

Разработка волноводного сверхпроводникового детектора с разрешением по числу фотонов

© И.О. Венедиктов,^{1,2} В.В. Ковалюк,^{1,2} П.П. Ан,^{2,3} Е.Д. Шевелева,^{2,3} Э.М. Баева,^{1,3} З.М. Дашевский,⁴ Р. Шнек,⁴ Г.Н. Гольцман^{1,5}

¹Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 109028 Москва, Россия

²Университет науки и технологий МИСИС, 119049 Москва, Россия

³Московский педагогический государственный университет, 119991 Москва, Россия

⁴Школа электротехники и вычислительной техники, Университет Бен-Гуриона, 84105 Беэр-Шева, Израиль

⁵Российский квантовый центр, 121205 Москва, Россия
e-mail: ilia1999ven@gmail.com

Поступило в Редакцию 26 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 26 апреля 2024 г.

Принято к публикации 26 апреля 2024 г.

Представлен сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением числа фотонов на базе интегральной оптики на нитрид кремниевой платформе для длины волны 914 nm. Детектор основан на схеме пространственно-временного мультиплексирования и состоит из множества детекторов-пикселей, соединенных последовательно микрополосковой линией, выступающей в роли линии задержки и трансформатора импедансов. Описан маршрут изготовления детектора, расчет электрической части детектора, оценено влияние числа детекторов на динамический диапазон разрешения числа фотонов, получены экспериментальные значения критической температуры и критического тока детектора. Результаты могут быть использованы при проектировании масштабируемых квантово-оптических микросхем для вычислителя на ионах и фотонах.

Ключевые слова: интегральная оптика, сверхпроводимость, однофотонный детектор, квантовая оптика.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58352.127-24

Введение

Однофотонные детекторы (Single-photon detectors, SPD) [1] играют важную роль в развитии квантовых вычислений, квантовой коммуникации и метрологии. Идеальный однофотонный детектор должен обладать единичной квантовой эффективностью, малыми темновыми отсчетами, высокой скоростью счета, малым джиттером и широким динамическим диапазоном разрешения числа фотонов и высокой точностью разрешения числа фотонов [1]. Среди всех типов однофотонных детекторов рекордными характеристиками, необходимыми для реализации квантово-оптических операций, обладают сверхпроводниковые детекторы.

Сверхпроводниковые детекторы на сверхпроводящем переходе (Transition Edge State, TES) [2–6] и микроволновые детекторы кинетической индуктивности (Microwave Kinetic Inductance Detector, MKID) [7,8] обладают высокой квантовой эффективностью, низким уровнем темновых отсчетов и способностью разрешать число фотонов. В случае TES способность разрешать число фотонов объясняется пропорциональностью изменения сопротивления падающей оптической мощности. В случае

MKID изменение индуктивности зависит от падающей мощности, что приводит к сдвигу резонансной кривой, по которому можно определить величину оптической мощности, а следовательно и число фотонов. Несмотря на это данные детекторы обладают низкой скоростью счета (~ 1 MHz), высоким джиттером (наносекундный уровень) и крайне низкой рабочей температурой (~ 100 mK) [9].

Напротив, сверхпроводниковые однофотонные детекторы SNSPDs (Superconducting Nanowire Single Photon Detector) обладают близкой к единице квантовой эффективностью [10,11], гигагерцовой скоростью счета [12], джиттером пикосекундного уровня [13], субгерцовым уровнем темновым отсчетов [14], а также относительно высокой рабочей температурой (2–4 K). Несмотря на все эти преимущества сам по себе SNSPD не обладает способностью разрешать число фотонов и работает в пороговом режиме. Были показаны усовершенствованные схемы SNSPD, позволяющие различать число фотонов с использованием переходных копланарных линий для согласования импеданса [15] и широкополосных низкотемпературных усилителей [16], но подобные схемы ограничены разрешением в 3–4 фотона.

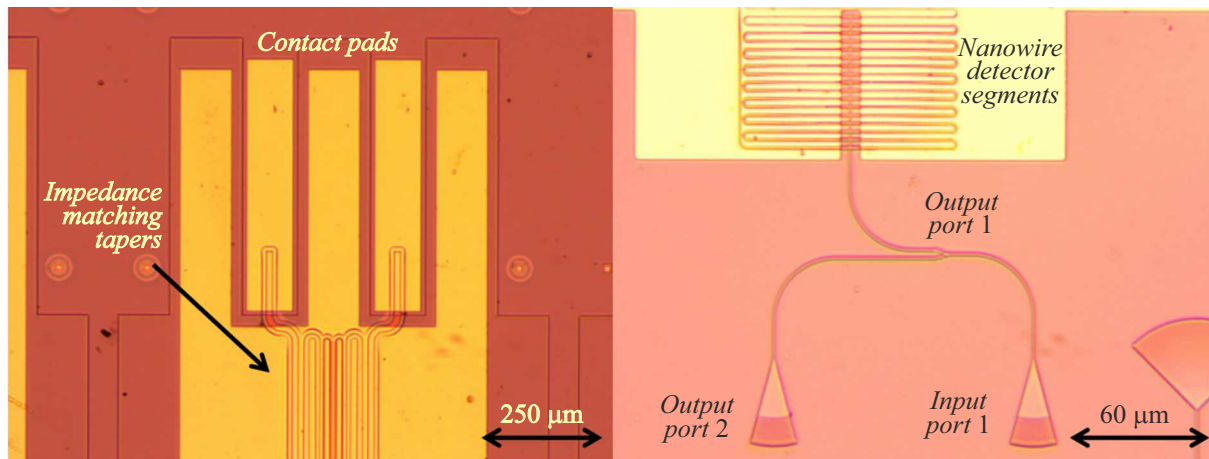


Рис. 1. Микрофотографии изготовленного детектора.

