

Разработка методов томографии однофотонных детекторов, различающих число фотонов, и их апробация на простейших моделях

С. Ю. Заруцкий^{1,*}, К. Г. Катамадзе^{1,2,†}, Г. В. Авосопянц^{1,2}, Б. И. Бантыш^{2,1}, Н. А. Борщевская^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, Центр квантовых технологий
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН
Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр., д. 36, корп. 1

(Поступила в редакцию 04.06.2022; подписана в печать 04.07.2022)

Однофотонные детекторы, в том числе различающие число фотонов, играют ключевую роль в экспериментальных исследованиях в области квантовой оптики и квантовой информатики. Однако такие детекторы имеют ряд недостатков, и выбор детектора всегда является компромиссным решением [1] между такими характеристиками как квантовая эффективность, мертвое время и т.д. Ввиду этого при проведении измерений теряется и искажается часть информации, что негативным образом сказывается на получаемых экспериментальных данных.

В проведенном исследовании предлагается метод для проведения томографии детекторов, различающих число фотонов. Посредством предложенного метода восстанавливаются основные характеристики детекторов и источников излучения. Выполняется проверка предлагаемого метода на простейших моделях.

PACS: 85.60.Gz

УДК: 53.087.47

Ключевые слова: томография детекторов, однофотонные детекторы, лавинный фотодиод, статистика фотоотчетов, численный эксперимент, аппроксимация.

ВВЕДЕНИЕ

Со времени разработки в 1930-х годах первого фотоэлектронного умножителя советским изобретателем Л. А. Кубецким, технологии создания однофотонных детекторов активно развивались. Сейчас однофотонные детекторы находят свое применение в таких отраслях как квантовая криптография, волоконно-оптическая коммуникация, астрофизика [2–4]. Но несмотря на колоссальное технологическое развитие, характеристики современных однофотонных детекторов далеки от идеальных. Более того, нет оснований полагать, что в обозримом будущем будет изобретен идеальный однофотонный детектор с квантовой эффективностью 100% и неограниченной способностью к различению числа фотонов.

У существующих однофотонных детекторов, например, сверхпроводящих [5–7], способность к различению числа фотонов жестко ограничена конструктивными особенностями. Альтернативой являются однофотонные детекторы с временным [8, 9] и пространственным [10, 11] мультиплексированием, также далекие от идеальных характеристик.

В связи с этим актуальна проблема неточных измерений и вносимых однофотонными детекторами искажений. Целью настоящей работы является проведение томографии однофотонного лавинного фотодиода, то есть решение прямой задачи распределения фотоотчетов, которая формулируется следующим образом:

- Имея источник света с известными параметрами получить статистику фотоотчетов и по ней восстановить неизвестные параметры детектора;
- решить обратную задачу распределения фотоотчетов;
- зная параметры детектора и имея статистику фотоотчетов восстановить неизвестные параметры источника.

1. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПОДХОДЫ К ТОМОГРАФИИ ДЕТЕКТОРОВ

Прежде всего, следует понимать, что томография включает в себя большое количество применяемых в различных областях методов, объединенных тем, что путем создания нескольких изображений с размерностью меньшей, чем размерность объекта, получается восстановить объект целиком.

Томография квантовых состояний — это метод, позволяющий на основе набора взаимно-дополнительных измерений восстановить параметры квантового состояния [12, 13].

Далее речь пойдет о томографии детекторов на основе изучения статистики фотоотчетов при различных квантовых состояниях света на входе.

Каждому детектору можно поставить в соответствие единственную матрицу D , элемент $D(j+1|i+1)$ которой соответствует вероятности получить j фотоотчетов при фоковском состоянии с i фотонами на входе.

Важно отметить, что из-за наличия шумов число фотоотчетов на выходе может превысить число фотонов на входе. Более подробно о работе с передаточной

* zarutskiysy@gmail.com

† kgk@quantum.msu.ru

матрицей детектора будет рассказано далее. Отметим лишь, что сумма элементов в каждой строке матрицы в силу нормировки всегда равна 1.

