

Регистрация импульсного терагерцового излучения сверхпроводящим болометром в процессе параметрического рассеяния света

К.А. Кузнецов,^{1,*} Т.И. Новикова,¹ И.В. Пентин,² Г.Х. Китаева¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра квантовой электроники
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²ООО «Сверхпроводящие нанотехнологии»

Россия, 115114 г. Москва, Дербеневская наб., д. 11

(Поступила в редакцию 23.06.2025; после доработки 10.07.2025; подписана в печать 29.08.2025)

Исследованы статистические распределения выходных сигналов и их производных для сверхпроводящего болометра, подвергнутого воздействию слабых импульсов излучения частоты 1 ТГц. Терагерцовые импульсы были получены при сильно невырожденном параметрическом рассеянии в кристалле LiNbO_3 , охлажденном до 4.8 К, в условиях накачки кристалла лазерными импульсами с длительностью 28 пс. Обсуждаются различные сценарии отклика сверхпроводящего болометра на возбуждение малым числом терагерцовых фотонов.

PACS: 42.65.Lm, 74.25.-q, 07.57.Kp УДК: 535.1, 538.9

Ключевые слова: параметрическое рассеяние, терагерцовое излучение, сверхпроводящий болометр.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2550402](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2550402)

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес вызывает потенциал применения терагерцового (ТГц) излучения с частотами в диапазоне 0.1–30 ТГц. Все больше работ публикуется в различных областях: от спектроскопии и визуализации биомедицинских объектов [1], радиоастрономии [2], высокоскоростных коммуникаций [3] до проблем безопасности [4]. Исследования по развитию квантовых ТГц-технологий начались сравнительно недавно [5–7]. Во многом прогресс в применении ТГц-излучения сдерживается трудностями создания высокочувствительных, но экономически эффективных и простых в использовании ТГц-детекторов. Разработанные на сегодняшний день варианты однофотонных ТГц-приемников требуют глубокого охлаждения, что ограничивает их массовое применение [8–10]. Сверхпроводящие болометры на горячих электронах (СБГЭ), известные как НЕВ-детекторы, с достаточно низкими значениями NEP (noise equivalent power), достигающими уровня $\sim 10^{-13}$ Вт/Гц^{1/2} и ниже), и работающих при температурах в несколько градусов Кельвина [11], перспективны для регистрации интенсивностей ТГц излучения и соответствующих средних чисел фотонов в сверхслабых потоках. Чувствительные и коммерчески доступные СБГЭ сегодня используются для регистрации непрерывного или импульсного ТГц-излучения. Но даже в экспериментах, где рассматриваются короткие ТГц-импульсы, интенсивность излучения обычно слишком высока для достижения условий, когда только небольшое чис-

ло ТГц-фотонов попадает в детектор за время регистрации [12]. Однако в работе [13] такие условия были созданы и было показано, что моделирование статистических распределений выходных сигналов сверхпроводящего ТГц-болометра в случае крайне слабых импульсов излучения наносекундной длительности можно проводить, предполагая наличие некоторых дискретных событий, формирующих каждый сигнал. В настоящей работе исследуется возможность регистрации коротких маломощных пикосекундных ТГц-импульсов при освещении СБГЭ, а также два способа обработки получаемых данных: определение статистики распределения максимальных амплитуд импульсов или статистики распределения наклонов передних фронтов импульсов. В пикосекундном режиме длительность ТГц-импульсов 28–30 пс меньше заявленного производителем времени отклика сверхпроводящей пленки NbN (50 пс). Это позволяет выявить принципиальные различия в статистических параметрах отклика детектора по сравнению с наносекундным режимом.

