показаниям детектора холостого канала. Постепенно увеличивая пороги $I_{s,\text{thr}}$ и $I_{i,\text{thr}}$, мы рассчитывали корреляционную функцию на каждом шаге, применяя соотношение (1) к обновленному набору статистических данных. Результаты, полученные при средней мощности накачки 92 мВт, представлены в качестве примера на рис. 5 в виде трехмерного графика зависимости рассчитанной корреляционной функции от порогов дискриминации в каждом канале. Видно, что с ростом порогов дискриминации получаются все большие значения получаемой таким образом эффективной корреляционной функции, существенно превышающие теоретические ожидания и результаты измерения в предыдущем разделе.

Причина получения столь завышенных значений в первую очередь связана с тем, что, увеличивая порог отсечки 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:

$$I_{s,i}^j = \alpha_{s,i} N_{s,i}^i + \beta_{s,i} (N_{s,i}^j)^2 + \gamma_{s,i} (N_{s,i}^j)^3 + \ldots \quad (4)$$

Это означает, что определяемая по формуле (1) величина корреляционной функции будет получать все более завышенные значения по сравнению с истинной корреляционной функцией второго порядка $g^{(2)} \equiv \langle N_i^j N_s^j \rangle / (\langle N_i^j \rangle \langle N_s^j \rangle)$. Например, упрощенно предполагая,что коэффициенты в разложении (4) слабо флуктуируют при переходе от одного строба к другому, и, ограничиваясь только квадратичными членами в нелинейной зависимости, мы получаем:

$$g_{\text{eff}} \equiv \frac{\langle I_s^j I_i^j \rangle}{\langle I_s^j \rangle \langle I_i^j \rangle} \approx g^{(2)} + \frac{\beta_s}{\alpha_s} \frac{\langle (N_s^j)^2 N_i^j \rangle}{\langle N_s^j \rangle \langle N_i^j \rangle} + \\ + \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{\langle N_s^j (N_i^j)^2 \rangle}{\langle N_s^j \rangle \langle N_i^j \rangle} + \frac{\beta_i \beta_s}{\alpha_i \alpha_s} \frac{\langle (N_s^j)^2 (N_i^j)^2 \rangle}{\langle N_s^j \rangle \langle N_i^j \rangle}. \quad (5)$$

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, пороговая процедура дискриминации позволяет регистрировать добавки к $g^{(2)}$ за счет высших корреляционных моментов поля. Данная процедура не позволяет измерить непосредственно величину нормированной корреляционной функции второго порядка, поэтому, например, ею нельзя пользоваться в таких квантово-оптических технологиях, как калибровка квантовой эффективности детекторов по методу Клышко [22]. Однако она может быть очень полезна в тех приложениях, где конкретный выбор меры корреляций не важен. Например, при построении "фантомных" изображений в ТГц лучах с помощью однопиксельного терагерцового детектора и оптической CCD камеры.

V. Заключение. В работе предложена и впервые экспериментально реализована схема прямого измерения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ для оптико-терагерцовых бифотонных полей, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света. Схема основана на регистрации показаний оптического и терагерцового детекторов в аналоговых режимах. Исследованы два подхода к дискриминации отдельных аналоговых показаний, позволяющие исключить негативное влияние шумов детекторов. Первый подход требует применения детектора с однофотонным характером отклика в оптическом канале установки и основан на постселекции аналоговых показаний обоих детекторов в соответствии с уровнем показаний оптического однофотонного приемника. Показано, что эта схема позволяет измерить количественно значения нормированной корреляционной функции второго порядка даже в случае, когда терагерцовый детектор не является однофотонным. Полученные зависимости $g^{(2)}$ от мощности оптической накачки согласуются с результатами теоретических расчетов. Во втором методе дискриминации подвергаются показания, не превышающие порогового уровня, выбранного для данного приемника. Этот метод не избирателен к типу приемника и его действие демонстрируется на примере схемы, когда и оптический приемник не имеет однофотонного отклика. Показано, что применение этого метода позволяет измерить высокие уровни корреляции за счет дополнительных вкладов от корреляционных функций более высоких порядков.

Полученные результаты открывают возможности для продвижения квантово-оптических технологий в терагерцовый диапазон. Метод постселекции при обработке статистических данных может найти применение при квантовой калибровке терагерцовых детекторов, создании однофотонных источников терагерцового излучения. Подход с пороговой дискриминацией будет полезен при построении изображений с использованием однопиксельных терагерцовых детекторов и развитии других новых методов квантовой визуализации терагерцового излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 20-32-90232, 20-02-00621А.