Другим способом построения SNSPD с разрешением числа фотонов (Photon Number Resolution, PNR) является объединение нескольких соединенных параллельно или последовательно секций детектора в массив через резисторы [17–22]. В этом случае при срабатывании детекторных секций импульсы от них складываются, и на выходе схемы регистрируются импульсы, пропорциональные количеству поглощенных фотонов. Несмотря на то что подобные схемы позволяют достичь разрешения в 24 фотона [20], они имеют ряд существенных недостатков. Во-первых, для уменьшения вероятности попадания нескольких фотонов на детектор количество секций должно быть много больше числа фотонов. Во-вторых, эффективность детектирования нескольких фотонов (N) является степенной функцией эффективности одного фотона $\eta(1)^{(N)}$.

Новым подходом к построению PNR SNSPD на волноводе является схема пространственно-временного мультиплексирования [23], позволяющая различать количество фотонов в импульсе и пространственное положение срабатывания детектора, которая позволила добиться разрешения в 100 фотонов. Благодаря подобному динамическому диапазону разрешения числа фотонов стало возможно провести исследование статистики фотонов от когерентного и теплового источника и вычислить корреляционные функции $g^n(0)$ этих источников до 15 порядка. Когерентный источник обладал пуассоновским распределением числа фотонов. Тепловой же источник обладал распределением Бозе–Эйнштейна при малой длительности оптического импульса и пуассоновским распределением при большой длительности импульса. Предложенная в работе схема легко масштабируется, имеет широкий динамический диапазон по числу фотонов и является наиболее перспективной из всех схем PNR, описанных выше. На данный момент она была продемонстрирована только для телекоммуникационного диапазона длин волн ($1.55\ \mu\text{m}$). В настоящей работе мы проводим расчет характеристик PNR SNSPD

на волноводе со схемой пространственно-временного мультиплексирования для длины волны $914\ \text{nm}$ на которой квантовые точки GaAs ($910\text{--}925\ \text{nm}$) генерируют фотоны, статистика излучения которых описывается субпуассоновским распределением [24]. Такие точки на данный момент обладают низкой корреляционной функцией второго порядка $g^2(0)$, высокой степенью неразличимости и компактным дизайном, что делает их перспективными кандидатами для интеграции вместе с однофотонными детекторами и логическими элементами для масштабируемого вычислителя на чипе.

1. Описание устройства

Изучаемые устройства были изготовлены на подложке из Si_3N_4 , покрытой слоем NbN. Толщина кремниевой подложки $525\ \mu\text{m}$, толщина слоя SiO_2 $2.5\ \mu\text{m}$, толщина волноводного слоя Si_3N_4 $220\ \text{nm}$ (травление на глубину $110\ \text{nm}$) и толщина NbN около $5\ \text{nm}$. Для формирования земляного контакта микрополосковой линии чип был покрыт слоем оксида кремния толщиной $200\ \text{nm}$ и слоем золота толщиной $300\ \text{nm}$, а для согласования импедансов детектора с измерительной электроникой использовался трансформатор импедансов в виде тейперов Клопфенштейна [25]. Типичное устройство (рис. 1) состояло из Y-делителя ($50 : 50$), и 2-х дифракционных фокусирующих решеток, оптимизированных на длину волны $914\ \text{nm}$.

Порт 1 использовался для ввода излучения, порт 2 — в качестве калибровочного. Оставшийся порт делителя выводит оптическую мощность на волноводный детектор — длинную нанополоску NbN, несколько раз пересекающую волновод поперек. Каждое пересечение нанополоски и волновода представляет из себя отдельный пиксель детектора, который может поглотить фотон с некоторой вероятностью, зависящей от геометрии пикселя, а также от физических свойств материала нанополоски и волновода. При поглощении пикселем фотона с энергией $h\nu > 2\Delta$, где Δ — энергетическая щель

сверхпроводника при заданной температуре, происходит локальное разрушение куперовских пар и образование высокоэнергичных квазичастиц. В результате за время термализации образуется горячее пятно. После завершения процесса термализации происходит диффузия горячих электронов из области горячего пятна, что приводит к его расширению. При расширении горячего пятна ток смещения, подающийся на детектор, вытесняется из него к краям нанополоски, что приводит к росту плотности тока в этих областях. Когда плотность тока превышает критическую, область поперек полоски переходит в резистивное состояние. Это порождает 2 импульса напряжения: положительный и отрицательный, распространяющиеся в противоположных направлениях. Поскольку все пиксели соединены последовательно через линии задержки, данные импульсы разнесены во времени (временное мультиплексирование). Пришедшее число электрических импульсов (положительных или отрицательных) определяет количество фотонов в оптическом импульсе, а время прихода импульса позволяет определить положение сработавшего детектора. Разрешения по числу фотонов удается добиться за счет наличия множества последовательно расположенных детекторов, таких что вероятность поглощения на отдельном детекторе мала, но из-за большого количества детекторов общая эффективность детектирования может быть близка к единице. Поскольку вероятность поглощения одного фотона на одном детекторе-пикселе мала, то вероятность многофотонных событий поглощения в последующих пикселях убывает экспоненциально. Таким образом, можно добиться того, чтобы все фотоны поглощались преимущественно через однофотонные акты поглощения, а по количеству электрических импульсов можно судить о числе оптических фотонов на входе.