Известно, что анализируя наклоны восходящих фронтов импульсов можно при определенных условиях извлечь информацию о числе фотонов обнаруженного состояния вследствие зависимости сопротивления сверхпроводника от числа поглощенных фотонов. В частности, поведение сопротивления, индуцированного в нано-проводнике из-за поглощения оптического излучения, демонстрировало зависимость от числа фотонов [14, 15]. Несмотря на то, что данный подход хорошо зарекомендовал себя для счетных сверхпроводящих детекторов в видимом и ИК диапазоне, он может быть информативен и для ТГц сверхпроводящих болометров на горячих электронах.

* E-mail: kirill-spdc@yandex.ru

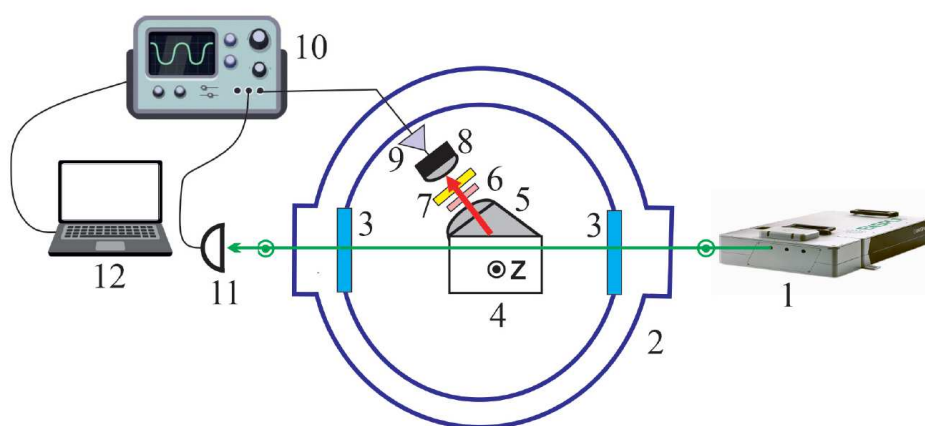


Рис. 1. Экспериментальная установка для генерации ТГц-фотонов в процессе параметрического рассеяния света и измерения статистических распределений выходных сигналов сверхпроводящего ТГц-болометра

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для создания источника сверхслабых ТГц-импульсов нами была разработана экспериментальная установка (рис. 1), в которой ТГц-фотоны генерировались при сильно невырожденном по частоте параметрическом рассеянии [16] импульсного лазерного излучения. В качестве источника накачки использовалась вторая гармоника пикосекундного Nd:YAG лазера с диодной накачкой и килогерцовой частотой повторения импульсов PL2211A-1k-SH/TH Expla (1) с длиной волны 532 нм и длительностью импульсов 28 пс.

Кристалл LiNbO_3 (4) и сверхпроводящий ТГц-болометр (7) с NEP на уровне $\sim 2.5 \times 10^{-13}$ Вт/Гц^{1/2} производства Scontel были размещены в вакуумной камере криостата (2) с рабочей температурой 4.8 К. В качестве входного и выходного окон криостата использовались фильтры ITO (3), пропускающие оптическое излучение накачки и сигнальное излучение параметрического рассеяния оптического диапазона, но подавляющие внешнее паразитное тепловое излучение на ТГц-частотах от лабораторных объектов комнатной температуры. Спектр фильтров ITO приведен на рис. 2, а [17].

Видно, что на частотах ниже 10 ТГц внешнее тепловое излучение почти полностью подавляется, в то время как полоса чувствительности болометра ограничена сверху частотой 7 ТГц. На входе болометра находился ИК-фильтр из политетрафторэтилена Zitech G-106 (6) для подавления оптического излучения рассеянной накачки. ТГц-фотоны генерировались в кристалле в поляризационной геометрии *eee* под углом около 60° к направлению накачки. Оптическая ось кристалла была ориентирована нормально к плоскости фазового синхронизма. В наших экспериментах пришлось отказаться от использования легированных магнием кристаллов LiNbO_3 , поскольку в криогенно охлажденном кристалле Mg:LiNbO_3 при освещении мощными пи-

косекундными лазерными импульсами образовывались темные треки («dark traces») по ходу луча накачки, которые создавали области высокого поглощения излучения накачки. Следует отметить, что в выбранном образце кристалла LiNbO_3 конгруэнтного состава без примеси магния при пикосекундной накачке не было обнаружено никаких дефектов ни в виде темных треков, ни в виде наведенной неоднородности показателя преломления, и этот аспект оптической стойкости нелегированного ниобата лития требует отдельного изучения в будущем. Фотоны на ТГц-частотах выводились из кристалла через кремниевый призмочно-линзовый адаптер (5), установленный на его боковой поверхности [18].