1. D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Gordon and Breach, N. Y., NY, USA (1988).
2. N. Gisin and R. Thew, Nat. Photonics **1**, 165 (2007).
3. F. Flamini, N. Spagnolo, and F. Sciarrino, Rep. Prog. Phys. **82**, 016001 (2019).
4. V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, Nat. Photonics **5**, 222 (2011).
5. G. B. Lemos, V. Borish, G. D. Cole, S. Ramelow, R. Lapkiewicz, and A. Zeilinger, Nature **512**, 409 (2014).
6. P.-A. Moreau, E. Toninelli, T. Gregory, and M. J. Padgett, Laser Photonics Rev. **12**, 1700143 (2018).
7. A. V. Paterova and L. A. Krivitsky, Light Sci. Appl. **9**, 82 (2020).
8. J.-Z. Yang, M.-F. Li, X.-X. Chen, W.-K. Yu, and A.-N. Zhang, Appl. Phys. Lett. **117**, 214001 (2020).
9. G. K. Kitaeva and V. V. Kornienko, Int. J. Quantum Inf. **15**, 1740024-1 (2017).
10. G. Kh. Kitaeva, V. V. Kornienko, A. A. Leontyev, and A. V. Shepelev, Phys. Rev. A **98**, 063844 (2018).
11. K. A. Kuznetsov, E. I. Malkova, R. V. Zakharov, O. V. Tikhonova, and G. Kh. Kitaeva, Phys. Rev. A **101**, 053843 (2020) .
12. G. Kh. Kitaeva, A. A. Leontyev, and P. A. Prudkovskii, Phys. Rev. A **101**, 053810 (2020).
13. R. V. Zakharov and O. V. Tikhonova, Laser Phys. **29**, 124010 (2019).
14. K. A. Kuznetsov, G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, S. A. Germansky, A. M. Buryakov, A. N. Tuchak, and A. N. Penin, Appl. Phys. B **122**, 223 (2016).
15. M. Kutas, B. Haase, J. Klier, D. Molter, and G. von Freymann, Optica **8**, 438 (2021).
16. T. I. Novikova, K. A. Kuznetsov, A. A. Leontyev, and G. Kh. Kitaeva, Appl. Phys. Lett. **116**, 264003 (2020).
17. M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter, and G. von Freymann, Sci. Adv. **6**, 8065 (2020).
18. G. K. Kitaeva, P. V. Yakunin, V. V. Kornienko, and A. N. Penin, Appl. Phys. B **116**, 929 (2014).

19. V. V. Kornienko, G. Kh. Kitaeva, F. Sedlmeir, G. Leuchs, and H. G. L. Schwefel, APL Photonics **3**, 051704 (2018).
20. S. Komiyama, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **17**, 54 (2011).
21. D. F. Santavicca, B. Reulet, B. S. Karasik, S. V. Pereverzev, D. Olaya, M. E. Gershenson, L. Frunzio, and D. E. Prober, Appl. Phys. Lett. **96**, 083505 (2010).
22. G. Kh. Kitaeva, V. V. Kornienko, K. A. Kuznetsov, I. V. Pentin, K. V. Smirnov, and Yu. B. Vakhtomin, Opt. Lett. **44**, 1198 (2019).
23. V. D. Sultanov, K. A. Kuznetsov, A. A. Leontyev, and G. K. Kitaeva, JETP Lett. **112**, 269 (2020).
24. S. Seliverstov, S. Maslennikov, S. Ryabchun, M. Finkel, T. Klapwijk, N. Kaurova, Y. Vakhtomin, K. Smirnov, B. Voronov, and G. Goltsman, IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 2300304 (2015).
25. S. V. Polyakov and A. L. Migdall, Opt. Express **15**, 1390 (2007).
26. A. N. Penin and A. V. Sergienko, Appl. Opt. **30**, 3582 (1991).
27. R. H. Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).
28. D. A. Safronenkov, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova, K. G. Katamadze, K. A. Kuznetsov, and G. Kh. Kitaeva, Opt. Express **29**, 637 (2021).
29. P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, and G. Kitaeva, Sensors **21**, 4964 (2021).
30. L. S. Dvernik and P. A. Prudkovskii, Appl. Phys. B **127**, 85 (2021).
31. П. А. Прудковский, Письма в ЖЭТФ **114**, 204 (2021).