2. Расчет электрической части детектора

При поглощении фотона сверхпроводниковой полоской NbN возникает 2 импульса противоположной полярности, распространяющихся в противоположных направлениях по микрополосковой линии. Импеданс полоски на участке, где происходит поглощение, составляет порядка нескольких $k\Omega$, в то время как импеданс измерительной электроники 50Ω . Из-за несогласования импедансов возникает отражение импульса напряжения, что приводит к уменьшению амплитуды сигнала, а также к последующим переотражениям, которые могут быть приняты за ложные срабатывания (последимпульсы). Для согласования импедансов нами использовалась топология тейперов Клопфенштейна [25], позволяющая проводить плавное (адиабатическое) согласование активной области детектора с выходной схемой. В случае интегрального исполнения для плавного изменения импеданса линии нами изменялась ширина тейперов. Зависимость импеданса от геометрических параметров

микрополосковой линии описывается формулами:

$$C = 1.2\epsilon\epsilon_0(h + w)/(h - t), \quad w/h < 2, \quad (1)$$

$$C = 1.2\epsilon\epsilon_0(h + w - t)/(w - t), \quad w/h \geq 2, \quad (2)$$

где C — емкость на единицу длины, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика, h — толщина диэлектрика, w — ширина нанополоски, t — толщина нанополоски, Z — импеданс линии, L_s — индуктивность нанополоски на квадрат.

Используя выражения (1) и (2), мы переводили рассчитанные значения импеданса в ширину нанопроволоки. Параметры микрополосковой линии в нашей топологии составили: начальная ширина нанополоски $w_1 = 0.3\mu\text{m}$, конечная ширина $w_2 = 12.65\mu\text{m}$, толщина диэлектрика $h = 220\text{nm}$, при диэлектрической проницаемости оксида кремния $\epsilon = 4$ и толщине пленки NbN $t = 5\text{nm}$ с начальным сопротивлением после поглощения фотона $1645.5\text{k}\Omega$.

Поскольку схема мультиплексирования основана на временном разнесении сигналов с разных детекторов, необходимым параметром детектора является скорость распространения электрического сигнала по микрополосковой линии (v), которая может быть найдена на основе значений индуктивности (L) и емкости (C) на единицу длины [26]:

$$v = 1/\sqrt{LC}. \quad (3)$$

Время задержки импульсов между сработавшими детекторами будет определяться длиной нанополоски, последовательно их соединяющей. Величина задержки должна быть не меньше времени джиттера детектора, чтобы сделать импульсы с разных детекторов различимыми. Скорость распространения можно менять, меняя толщину диэлектрика и его диэлектрическую проницаемость. В изготовленном нами детекторе минимальное расстояние между детекторами составляет $200\mu\text{m}$, скорость при ширине 300nm равна 2% от скорости света, таким образом, время задержки равно 33ps , что сопоставимо с джиттером SSPD (Superconducting Single Photon Detector). Чтобы добиться лучшего временного разрешения, можно увеличить время задержки до 1ns , что сопоставимо с мертвым временем детектора. Для этого необходимо использовать линию задержки длиной 6mm . Уменьшить скорость распространения можно меняя геометрические параметры диэлектрика и его диэлектрическую проницаемость.

На рис. 2,а показана зависимость скорости распространения сигнала от толщины диэлектрика $v(h)$ ($w = 300\text{nm}$, $\epsilon = 4$ и $t = 5\text{nm}$). Из графика видно, что скорость распространения v увеличивается с увеличением толщины диэлектрика, поэтому данный слой необходимо делать как можно тоньше, чтобы увеличить время задержки между сигналами с разных детекторов-пикселей. Но подобный подход имеет ограничения,