Существуют два подхода к томографии однофотонных детекторов.

Первый не подразумевает наличия математической модели детектора и направлен на восстановление передаточной матрицы детектора напрямую исходя из информации, полученной из статистики фотоотсчетов детектора при зондировании детектора различными состояниями на входе. Так, например, проводится томография детектора в [14, 15]. В работе [16], более того, матрица детектора восстанавливается при помощи аналитических преобразований, включающих операцию вычисления обратных матриц, очень чувствительную к неточностям в данных.

Второй подход требует использования математической модели детектора и рассматривается в настоящей работе. Он позволяет получить значения параметров детектора, заложенных в модель, а затем, зная параметры, рассчитать передаточную матрицу детектора.

2. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО АНАЛИЗ

Объектом исследования является лавинный фотодиод с ненулевой частотой шумовых отсчетов и существенным по величине мертвым временем, имеющий способность разрешать число фотонов посредством временного мультиплексирования. Рассматриваемая математическая модель детектора зависит от следующих параметров:

1. квантовой эффективности η — вероятности срабатывания детектора в случае попадания фотона на его рабочую поверхность;
2. мертвого времени детектора t_{dead} — времени восстановления квантовой эффективности детектора после успешной регистрации фотона. В настоящей работе рассматривается модельный прямоугольный профиль восстановления детектора, см. рис 1.
3. среднего числа шумовых отсчетов μ_n — объединим шумовые отсчеты физической и инструментальной природы и будем считать, что их число подчиняется распределению Пуассона.

В силу ограниченности времени измерения T и наличия ненулевого мертвого времени t_{dead} детектор не может зарегистрировать более $m = \lfloor \frac{T}{t_{\text{dead}}} \rfloor = \lfloor \frac{1}{\gamma} \rfloor$ фотонов, где $\lfloor x \rfloor$ — округление до целого числа в большую сторону.

Формально матрица детектора D неограниченная, однако в случае временного мультиплексирования детектор не может зарегистрировать больше, чем m фотонов и количество ее столбцов можно ограничить числом $m + 1$. Число строк, а значит число фоковских состояний ограничим исходя из того, что при достаточно

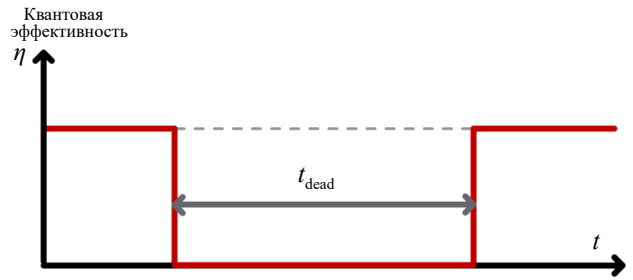


Рис. 1. Модель изменения квантовой эффективности детектора с течением времени после регистрации фотона

большом числе фотонов на входе детектор выйдет на насыщение и будет стабильно выдавать m фотоотсчетов.

Опишем алгоритм расчета матрицы детектора D .

Рассмотрим фоковское состояние с n фотонами на входе. Следует учесть, что кроме них будут также присутствовать шумовые фотоны. Разыграв подчиняющуюся распределению Пуассона случайную величину, получим n_{noise} шумовых фотонов. Суммарно на детектор пришло $n + n_{\text{noise}}$ фотонов.

Число фотонов, зарегистрированных детектором с вероятностью η подчиняется биномиальному распределению $P_{\text{binomial}}(k | n + n_{\text{noise}}) = C_{n+n_{\text{noise}}}^k * \eta^k * (1 - \eta)^{n+n_{\text{noise}}-k}$. Разыграв случайную величину еще раз, получим число n' фотонов, прошедших через «фильтр» квантовой эффективности детектора.