Для дальнейшего сужения спектра детектируемых ТГц-фотонов перед СБГЭ дополнительно располагался полосовой фильтр Tydex (7) с максимумом пропускания на частоте 1 ТГц и FWHM (Full Width at Half Maximum) ~ 0.15 ТГц (рис. 2, б) [19].

Мощность ТГц-излучения могла варьироваться за счет изменения мощности лазерной накачки. Электрический сигнал со сверхпроводящего ТГц-детектора подавался на вход криогенного НЕМТ-усилителя (9) с полосой частот до 250 МГц и коэффициентом усиления по мощности $\geq \sim 35$ дБ. Малошумящий усилитель был выполнен на основе НЕМТ-транзисторов, которые имели спектральную плотность шума значительно ниже собственного шума ТГц-детектора в его рабочей точке. После НЕМТ-усилителя импульс сигнала регистрировался с помощью осциллографа Tektronix DPO 5104B (10), синхронизированного с импульсом лазерной накачки триггерным PIN-фотодиодом (11) в канале лазерной накачки. Чувствительная область СБГЭ длиной 0.2 мкм и шириной 2 мкм была выполнена из сверхпроводящей пленки NbN толщиной 5–10 нм, нанесенной на диэлектрическую кремниевую подложку.

Для повышения эффективности согласования с падающим излучением чувствительная область ТГц-детектора была интегрирована в ши-

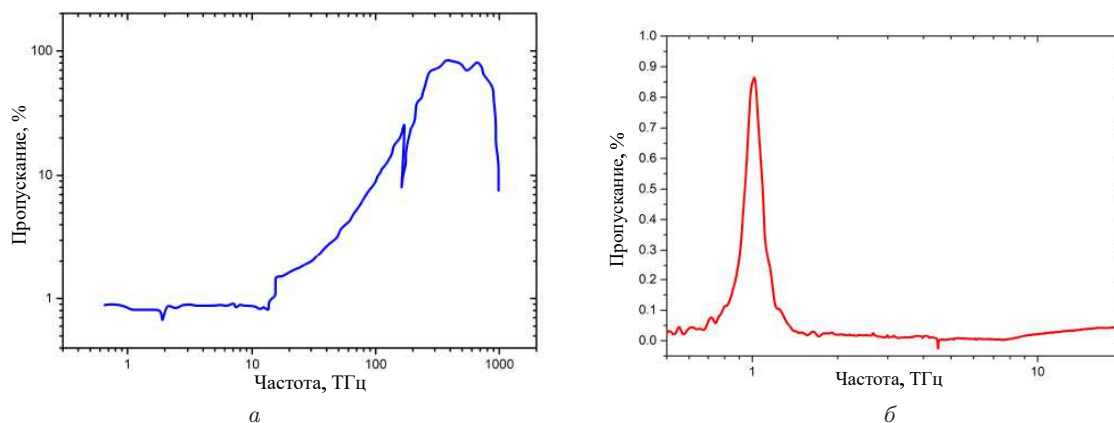


Рис. 2. Спектры пропускания фильтров ИТО (а) и фильтра Tides (1 ТГц) (б)