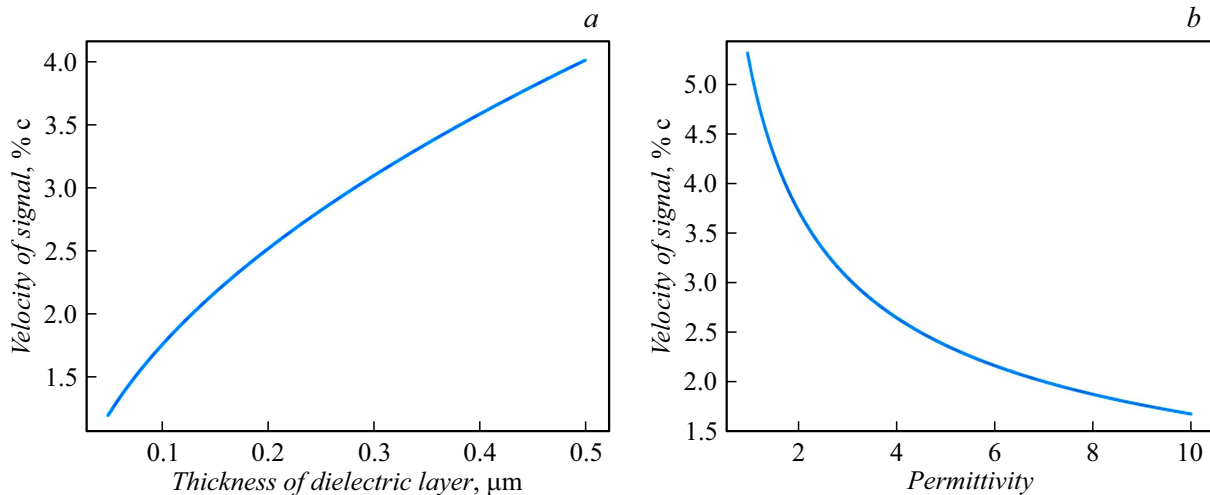


Рис. 2. *a* — зависимость скорости распространения электрического сигнала от толщины диэлектрического слоя; *b* — зависимость скорости распространения сигнала от диэлектрической проницаемости диэлектрического слоя.

поскольку волновод имеет конечную толщину, и толщина диэлектрика h не может быть меньше глубины травления волновода, поскольку это приведет к разрывам диэлектрического слоя в местах под волноводом. Другим подходом является использование материала с более высоким ε . На рис. 2, *b* представлена зависимость скорости распространения сигнала от диэлектрической проницаемости буферного слоя микрополосковой линии ($w = 300$ nm, $h = 220$ nm, $t = 5$ nm). На графике видно, что с увеличением ε скорость распространения уменьшается, поэтому для уменьшения скорости распространения можно использовать более оптически плотные материалы с высоким ε . Все проведенные расчеты были сделаны для ширины $w = 300$ nm, поскольку только участки с этой шириной (где происходит поглощение фотонов) дают временную задержку импульсов между пикселями. Тейперы с переменной шириной расположены симметрично и поэтому не будут давать временной задержки. Однако длина тейпера может влиять на частоту среза линии, поскольку топология тейпера Клопфенштейна является фильтром низких частот. В связи с этим необходимо делать данные тейперы как можно более длинными для уменьшения частоты среза и уменьшения отражения сигнала с детектора, что в свою очередь может увеличить общую индуктивность линии и привести к увеличению времени спада импульса детектора.

3. Зависимость эффективности детектирования от числа пикселей

Важным вопросом является влияние числа пикселей на динамический диапазон детектора по разрешению числа фотонов. При прохождении импульса света через пиксель часть фотонов поглощается с вероятностью p , при этом каждый фотон поглощается независимо. По-

этому каждый детектор-пиксель можно представить светоделителем с коэффициентом деления p . Применяя данную модель вместе с пуассоновским распределением числа фотонов, можно показать, что если на входе детектора было состояние со средним числом фотонов в импульсе n , то после прохождения одного пикселя состояние будет все также пуассоновским, но со средним числом $n(1 - p)$. При этом число поглощенных на одном пикселе — np . Таким образом, суммарная эффективность детекторов η с k -пикселями составит

$$\eta = 1 - (1 - p)^k. \quad (4)$$

Эффективность, рассчитанная по формуле (4), показывает вероятность поглощения фотона после прохождения всех пикселей и не характеризует динамический диапазон PNR, поскольку поглощение может происходить через многофотонные события, которые будут приводить к меньшему числу срабатываний пикселей, которое и определяет измеренное число фотонов. Тогда эффективность в смысле разрешения числа фотонов можно определить как отношение среднего числа срабатываний на всех детекторах-пикселях к среднему числу фотонов в импульсе

$$n_l = n_0(1 - p)^l, \quad (5)$$

$$\eta_{PNR} = \sum_{i=1}^n (1 - e^{-n_i - 1p}) / n_0, \quad (6)$$

где n_l — среднее число фотонов в импульсе после прохождения l -пикселей, n_0 — начальное число фотонов в импульсе, η_{PNR} — PNR-эффективность детектора, p — вероятность поглощения на детекторе-пикселе.

Из формулы видно, что при увеличении среднего числа фотонов в импульсе и неизменном числе пикселей η_{PNR} будет уменьшаться. На рис. 3, *a* представлена зависимость числа пикселей, необходимого для достижения