Эти n' фотонов будут равномерно распределены по времени измерения T . Однако часть из них может попасть в мертвое время t_{dead} . Такие фотоны зарегистрированы не будут, реальное число фотоотсчетов k может быть меньше n' , см. пример на рис. 2.

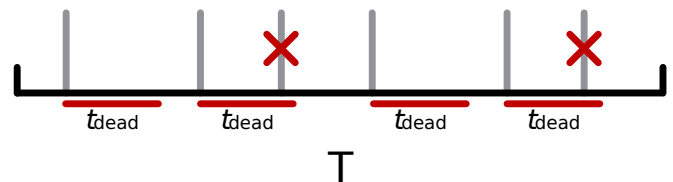


Рис. 2. В данном случае из 6 фотоотсчетов останется только 4

В результате получим k фотоотсчетов при n фотонах от источника на входе. Повторим эту операцию N раз и построим нормированную на единицу гистограмму, которая при $N \rightarrow \infty$ стремится к распределению числа фотоотсчетов при n фотонах на входе.

Здесь и далее при любых параметрах детектора для каждой из строк передаточной матрицы описанный выше процесс был повторен $N = 1000$ раз.

Объединяя гистограммы для различных n получим передаточную матрицу детектора.

На рис. 3 графически изображены передаточные матрицы детектора, посчитанные при различных параметрах детектора. Видно участки, на которых вели-

ка вероятность получить $m - 1$ или m фотоотсчетов. Далее в работе будем называть эти области первой и второй ступенью насыщения соответственно. К области, соответствующей первой ступени насыщения, будем относить те числа фотонов фоковского состояния на входе, при которых вероятность получить $m - 1$ фотоотсчетов не меньше 0.9. Детектор в подавляющем числе случаев выдает $m - 1$ и иногда $m - 2$ или m фотоотсчетов на выходе. К области, соответствующей второй области насыщения, будем относить те числа фотонов фоковского состояния на входе, при которых вероятность получить ровно m фотоотсчетов не меньше 0.9. Детектор в подавляющем числе случаев выдает m и иногда $m - 1$ фотоотсчетов на выходе.

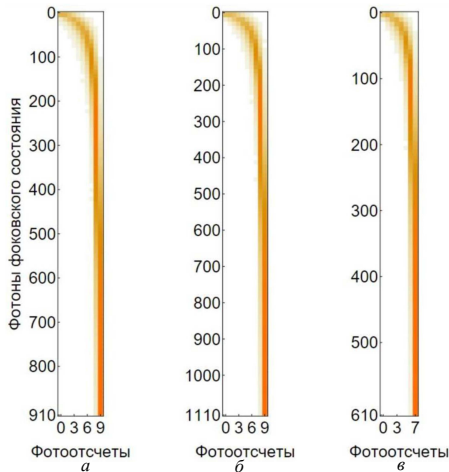


Рис. 3. Передаточная матрица при различных параметрах детектора: *а* — $\gamma = 0.117188$, $\eta = 0.3$, $\mu_n = 0.115 \cdot 10^{-3}$; *б* — $\gamma = 0.117647$, $\eta = 0.3$, $\mu_n = 0.115 \cdot 10^{-3}$; *в* — $\gamma = 0.153846$, $\eta = 0.4$, $\mu_n = 0.325$

Для матрицы на рис. 3, *а* первая такая область, соответствующая $m - 1 = 8$ фотоотсчетам при числах фотонов фоковского состояния около 300. В случае последующего увеличения числа фотонов проявляется вторая область, соответствующая $m = 9$ фотоотсчетам при числах фотонов фоковского состояния около 800.

Используем когерентное зондирующее состояние, распределение числа фотонов которого описывается известным распределением Пуассона $P_p(n|\mu) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu}$. Разыграем случайную величину для пуассоновского источника с известным средним μ . Получим n фотонов источника на входе. Далее разыграем случайную величину $D(k|n)$, вероятность того, что детектор выдаст k фотоотсчетов при n фотонах на входе.