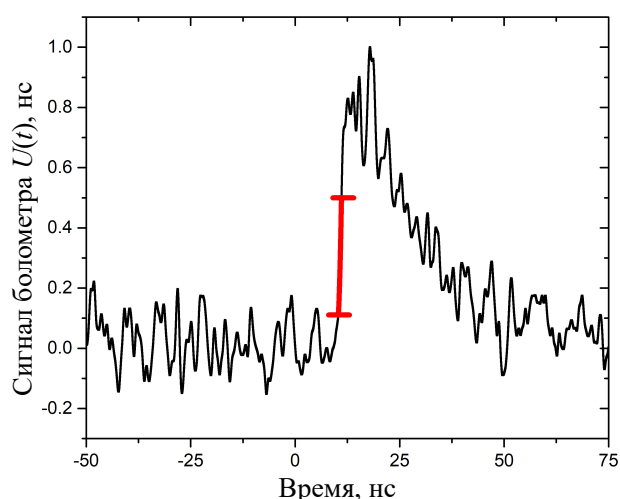


Рис. 3. Пример временной зависимости импульсов сигнала с ТГц-болометра

рокополосную планарную спиральную антенну, переходящую в омические контакты детектора. Положение рабочей точки СБГЭ на вольт-амперной характеристике (ВАХ) фиксировалось с помощью стабилизированного источника напряжения в цепи смещения болометра. Величина тока смещения через болометр задавалась исходя из его максимальной чувствительности, соответствующей почти горизонтальному участку ВАХ. При этом высокая чувствительность к ТГц-излучению для использованного в работе сверхпроводящего детектора достигается при температурах несколько больших (7–8 К), чем рабочая температура криостата. Это отличает наш болометр от сверхпроводниковых детекторов, имеющих область максимальной чувствительности в очень узком суб-кельвиновском диапазоне температур, как, например, это имеет место в TES-детекторах. Кроме того, относительное изменение тока смещения детектора, которое можно было наблюдать при поглощении ТГц-импульса без включения НЕМТ-усилителя, не превышало ~ 3 мкА при рабочем токе смещения вблизи 60 мкА, что за-

ведомо исключало выход детектора из своего динамического диапазона. Временные формы импульсов, полученных на осциллографе, оцифровывались и записывались в память персонального компьютера (12).

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Типичная форма осциллограммы сигнала ТГц-болометра, зарегистрированная после одного импульса пикосекундного лазера, показана на рис. 3. Красным отрезком обозначена область импульса, где вычислялась производная функция фронта сигнала.

Определяемое полосой пропускания НЕМТ-усилителя время нарастания сигнала ТГц-болометра составляет около 4 нс, в то время как постоянная спада в 10 раз больше и составляет около 20 нс. Общая длительность импульса, очевидно, больше импульса ТГц-излучения, длительность которого немногим выше длительности импульсов накачки и составляет величину около 30 пс. В эксперименте линейный режим детектирования достигался путем непрерывного контроля тока в цепи смещения болометра, который не превышал установленных значений более чем на 5%. Это позволило избежать появления паразитных высокочастотных гармоник в спектре преобразованного сигнала болометра из-за искажения временного профиля сигнала. Кроме того, находясь в линейном режиме работы, ТГц-болометр имел минимальное время отклика, ограниченное только верхним пределом полосы усиления НЕМТ-усилителя.

Для каждого импульса с выхода усилителя определялось максимальное отклонение от уровня фона путем усреднения выходных данных осциллографа по интервалу 5 нс в области пика. На основе набора значений из большого числа сигналов (от 10^4 до 3×10^4) в каждом случае строилась экспериментальная гистограмма амплитуд выходных сигналов болометра. Распределение плотности вероятности