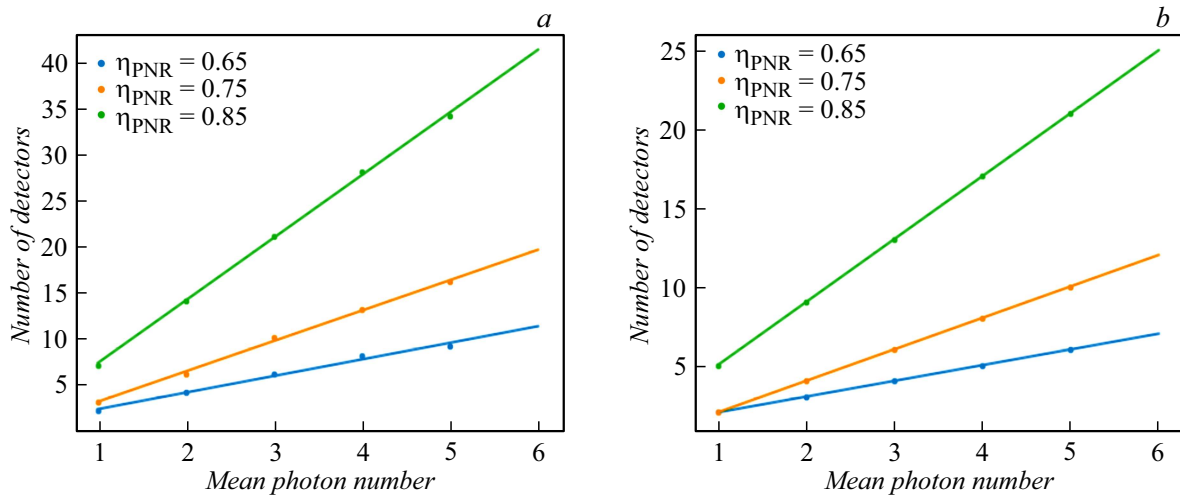


Рис. 3. Зависимость числа детекторов для достижения необходимой эффективности различения числа фотонов при различных средних числах фотонов в импульсе: *a* — одинаковые детекторы; *b* — оптимизированные детекторы.

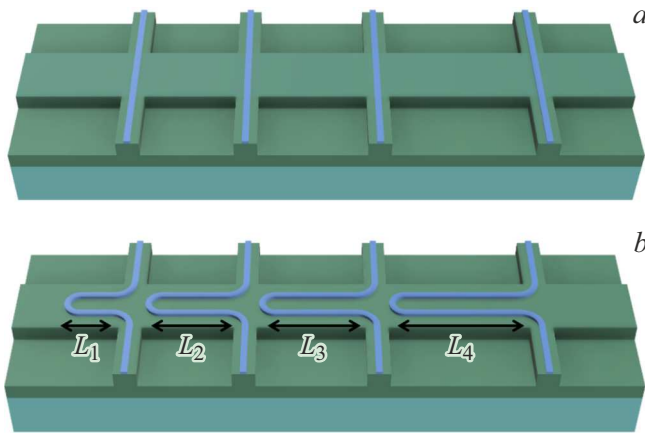


Рис. 4. *a* — топология детектора с постоянной вероятностью поглощения на пикселе, *b* — топология детектора с переменной вероятностью поглощения на пикселе.

заданной η_{PNR} от среднего числа фотонов в импульсе, суммарная эффективность детектора η , используемая в расчете, равна 95%.

Из графика видно, что зависимость числа детекторов от среднего числа фотонов в импульсе является линейной, что говорит о хорошей масштабируемости предлагаемой схемы. Данную схему можно оптимизировать, если адаптивно менять вероятности поглощения фотона на разных детекторах. Изменить вероятность поглощения можно, изменяя геометрические параметры пикселей. На рис. 4, *b* приведена топология пикселей, в которой поглощение зависит от длины пикселей, в отличие от топологии на рис. 4, *a*, где вероятность поглощения одинакова. Таким образом, меняя длину пикселя, можно добиться необходимой вероятности поглощения.

Основная идея оптимизации заключается в том, чтобы подобрать такие вероятности поглощения, при которых

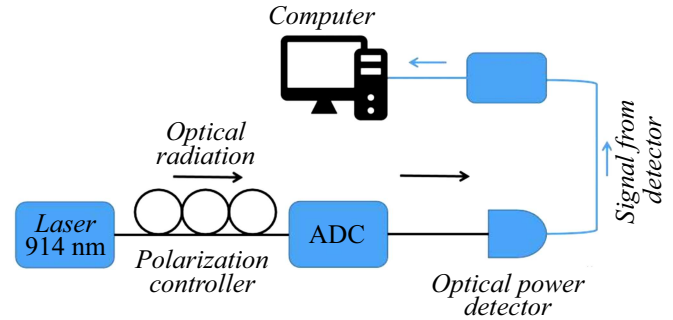


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для измерения эффективности ввода дифракционных фокусирующих решеток.

на каждом детекторе поглощалась бы одинаковая оптическая мощность. Для этого вероятности поглощения p_i должны меняться в соответствии с выражениями:

$$p_0 = \eta/n, \tag{7}$$

$$p_{i+1} = p_i/(1 - p_i), \tag{8}$$

где n — общее число детекторов пикселей, p_i — вероятность поглощения на i -м пикселе, η — суммарная квантовая эффективность детектора.

На графике (рис. 3, *b*) приведена зависимость числа пикселей для достижения заданной η_{PNR} от среднего числа фотонов в импульсе для оптимизированных вероятностей поглощения. Из графика видно, что число детекторов также зависит от среднего числа фотонов линейно, но теперь число детекторов, необходимое для достижения требуемой эффективности, уменьшилось примерно в 1.5 раза.

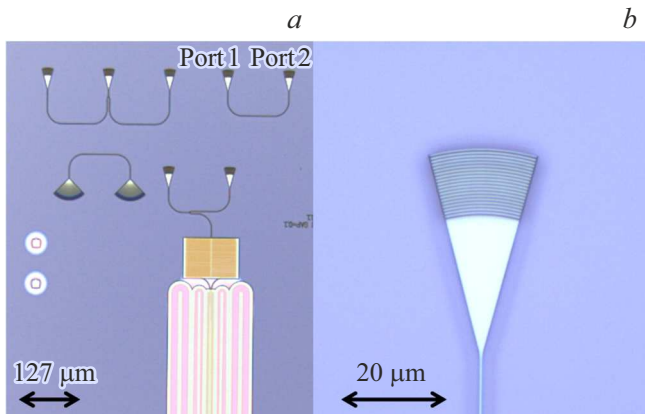


Рис. 6. *a* — микрофотография волноводной части изготовленной структуры; *b* — увеличенное изображение фокусирующей дифракционной решетки.