Повторим эту операцию N' раз и построим нормированную на 1 гистограмму, которая при $N' \rightarrow \infty$ стремится к распределению числа фотоотсчетов при пуассоновском источнике со средним μ на входе.

В настоящей работе при всех рассматриваемых параметрах детектора описанный выше процесс был повторен $N' = 10000$ раз.

Графически изобразим зависимость вероятности получения $k \in (0, m)$ фотоотсчетов от среднего числа фотонов зондирующего излучения, см. рис 4.

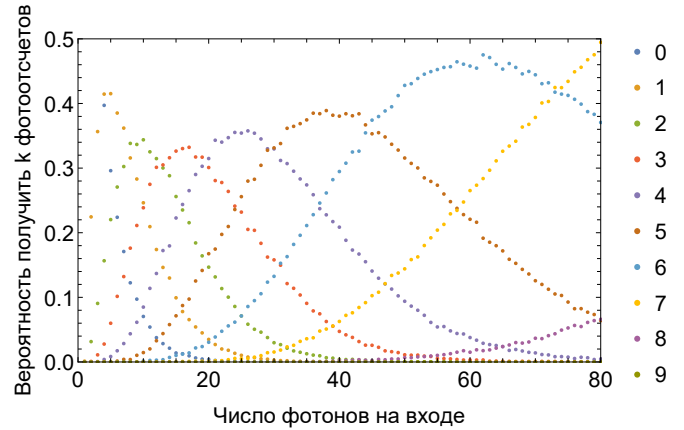


Рис. 4. Зависимость вероятностей получения $k \in (0, m)$ фотоотсчетов от среднего числа фотонов зондирующего излучения. Параметры детектора: $\gamma = 0.117188$, $\eta = 0.3$, $\mu_n = 0.115 \cdot 10^{-3}$, $m = 9$

Зная вероятности получить $k \in (0, m)$ фотоотсчетов, вычислим среднее число фотоотсчетов. Изобразим графически зависимость среднего числа фотоотсчетов $\langle K(\mu) \rangle$ от среднего числа фотонов зондирующего излучения, см. рис 5.

Зависимость среднего числа фотоотсчетов от среднего числа фотонов аппроксимируем формулой $f = \mu\eta \frac{1-\gamma\mu}{1+\gamma\mu\eta} + \mu_n$.

Она получена из следующих теоретических соображений.

При успешной регистрации фотона квантовая эффективность детектора η на время равно t_{dead} становится равно нулю. Детектор не может регистрировать фотоны в это время. Эффективная квантовая эффективность η' в таком случае меньше изначальной квантовой эффективности η , $\eta' = \eta(1 - \gamma(\eta'\mu + \mu_n))$.

Если среднее число фотонов на входе равно μ , то с учетом шумов среднее число фотоотсчетов как раз будет равно f .

Аппроксимационная функция выведена из простейших соображений и учитывает лишь среднее число фотонов, но не распределение фотонов. Формула не учитывает перекрытие мертвых времен за время регистрации для различных фотонов, а потому при приближении к первой ступени насыщения, когда детектор начинает выдавать $m - 1$ фотоотсчетов, становится неверна.

Для того, чтобы получить результат в первом приближении, достаточно ввести поправочный коэффициент k , стоящий в выражении перед γ .

В ходе работы над задачей было замечено, что поправочный коэффициент слабо зависит от параметров γ, μ, η . Поправочный коэффициент был получен эмпирически, и при использованных в работе параметрах детектора его значение близко к постоянному: $k = 0.950 \pm 0.010$.