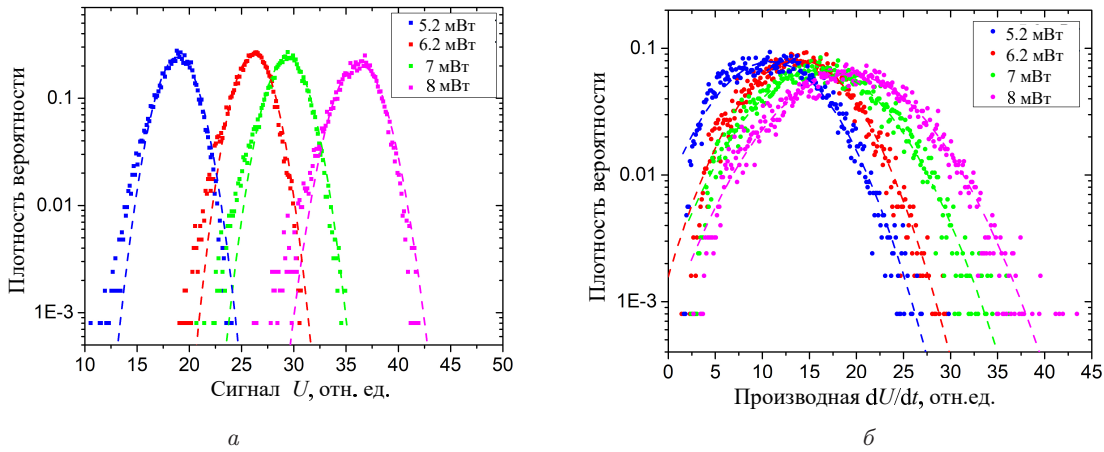


Рис. 4. Статистические распределения выходных сигналов (а) и их производных функций (б) от сверхпроводящего ТГц-болометра, освещенного холостым излучением на частоте 1 ТГц при различной средней мощности накачки. Сплошные кривые — результаты аппроксимации с использованием выражения (1)

сигнала определялось путем нормализации гистограммы в соответствии с условием $\int_{-\infty}^{\infty} P(z) dz = 1$. Примеры полученных распределений представлены на рис. 4, а.

Аналогичным способом строилось распределение производных функций сигнала в области переднего фронта импульса рис. 4, б. Для этого выбиралась область монотонного роста, в которой сигнал превышал средний шум на 10% от максимального значения U_{max} , но был меньше величины $0.5 U_{max}$. Распределение также нормировалось из условия равенства единице полного интеграла от функции распределения по всем передним наклонам импульсов. Как и ожидалось, координаты максимумов гистограмм сигналов и их производных смещаются в сторону более высоких выходных значений при увеличении средней мощности накачки (рис. 4). В рассмотренном случае достаточно быстрого возбуждения, когда длительность импульса накачки составляет 28 пс, форма распределения отклика практически не меняется с увеличением мощности. Подобно некоторым предыдущим работам, форма гистограмм, полученных в пикосекундном режиме, хорошо описывается распределением Гаусса–Лапласа:

$$P_{ps}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_0}} \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{2D_0}\right), \quad (1)$$

где z_0 — среднее значение, D_0 — дисперсия показаний. Принципиальной разницы в формах распределений сигналов и их производных обнаружено не было, однако количественная разница оказалась довольно существенной. На рис. 5 изображены графики отношения положения максимума распределения z_0 к его среднеквадратичному отклонению $\sigma = \sqrt{D_0}$. Видно, что с ростом мощности эти зависимости имеют тенденцию к выходу на насыщение, что говорит об установлении постоянных отношений максимумов распределений сигналов и их производных к ширинам распределений в пределе больших потоков падающего излучения. При сравнительно малых мощностях ТГц излучения (и соот-

ветствующих мощностях накачки меньших 5 мВт) наблюдается рост отношений z_0/σ , что, вероятно, обусловлено уменьшением вклада от электронного шума с ростом сигнала. При этом относительная ширина гистограмм производных функций гораздо больше относительной ширины гистограмм сигналов, что свидетельствует о потенциально большей чувствительности метода определения наклонов с целью выявления вкладов от «элементарных событий», связанных с поглощением единичных ТГц-фотонов.