4. Технологический маршрут

Технологический маршрут изготовления волноводного PNR-детектора включал в себя несколько этапов.

На первом этапе на нитрид-кремниевую подложку наносился слой NbN толщиной 5–7 нм. Нанесение было выполнено методом магнетронного распыления с последующим закрытием кремнием толщиной 2 нм.

На втором этапе методом взрывной фотолитографии были сформированы знаки совмещения Ti/Au (с толщиной 5/80 нм соответственно).

На третьем этапе методом электронно-лучевой литографии на установке EBP5000 Raith и плазмохимического травления в атмосфере SF₆:Ar задавались нанополоски и тейперы NbN.

На четвертом этапе методом электронно-лучевой литографии на установке EBP5000 Raith и плазмохимического травления (SF₆:CHF₃) была изготовлена волноводная часть детектора с параметрами, аналогичными использованным при формировании топологии NbN.

На пятом этапе была подготовка методом взрывной фотолитографии и электронно-лучевым напылением над каждым детектором формировался диэлектрический слой SiO₂.

Формирование верхнего земляного и нижних сигнальных контактных площадок методами взрывной фотолитографии на электронно-лучевом напылении Ti/Au 5/80 нм завершало процесс изготовления детектора.

5. Исследование оптической части детектора

Важным вопросом является ввод оптического излучения в волновод, по которому оно попадает на детектор. В качестве элементов ввода мы использовали дифракционные фокусирующие решетки, основными параметрами которых являются период и фактор заполнения. Период

решетки — расстояния между соседними элементами решетки, а фактор заполнения — доля периода, заполненного материалом волновода. Для нахождения оптимальных значений этих параметров для ввода излучения 914 нм была изготовлена вариационная матрица устройств, в которой период изменялся от 0.68 до 0.72 μm, а фактор заполнения от 0.5 до 0.8. Для проведения измерений чип с изготовленными устройствами устанавливался на столик с пьезопозиционерами, двигающимися по осям *x*, *y*, *z* и осуществляющими вращение вокруг оси *z*. Также столик был оборудован элементом Пельтье для термостабилизации с точностью ±0.05°C. Ввод и вывод излучения происходил с помощью массива волокон, расположенного под углом 8° к нормали. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 5.

Излучение от лазера заводилось в порт 1 (рис. 6, *a*), а выходная мощность измерялась с порта 2, при этом потери на распространение считались пренебрежимо малыми. В качестве источника использовался лазер с длиной волны 914 нм. Эффективность ввода на одну дифракционную решетку (рис. 6, *b*) η_{in} рассчитывалась по формуле

$$\eta_{in} = \sqrt{P_{out}/P_{in}}, \quad (9)$$

где P_{out} — выходная мощность со структуры, P_{in} — входная мощность.

Результаты измерений представлены на рис. 7. На цветовой карте видно, что максимум эффективности приходится на параметры: период 0.68 μm и фактор заполнения 0.56. Максимальное значение эффективности, соответствующее данным параметрам, составило 10%. Измеренное значение эффективности может быть использовано для оценки мощности, попавшей на детектор, что необходимо для оценки его эффективности детектирования на чипе (без учета оптических потерь на ввод).

Дальнейшее исследование волноводной части детектора будет посвящено кросс-волноводам, лежащим в

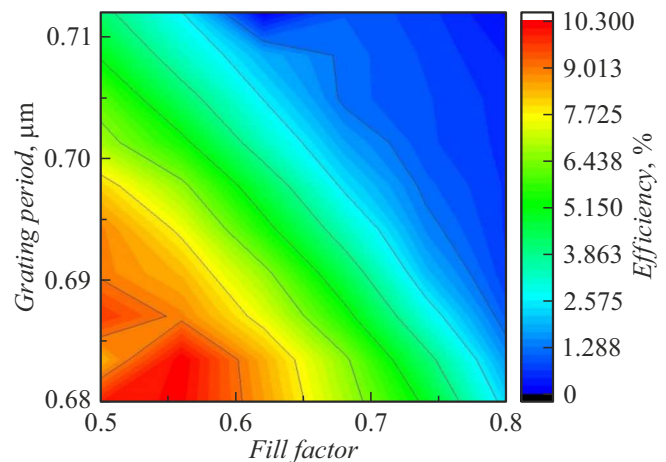


Рис. 7. Зависимость эффективности ввода излучения от периода решетки и фактора заполнения.