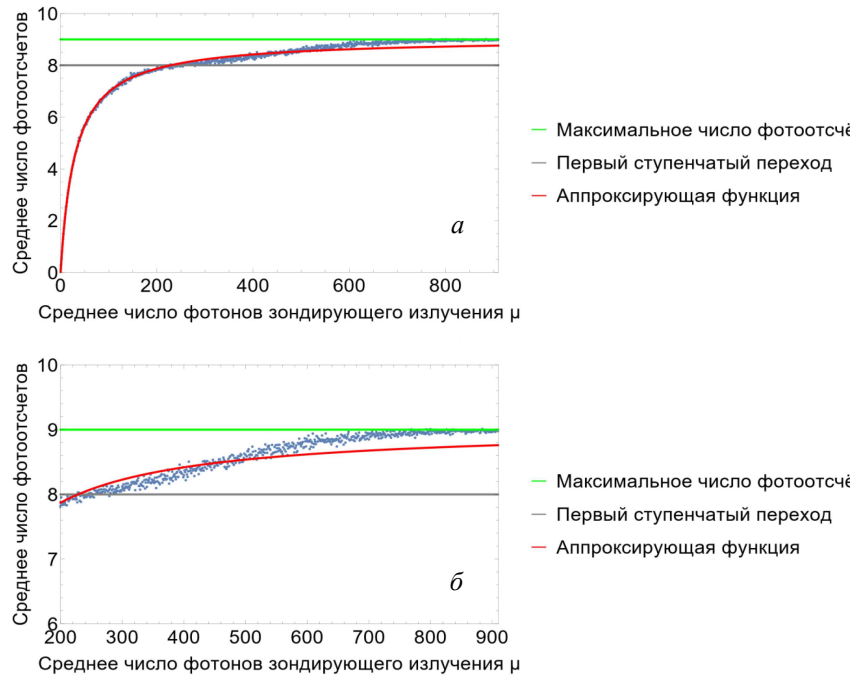


Рис. 5. Зависимости среднего числа фотонов от среднего числа фотоотсчетов и ее аппроксимация аппроксимационной функцией: *a* — дальний план; *б* — крупный план. Параметры детектора: $\gamma = 0.117188$, $\eta = 0.3$, $\mu_n = 0.115 \cdot 10^{-3}$

Итого, использовавшаяся в работе формула, задающая аппроксимационную кривую, имеет вид:

$$f = \mu\eta \frac{1 - 0.95\gamma\mu}{1 + 0.95\gamma\mu\eta} + \mu_n.$$

При помощи метода наименьших квадратов производится аппроксимация участка кривой, лежащего до первого ступенчатого перехода, см. рис. 5.

Результат аппроксимации для различных параметров детектора см. в табл. 1.

Абсолютные значения параметра γ в наборах входных параметров 1 и 2, см. таблицу 1, соответствуют мультиплексированному по времени детектору, который может выдавать вплоть до 9 фотоотсчетов, а в наборе 3 вплоть до 7 фотоотсчетов, что много даже для современных сверхпроводящих детекторов, различающих число фотонов. Потому интересно было проверить, насколько хорошо можно восстановить этот параметр детектора при большом максимальном числе фотоотсчетов. Для проверки стабильности метода значения этого параметра в наборах входных параметров 1 и 2 были выбраны близкими.

Так как параметр квантовой эффективности η сильно зависит от модели детектора и длины волны излучения на входе, были выбраны характерные значения. Существуют современные лавинные фотодиоды, квантовая эффективность которых может быть существенно выше, это только облегчает процесс восстановления.

Значения шумов в зависимости от модели детектора могут быть как пренебрежимо малыми, как при набо-

рах входных данных 1 и 2, так и существенными, как в наборе 3. В работе рассмотрены оба случая.

Параметр γ с хорошей точностью восстанавливается вне зависимости от значения квантовой эффективности детектора η , что критически важно, ведь именно γ определяет максимальное возможное число фотоотсчетов, которое может выдать детектор. Квантовая эффективность детектора η восстанавливается с точностью до 2%. Примечательно, что параметры η и γ хорошо восстанавливаются как при малых, так и при существенных шумах. В случае 3 шумы достаточно велики, а потому с хорошей, в отличие от случаев 1 и 2, точностью восстанавливаются, что закономерно.