Зависимость положения максимумов от мощности накачки при освещении пикосекундными импульсами точно соответствует теоретическим предсказаниям для параметрического рассеяния света (рис. 6). В линейном режиме z_0 должно быть пропорционально числу падающих ТГц-фотонов. Число генерируемых при параметрическом рассеянии ТГц-фотонов изменяется как

$$z_0 = C_1 \sinh^2\left(C_2 \sqrt{P_{pump}}\right), \quad (2)$$

где P_{pump} — мощность накачки, измеренная в мВт, $C_{1,2}$ — подгоночные коэффициенты. Рис. 5 демонстрирует экспериментальные зависимости средних сигналов и их производных от мощности импульсов. Основные коэффициенты — это C_2 , связанные с коэффициентами параметрического усиления. Их значения составили: для зависимости амплитуды сигнала от мощности: $C_2 = 0.46 \pm 0.05$, а для производных — $C_2 = 0.4 \pm 0.02$, т.е. хорошо совпали с точностью до стандартной ошибки выборочного среднего.

Учитывая, что длительность ТГц-импульса в пикосекундном режиме меньше собственного времени отклика используемого ТГц-болометра (которое, по данным производителя, составляло около 50 пс), следует предположить, что вся поглощенная ТГц-болометром энергия излучения тратится на однократное увеличение сопротивления чувствительного элемента. Это приводит к образованию

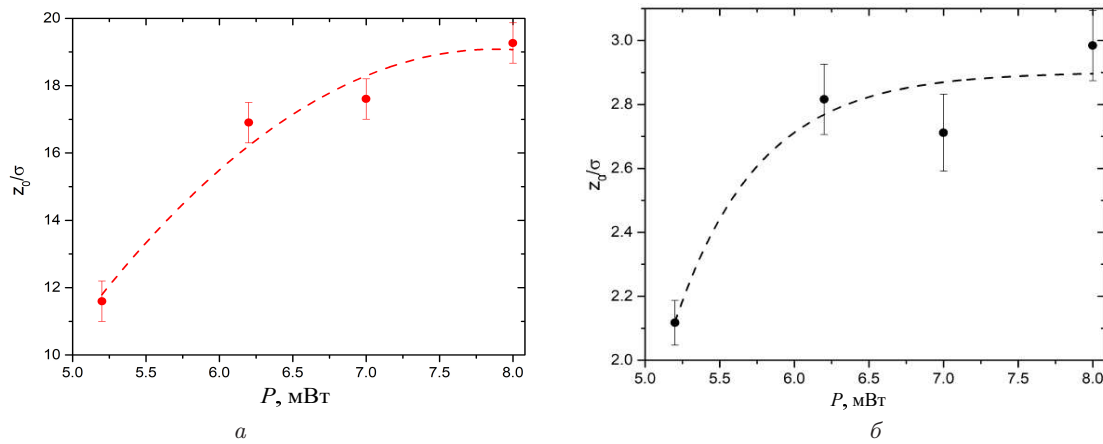


Рис. 5. Зависимости отношения средних значений и среднеквадратичных отклонений для распределений максимумов сигналов (а) и их производных (б) в зависимости от мощности накачки