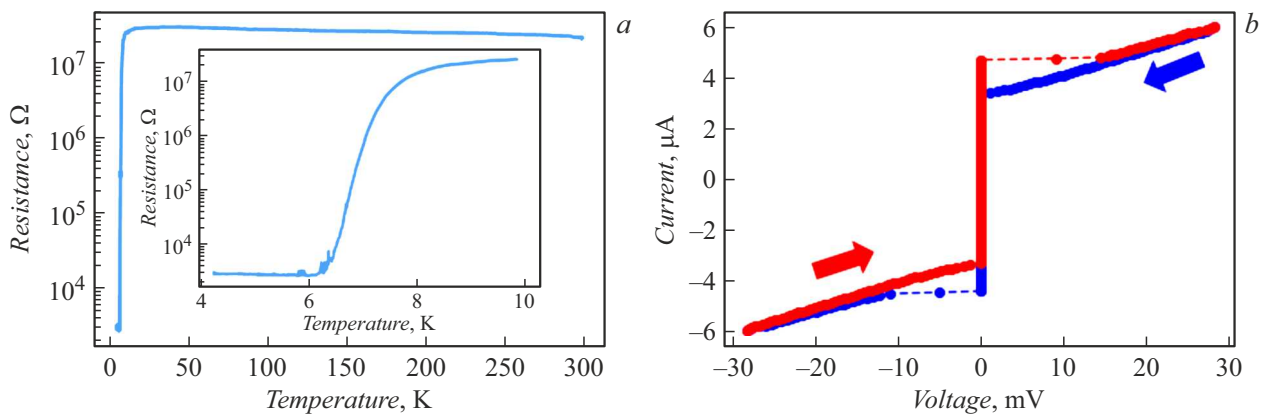


Рис. 8. *a* — зависимость сопротивления детектора от температуры; *b* — вольт-амперная характеристика детектора в прямом (красный цвет) и в обратном (синий цвет) направлениях.

основе детекторов-пикселей, в связи с оценкой возможных потерь, возникающих на них, с целью оптимизации их геометрии. Также возможна оптимизация геометрии делителей, используемых для доставки излучения на детектор с целью уменьшения рассеяния света на нем.

6. Экспериментальные измерения на постоянном токе

Для исследования характеристик детекторов изготовленные образцы, закрепленные на криогенной вставке, погружались в сосуд Дьюара с жидким гелием. На макете с образцом был расположен датчик температуры и электрические входы и выходы для подачи напряжения или тока на образец. Измерения производились по квази 4х-точечной схеме. Образец смещался током от источника Yokogawa GS200 в режиме стабилизации по току, напряжение измерялось вольтметром Keysight 34461A. Сопротивление измерялось при токе 50 nA, при этом макет медленно погружался в сосуд Дьюара, что приводило к понижению температуры. График зависимости сопротивления от температуры представлен на рис. 8, *a*. Из графика видно, что критическая температура составила 8 К. После охлаждения образца до температуры 4 К была измерена его вольт-амперная характеристика в прямом и обратном направлении (рис. 8, *b*). Полученное значение критического тока составило 4 μA, что позволяет переходить к следующему этапу экспериментальных исследований: измерению эффективности детектирования и числа фотонов, которое может различить детектор.

Выводы

Описаны способы расчета волноводного сверхпроводникового однофотонного детектора с разрешением числа фотонов для работы на длине волны 914 nm. Представлен маршрут изготовления образца, расчеты

электрической части детектора, показана зависимость скорости распространения электрического импульса от геометрических параметров микрополосковой линии. Численно оценено влияние числа пикселей на разрешающую способность детектора и предложен способ оптимального распределения пикселей, который позволяет сократить количество детекторов, не уменьшая общую эффективность детектирования. Были экспериментально получены значения критической температуры и критического тока для изготовленного образца, составившие 8 К и 4 μA соответственно, а также подобраны период и фактор заполнения решеточного элемента связи для работы на длине волны излучения квантовых точек из GaAs (914 nm). Будущая работа будет направлена на увеличение критического тока устройства, экспериментальную оценку эффективности детектирования и динамического диапазона детектирования фотонов, а также оптимизацию геометрии кросс-волноводов и делителей с целью уменьшения потерь на рассеяние оптического излучения.