При решении обратной задачи распределения фотоотсчетов необходимо по восстановленным параметрам детектора восстановить параметры исследуемого излучения.

В данной работе восстанавливалось среднее число фотонов для излучения теплового источника, описываемого двухпараметрическим компаунд распределением Пуассона [17]:

$$P_{CP}(n|\mu, a) = \frac{(a)_k \mu^k}{a^k k!} \frac{1}{(1 + \mu/a)^{k+a}},$$

$$(a)_k = \frac{\Gamma(a+k)}{\Gamma(a)},$$

μ — среднее число фотонов источника, a — параметр когерентности. Они определяют фундаментальные свойства статистики фотонов источника, например, значение корреляционной функции, отвечающей

Таблица 1. Сравнительная таблица входных и восстановленных параметров

	Входные параметры 1	Восстановленные параметры 1
γ	0.117188	0.116
η	0.3	0.302
μ_n	0.115×10^{-3}	1.085×10^{-3}
	Входные параметры 2	Восстановленные параметры 2
γ	0.117647	0.118
η	0.3	0.296
μ_n	0.1148×10^{-3}	23.4306×10^{-3}
	Входные параметры 3	Восстановленные параметры 3
γ	0.153846	0.150
η	0.4	0.384
μ_n	0.325	0.394
Средняя относительная погрешность восстановления		
γ	0.012	
η	0.020	

за группировку фотонов [18]. Чем больше a , тем ближе рассматриваемое распределение к распределению Пуассона.

Компаунд-распределение Пуассона описывает широкий класс источников и при $a \rightarrow \infty$ переходит в распределение Пуассона, а при $a = 1$ в распределение Бозе-Эйнштейна.

Матрица детектора вычисляется точно так же, как это было сделано ранее в работе. Важно лишь отметить, что теперь используются не «истинные» параметры детектора, а восстановленные.

Аналогично тому, как это было сделано в работе ранее, подавая неизвестное излучение на вход получаем столбцы с вероятностями получить $0, 1, \dots, m$ фотоотсчетов.

Параметры источника восстанавливаются посредством минимизации выражений, зависящих от экспериментально получаемых значений среднего числа фотоотсчетов $\langle K(\mu, a) \rangle$ и среднего квадрата числа фотоотсчетов $\langle K^2(\mu, a) \rangle$.

Матрично перемножим эту строку вероятностей испускания источником того или иного числа фотонов с восстановленной передаточной матрицей D' :

$$(P_{CP}(0|\mu, a) \dots P_{CP}(t|\mu, a) \dots) \times \begin{pmatrix} D'(0|0) & D'(1|0) & \dots & D'(m|0) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ D'(0|t) & D'(1|t) & \dots & D'(m|t) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$$

Получим строку вида $(b_0(\mu, a) \ b_1(\mu, a) \ \dots \ b_m(\mu, a))$, ее элементы представляют собой линейную комбинацию элементов строки P_{CP} и напрямую от них зависят. В действительности строка P_{CP} бесконечна, но начиная с какого-то момента ее элементы становятся настолько малы, что в рамках численного эксперимента ими можно пренебречь.

По смыслу $0 * b_0 + 1 * b_1 + \dots + m * b_m$ — среднее число фотоотсчетов.

Вычисляем экспериментальные значения $\langle K(\mu, a) \rangle$ и $\langle K^2(\mu, a) \rangle$ для данного источника используя истинную матрицу детектора.

Посредством минимизации методом наименьших квадратов выражения

$$(0 * b_0 + 1 * b_1 + \dots + m * b_m - \langle K(\mu, a) \rangle)^2 + (0^2 * b_0 + 1^2 * b_1 + \dots + m^2 * b_m - \langle K^2(\mu, a) \rangle)^2$$

восстанавливаются параметры μ и a компаунд-распределения Пуассона.