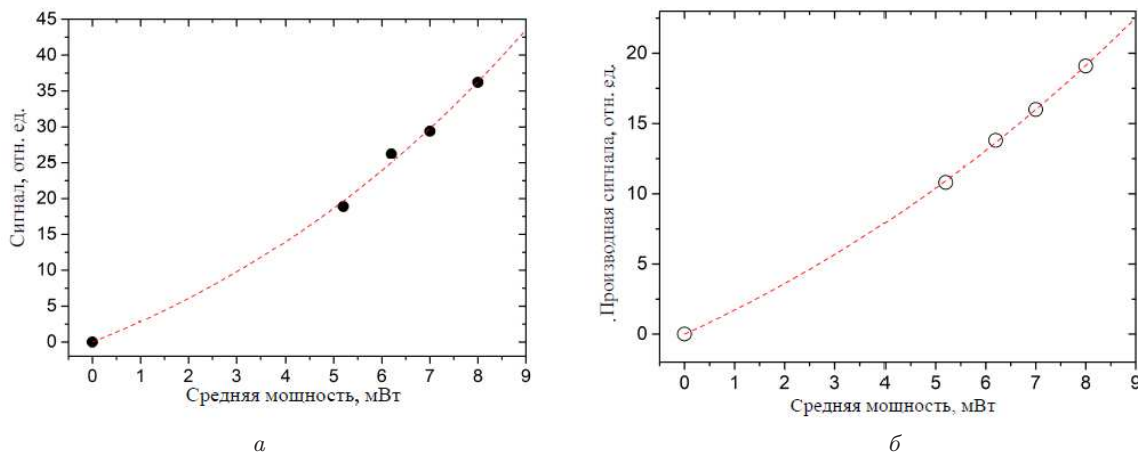


Рис. 6. Зависимости максимумов гистограмм сигналов (а) и их производных (б) от средней мощности лазера при пикосекундной подсветке. Точки — экспериментальные значения, кривые — аппроксимация с использованием зависимости (2) числа фотонов параметрического рассеяния света от мощности накачки

на электрическом выходе болометра одного «элементарного» фотоимпульса тока. В ряде работ проводилась деконволюция статистических распределений показаний сверхпроводящих детекторов [20] и фотозлектронных умножителей [21, 22] с целью определения статистических свойств одного элементарного фотоимпульса из свертки пуассоновского распределения числа фотоимпульсов со всеми гауссовыми распределениями элементарных вкладов. Однако в этих работах исследовался отклик детекторов, где возникновение элементарного фотоимпульса было связано с поглощением одного фотона. В нашем случае, по оценкам, энергия одного ТГц-фотона слишком мала, чтобы вызвать заметное изменение сопротивления чувствительного элемента СВГЭ. Мы ничего не можем сказать о количестве ТГц-фотонов, которые должны быть поглощены для получения одного элементарного фотоимпульса. Но, скорее всего, характерная длительность этих импульсов не меньше собственного времени отклика чувствительного элемента ТГц-болометра, то есть нескольких десятков пикосе-

кунд. При этом возникновение одного элементарного фотоимпульса обусловлено локальным ростом сопротивления чувствительной области сверхпроводящего ТГц-болометра («горячее пятно»), связанным с этим ростом общего сопротивления и падением тока. Последующая релаксация горячих электронов определяет длительность заднего фронта импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы статистические распределения выходных сигналов терагерцового сверхпроводящего болометра на горячих электронах при освещении слабыми 30-ти пикосекундными ТГц-импульсами. Проведено численное моделирование гистограмм показаний в предположении о гауссовском характере распределений. Гистограммы, зарегистрированные в импульсном пикосекундном режиме освещения, демонстрируют полную симметрию, но уширяются с ростом интенсивности падающего излу-

чения. Особенно сильно это заметно для распределений скорости нарастаний сигналов во времени, что может быть более информативно при анализе элементарных событий детектирования ТГц фотонов. Однако для этого требуются болометры с большей чувствительностью и меньшим уровнем эквивалентной мощности шума NEP.

Авторы выражают благодарность Е.А. Ширшину за неоценимую поддержку в измерениях стати-

стических распределений импульсов. Т.И. Новикова выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС». В работе использовалось оборудование, приобретенное за счет средств Программы развития Московского университета.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-12-00055-П).