Финансирование работы

Работа поддержана ГК „Росатом“ в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и Договоры № P2178, P2179 и P2362) и в рамках проекта по участию университетов в развитии высокотехнологичного производства при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение от 06.04.2022 № 075-11-2022-026).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (6), 705 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1388868>
- [2] A.J. Miller, Sae Woo Nam, J.M. Martinis, A.V. Sergienko. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (4), 791 (2003). DOI: 10.1063/1.1596723
- [3] A.E. Lita, A.J. Miller, S.W. Nam. *Optics Express*, **16** (5), 3032 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.003032
- [4] Th. Gerrits, N. Thomas-Peter, J.C. Gates, A.E. Lita, B.J. Metcalf, B. Calkins, N.A. Tomlin, A.E. Fox, A. Lamas-Linares, J.B. Spring, N.K. Langford, R.P. Mirin, P.G.R. Smith, I.A. Walmsley, S.W. Nam. *Phys. Rev. A*, **84** (6), 060301 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.060301>
- [5] B. Calkins, P. Mennea, A. Lita, B.J. Metcalf, W.S. Kolthammer, A. Lamas-Linares, J.B. Spring, P.C. Humphreys, R.P. Mirin, J.C. Gates, P.G.R. Smith, I.A. Walmsley, Th. Gerrits, S.W. Nam. *Opt. Express*, **21** (19), 22657 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.022657
- [6] M. Eaton, A. Hossameldin, R.J. Birrittella, P.M. Alsing, Ch.C. Gerry, H. Dong, Ch. Cuevas, O. Pfister. *arXiv preprint arXiv:2205.01221* (2022).
- [7] W. Guo, X. Liu, Y. Wang, Q. Wei, L.F. Wei, J. Hubmayr, J. Fowler, J. Ullom, L. Vale, M.R. Vissers, J. Gao. *Appl. Phys. Lett.*, **110** (21), 212601 (2017). DOI: 10.1063/1.4984134
- [8] P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. *Nature*, **425** (6960), 817 (2003).
- [9] C.M. Natarajan, M.G. Tanner, R.H. Hadfield. *Superconductor Sci. Technol.*, **25** (6), 063001 (2012).
- [10] D.V. Reddy, R.R. Nerem, S.W. Nam, R.P. Mirin, V.B. Verma. *Optica*, **7** (12), 1649 (2020). DOI: 10.1364/OPTICA.400751
- [11] J. Chang, J.W.N. Los, J.O. Tenorio-Pearl, N. Noordzij, R. Gourgues, A. Guardiani, J.R. Zichi, S.F. Pereira, H.P. Urbach, V. Zwiller, S.N. Dorenbos, I.E. Zadeh. *APL Photonics*, **6** (3), 036114 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0039772>
- [12] W.-J. Zhang, J. Huang, Ch. Zhang, L.X. You, Ch. Lv, L. Zhang, H. Li, Zh. Wang, X. Xie. *IEEE Transactions Appl. Supercond.*, **29** (5), 1 (2019). DOI: 10.1109/TASC.2019.2895621
- [13] B. Korzh, Q. Zhao, J.P. Allmaras, S. Frasca, T.M. Autry, E.A. Bersin, A.D. Beyer, R.M. Briggs, B. Bumble, M. Colangelo, G.M. Crouch, A.E. Dane, Th. Gerrits, A. Lita, F. Marsili, G. Moody, C. Pena, E. Ramirez, J.D. Rezac, N. Sinclair, M. Stevens, A.E. Velasco, V. Verma, E.E. Wollman, S. Xie, D. Zhu, P.D. Hale, M. Spiropulu, K.L. Silverman, R.P. Mirin, S.W. Nam, A.G. Kozorezov, M.D. Shaw, K.K. Berggren. *Nature Photon.*, **14** (4), 250 (2020).
- [14] H. Shibata, K. Shimizu, H. Takesue, Y. Tokura. *Opt. Lett.*, **40** (14), 3428 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003428
- [15] D. Zhu, M. Colangelo, Ch. Chen, B.A. Korzh, F.N.C. Wong, M.D. Shaw, K.K. Berggren. *Nano Lett.*, **20** (5), 3858 (2020).
- [16] C. Cahall, K.L. Nicolich, N. Islam, G.P. Lafyatis, A.J. Miller, D. Gauthier, J. Kim. *Optica*, **4** (12), 1534 (2017). DOI: 10.1364/OPTICA.4.001534
- [17] Ch.M. Natarajan, L. Zhang, H. Coldenstrodt-Ronge, G. Donati, S.N. Dorenbos, V. Zwiller, I.A. Walmsley, R.H. Hadfield. *Opt. Express*, **21** (1), 893 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.000893
- [18] A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, R. Leoni, F. Mattioli, A. Korneev, V. Seleznev, N. Kaurova, O. Minaeva, G.N. Gol'tsman, K.G. Lagoudakis, M. Benkahoul, F. Levy, A. Fiore. *Nature Photon.*, **2** (5), 302 (2008). DOI: 10.1038/nphoton.2008.95
- [19] R. Cheng, H. Yin, J. Liu, T. Li, H. Cai, Z. Xu, W. Chen. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **23**, 2200309 (2013).
- [20] F. Mattioli, Z. Zhou, A. Gaggero, R. Gaudio, R. Leoni, A. Fiore. *Opt. Express*, **24** (8), 9067 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.009067
- [21] E. Schmidt, E. Reutter, M. Schwartz, H. Vural, K. Ilin, M. Jetter, P. Michler, M. Siegel. *IEEE Transactions Appl. Supercond.*, **29** (5), 1 (2019).
- [22] E.E. Wollman, V.B. Verma, A.E. Lita, W.H. Farr, M.D. Shaw, R.P. Mirin, S.W. Nam. *Opt. Express*, **27** (24), 35279 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.035279
- [23] R. Cheng, Y. Zhou, S. Wang, M. Shen, T. Taher, H. Tang. *Nat. Photon.*, **17**, 112 (2023). <https://doi.org/10.1038/s41566-022-01119-3>
- [24] M. Schwartz, E. Schmidt, U. Rengstl, F. Hornung, S. Hepp, S.L. Portalupi, K. Ilin, M. Jetter, M. Siegel, P. Michler. *Nano Lett.*, **18** (11), 6892 (2018).
- [25] R.W. Klopfenstein. *Proceed. IRE*, **44** (1), 31 (1956).
- [26] Q.Y. Zhao, D. Zhu, N. Calandri, A.E. Dane, A.N. McCaughan, F. Bellei, H.-Z. Wang, D.F. Santavicca, K.K. Berggren. *Nature Photon.*, **11** (4), 247 (2017). DOI: 10.1038/nphoton.2017.35