Ниже в табл. 2 приведены результаты восстановления параметров источников со статистикой, подчиняющейся компаунд-распределению Пуассона при детекторе с параметрами $\gamma = 0.1172$, $\eta = 0.3$, $\mu_n = 0.0001152$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

При проведении физического эксперимента для решения прямой задачи распределения фотоотсчета может быть использована экспериментальная установка, принципиальная схема которой описана ниже.

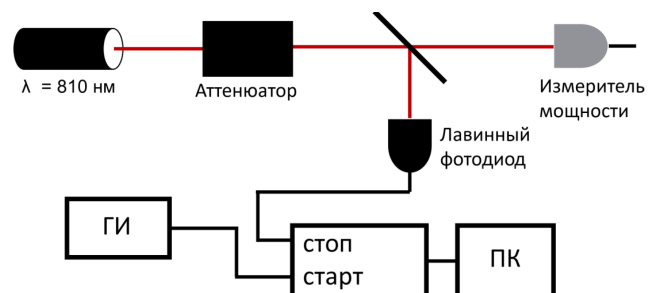


Рис. 6. Принципиальная схема экспериментальной установки

Таблица 2. Сравнительная таблица входных и восстановленных параметров

	Входные параметры 1	Восстановленные параметры 1
a	1	1.01
μ	30	29.147
	Входные параметры 2	Восстановленные параметры 2
a	2.8	2.81
μ	40	39.346
	Входные параметры 3	Восстановленные параметры 3
a	10	10.91
μ	50	49.117
Средняя относительная погрешность восстановления		
a	0.03	
μ	0.021	

В качестве источника зондирующего излучения при решении прямой задачи распределения фотоотсчетов используется лазер. Для того, чтобы иметь возможность контролировать и ослаблять излучение, луч лазера пропускается через аттенюатор. Далее свет попадает на светоделительную пластинку. Часть света попадает на измеритель мощности, показания которого позволяют контролировать интенсивность излучения. Другая часть света попадает на лавинный фотодиод. Стоп-сигналы лавинного фотодиода идут на старт-стоп схему. Генератор импульсов (ГИ) через фиксиро-

ванное время выдает старт-сигналы. Количество стоп-сигналов, пришедшее между двумя последовательными старт-сигналами, равняется числу фотоотсчетов детектора, сделанных за отведенный временной интервал. Информация о количестве фотоотсчетов передается на компьютер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод томографии, опирающийся на математическую модель детектора, показал свою состоятельность. Получена и использована аппроксимационная формула для зависимости среднего числа фотоотсчетов от среднего числа фотонов, позволяющая восстановить параметры детектора. Квантовая эффективность детектора η и параметр $\gamma = \frac{t_{dead}}{T}$ восстанавливаются с точностью порядка 1% и 2% как при пренебрежимо малых, так и при существенных шумах.

Восстановленная матрица детектора, вычисленная для восстановленных параметров детектора, была успешно использована при восстановлении параметров источника со статистикой фотонов, подчиняющейся компанд-распределению Пуассона. Среднее число фотонов μ и параметр когерентности a восстанавливаются с точностью до 3% и 2% соответственно.

Предложена принципиальная схема установки для проведения физического эксперимента.

При продолжении исследования наиболее интересно:

1. проведение и анализ полномасштабного физического эксперимента,
2. решение задачи в общем виде, без опоры на математическую модель детектора.