- [1] Zaytsev K.I., Dolganova I.N., Chernomyrdin N.V. et al. // *J. Opt.* **22**, 013001 (2020).
- [2] Kawamura J., Hunter T.R., Tong C.-Y.E. et al. // *Astronomy & Astrophysics* **394**, 271 (2002).
- [3] Song H.-J., Lee N. // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **12**, 105 (2022).
- [4] Hillger P., Grzyb J., Jain R. et al. // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **9**, 1 (2019).
- [5] Kitaeva G.Kh., Kornienko V.V., Leontyev A.A. et al. // *Phys. Rev. A* **98**, 063844 (2018).
- [6] Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 114. № 11. С. 565. (Leontyev A.A., Kuznetsov K.A., Prudkovskii P.A. et al. // *JETP Lett.* **114**, 565 (2021))
- [7] Kutas M., Haase B., Bickert P. et al. // *Sci. Adv.* **6**, eaaz8065 (2020).
- [8] McKitterick C.B., Vora H., Du X. et al. // *J. Low Temp. Phys.* **176**, 291-297 (2014).
- [9] Williams J.O.D., Alexander-Webber J.A., Lapington J.S. et al. // *Sensors* **16**, 1351 (2016).
- [10] Miao W., Li F., Luo Q. et al. // *Carbon* **202**, 111112 (2023).
- [11] Shurakov A., Lobanov Y., Goltsman G. // *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 023001 (2016).
- [12] Palka N., Zagajek P., Czerwinski A. et al. // *Photonics Lett. Pol.* **4**(3), 106-108 (2012).
- [13] Prudkovskii P., Leontyev A., Kuznetsov K. et al. // *Sensors* **21**, 4964 (2021).
- [14] Cahall C., Nicolich K.L., Islam N.T. et al. // *Optica* **4**(12), 1534-1539 (2017).
- [15] Sempere-Llagostera S., Thekkadath G.S., Patel R.B. et al. // *Opt. Express* **30**(2), 3138-3151 (2022).
- [16] Kitaeva G.Kh., Kornienko V.V., Kuznetsov K.A. et al. // *Opt. Lett.* **44**(5), 1198-1201 (2019).
- [17] Wang T., Zalkovskij M., Iwaszczuk K. et al. // *Opt. Mater. Express* **5**, 566-578 (2015).
- [18] Kitaeva G.Kh., Safronenkov D.A., Starkova N.V. // *Photonics* **10**(10), 1145 (2023).
- [19] https://www.tydexoptics.com/products/thz_assemblies/thz_band_pass_filter/
- [20] Karasik B.S., Pereverzev S.V., Soibel A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **101**, 052601 (2012).
- [21] Kalousis L.N. // *JINST* **18**, P07016 (2023).
- [22] Chirikov-Zorin I., Fedorko I., Menzione A. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **456**, 310-321 (2001).

Detection of Pulsed Terahertz Radiation by a Superconducting Bolometer in the Process of Parametric Down-Conversion

K. A. Kuznetsov^{1,a}, T. I. Novikova¹, I. V. Pentin², G. Kh. Kitaeva¹

¹Department of Quantum electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

²Superconducting Nanotechnologies LLC, Moscow, 115114, Russia
E-mail: ^akirill-spdc@yandex.ru

The statistical distributions of the output signals of a superconducting bolometer exposed to weak photon pulses with a frequency of 1 THz and pulse duration near 30 ps are investigated. Terahertz pulses are obtained by the method of strongly nondegenerate parametric scattering in a LiNbO₃ crystal cooled to 4.8 K. Various scenarios of the response of superconducting bolometer to excitation by a small number of terahertz photons are discussed.

PACS: 42.65.Lm, 74.25.-q, 07.57.Kp.

Keywords: parametric down-conversion, terahertz radiation, superconducting bolometer.

Received 23 June 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2025. **80**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Кузнецов Кирилл Андреевич — канд. физ.-мат. наук, ст науч сотрудник; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: kirill-spdc@yandex.ru.
2. Новикова Татьяна Игоревна — аспирант; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: novikova.ti15@physics.msu.ru.
3. Пентин Иван Викторович — научный сотрудник; тел.: (499)246-88-99, e-mail: PentinIvan@mail.ru.
4. Китаева Галия Хасановна — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: gkitaeva@physics.msu.ru.