- [1] Migdall A. et al. Single-photon generation and detection: physics and applications. Academic Press, 2013.
- [2] Hadfield R.H. // Nature photonics. 2009. **3**. N 12. P. 696.
- [3] Курочкин В. и др. // Фотоника. 2012. № 5. С. 54.
- [4] Komiya S. // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 2010. **17**. N 1. С. 54.
- [5] Pernice C., Schuck W.H.P., Minaeva O., Li M., Goltsman G., Sergienko A., Tang H. // Nat. Commun. 2012. **3**. 10208.
- [6] Miki S., Yamashita T., Terai H., Wang Z. // Opt. Express. 2013. **21**. 10208.
- [7] Marsili F., Verma V.B., Stern J.A., Harrington S., Lita A.E., Gerrits T., Vayshenker I., Baek B., Shaw M.D., Mirin R.P., Nam S.W. // Nat. Photonics. 2013. **7**. P. 210.
- [8] Banaszek K., Walmsley I.A. Opt. Lett. 2003. **28**. P. 52.
- [9] Fitch M.J., Jacobs B.C., Pittman T.B., Franson J.D. // Phys. Rev. A. 2003. **68**. 043814.
- [10] Micuda M., Haderka O., Jezek M. // Phys. Rev. A. 2008. **78**. 025804.
- [11] Jiang L.A., Dauler E.A., Chang J.T. // Phys. Rev. A. 2007. **75**. 062325.
- [12] Brida G., Degiovanni I.P., Piacentini F., Schettini V., Polyakov S.V., Migdall A. // Rev. Sci. Instrum. 2009. **80**. 116103.
- [13] Бантыш Б.И., Чернявский А.Ю., Богданов Ю.И. // Письма в ЖЭТФ. 2020. **111**:9 P. 615. (JETP Letters. 2020. **111**:9. P. 512.
- [14] D'Ariano G.M., Paris M.G.A., Sacchi M.F. // Advances in Imaging and Electron Physics. 2003. **128**. P. 206.
- [15] Lundeen J.S. et al. // Nature Physics. 2009. **5**. N 1. P. 27.
- [16] Zhang L. et al. // New Journal of Physics. 2012. **14**. N 11. P. 115005.
- [17] Gostev P.P., Magnitskiy S.A., Chirkin A.S. // Stability of solutions to the inverse problem of photocount statistics obtained by the inverse Bernoulli transform. arXiv preprint arXiv:2110.04918. 2021.
- [18] Богданов Ю.И. и др. // Автометрия. 2016. **52**. N 5. С. 71.
- [19] Glauber R.J. // Phys. Rev. Lett. 1963. **10**, N 3. P. 84.

Development of tomography methods for photon-number-resolving single-photon detectors, and their approbation on the simplest models

S.Y. Zarutskiy^{1,a}, K.G. Katamadze^{1,2,b}, G.V. Avosopyants^{1,2}, B.I. Bantysh^{2,1}, N.A. Borshchevskaya^{1,2}

¹Quantum Technology Centre, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow119991, Russia

²Institute of Physics and Technology, Russian Academy of Sciences. Moscow117218, Russia

E-mail: ^azarutskiysy@gmail.com, ^bkgk@quantum.msu.ru

Single-photon detectors, including those that resolve the number of photons, play a key role in experimental research in the field of quantum optics and quantum computer science. However, such detectors have a number of disadvantages, and the choice of a detector is always a trade-off [1] between such characteristics as quantum efficiency, dead time, etc. In view of this, part of the information is lost and distorted during measurements, which negatively affects the experimental data obtained.

The study suggests method for tomography of photon-number-resolving single-photon detectors. By means of the proposed method, the main characteristics of detectors and radiation sources are restored. The proposed method is tested on the simplest models.

PACS: 85.60.Gz

Keywords: detector tomography, single-photon detector, avalanche photodiode, photocounts statistic, numerical experiment, approximation.

Received 04 June 2022.

1. Заруцкий Семён Юрьевич — студент; e-mail: zarutskiysy@gmail.com.
2. Катамадзе Константин Григорьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: kgk@quantum.msu.ru.
3. Авосопянц Грант Владимирович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: avosopyantsgrant@gmail.com.
4. Бантыш Борис Игоревич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (499) 129-50-04, e-mail: bbantysh60000@gmail.com.
5. Борщевская Надежда Алексеевна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: bornad@quantum.msu.ru.