

# Однофотонные детекторы на основе сверхпроводящих полосок микронной ширины для квантовой оптики и фотоники\*

Ю.П. Корнеева, М.А. Дрязгов, Д.Ю. Водолазов, А.А. Корнеев

Практические потребности современной квантовой оптики и фотоники стимулируют дальнейшее усовершенствование существующих сверхпроводниковых однофотонных детекторов в направлении увеличения площади детектора и создания многопиксельных приемников. Сверхпроводниковые полоски микронной ширины, способные детектировать одиночные фотоны, являются одним из перспективных направлений для создания детектора большой площади, пригодного для согласования с многомодовыми оптическим волокном или для фокусировки света из свободного пространства. При этом детектор должен иметь высокие быстродействие и эффективность детектирования, а также низкий уровень темновых отсчетов.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования механизма однофотонного отклика в видимом и ИК-диапазонах в тонких сверхпроводящих поликристаллических пленках нитрида ниобия NbN и аморфных пленках силицида молибдена  $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$  микронной ширины, в которых достигается критический ток, близкий к току распаривания Гинзбурга – Ландау. Полученные результаты применены для разработки прототипа практического детектора, который может быть использован в квантовой оптике, фотонике и квантовых вычислениях на фотонах.

**Ключевые слова:** сверхпроводящие полоски микронной ширины, квантовая оптика.

\*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20100).

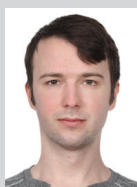
## Введение

С момента открытия в 2001 г. [1] и до 2017 г. принцип действия сверхпроводящих однофотонных детекторов SNSPD (Superconducting Nanowire Single Photon Detector) [2] описывался «геометрической моделью горячего пятна», впервые представленной в работе [3] и улучшенной в последующих работах [4–6]. В рамках этой модели предполагалось, что детектирование одиночного фотона происходит только в сверхпроводящей полоске с шириной, сравнимой с размером горячего пятна, который находится в диапазоне от 50 до 150 нм. В резуль-

тате было создано устройство, состоящее из длинной узкой полоски, покрывающей площадку около  $100 \text{ мкм}^2$  для хорошего оптического согласования [7]. В работах [8, 9], основанных на стандартной теории неравновесной сверхпроводимости и учитывающих временную и пространственную эволюцию параметра порядка, была предложена модель «сверхпроводящего вихря, генерируемого фотоном», предсказывающая возникновение резистивного состояния в полоске микронной ширины после поглощения фотона, за счет движения вихря (или пары вихрей «вихрь–антивихрь»), образованного около горячего пятна при обтекании его током. В 2017 г. в теории [10], основанной на решении кинетических уравнений для электронов и фононов, было предсказано, что полоска микронной ширины на основе грязного сверхпроводника, с током смещения, близким к току распаривания Гинзбурга – Ландау, способна



**КОРНЕЕВА**  
**Юлия Петровна**  
Институт нанотехнологий  
микроэлектроники РАН



**ДРЯЗГОВ**  
**Михаил Александрович**  
Национальный  
исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»



**ВОДОЛАЗОВ**  
**Денис Юрьевич**  
профессор,  
Институт физики  
микроструктур РАН



**КОРНЕЕВ**  
**Александр Александрович**  
профессор,  
Национальный  
исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»

детектировать фотон ближнего ИК-диапазона. Таким образом, определяющая роль в механизме однофотонного детектирования была отведена току смещения.

В 2018 г. в работе [11] в коротких NbN мостах с заужением до 5 мкм экспериментально был обнаружен однофотонный отклик в диапазоне длин волн 408–1 550 нм. Аналогичные результаты были получены для прямых полос NbN и MoSi длиной 10 мкм [12]. В 2020 г. в работах [13] и [14] было продемонстрировано, что в аморфных пленках силицида вольфрама  $W_xSi_{1-x}$  и силицида молибдена  $Mo_xSi_{1-x}$  эффективность детектирования достигает насыщения, ограниченного поглощением в пленке, на длине волны 1.55 мкм при температуре  $T=300$  мК. Однако с практической точки зрения применение материалов на основе силицидов требует использования дорогостоящих криостатов растворения для достижения субкельвиновых температур. В работе [15] был продемонстрирован еще один подход к получению однофотонного отклика в полосках NbN микронной ширины: сверхпроводящая пленка предварительно облучалась ионами гелия. Из такой пленки, нанесенной на брэгговское зеркало, был изготовлен детектор, пакированный с многомодовым волокном и показавший эффективность детектирования более 60% на длине волны 1.55 мкм при температуре  $T=0.84$  К.

Продemonстрированные принципиально новые результаты имеют ряд практических преимуществ. Во-первых, использование микронных полосок открывает перспективу изготовления сверхпроводниковых однофотонных детекторов с более простым оптическим согласованием с многомодовыми оптическими волокнами или свободным пространством. Во-вторых, микрополоски, в отличие от нанополосок, можно изготавливать методом фотолитографии, которая, в отличие от электронной литографии, является менее дорогостоящей и трудоемкой. Такие детекторы с чувствительностью в широком спектральном диапазоне, низкими ложными срабатываниями, высоким быстродействием могут быть полезны в различных областях квантовых технологий: оптической обработке квантовой информации [16], квантовых вычислениях на фотонах [17], визуализации изображений и спектроскопии [18, 19], квантовой криптографии [20], детектировании темной материи [21]. Кроме того, предложенный тип детектора может рассматриваться как кандидат для интеграции в волновод в фотонных интегральных схемах [22].

В данной работе представлены результаты исследования влияния параметров осаждения на характеристики тонких сверхпроводящих пленок NbN и  $Mo_xSi_{1-x}$  с максимальным отношением критического тока к току распаривания Гинзбурга – Ландау, поскольку именно этот параметр определяет перспективность использования ультратонких сверхпроводящих пленок для однофотонного детектирования в микрополосковых де-

текторах при гелиевых температурах 1.7–2.5 К. Разработанный детектор был использован как однопиксельный однофотонный приемник для демонстрации построения изображения с применением пространственного оптического модулятора.

### Методика изготовления сверхпроводящих пленок и образцов

#### а) Поликристаллические пленки NbN

Для получения ультратонких сверхпроводящих пленок нитрида ниобия NbN в данной работе использовался метод реактивного магнетронного осаждения из ниобиевой мишени в атмосфере аргона и азота в установке AJA Orion-8. Толщина пленок определялась по времени напыления. Для этого проводился калибровочный процесс, в котором измерялась скорость напыления в режиме стабилизации по мощности в течение 1 000 секунд, после чего высота ступеньки измерялась атомно-силовым микроскопом. При напылении пленок учитывался износ мишени, в результате которого образуется эрозийная канавка, связанная с формой магнитного поля магнетрона. Глубина канавки зависит от времени выработки мишени. Среднее время жизни Nb мишени в наших экспериментах составляло около 35 часов, после чего процесс осаждения становился плохо контролируемым. Для реализации воспроизводимости характеристик пленок в начале и в конце времени жизни мишени подстраивались параметры осаждения: время осаждения и поток азота, а также учитывалась зависимость скорости напыления от выработки мишени. Для новой мишени скорость составляла 0.085 нм/с, а для отработанной – 0.070 нм/с.

Было исследовано влияние концентрации азота на критический ток и критическую температуру пленок. Как представлено на рисунке 1, критическая температура (синяя кривая) сначала растет с ростом концентрации азота, достигает максимума при кон-

центрации 22–23%, а затем падает. На рис. 1 также представлена зависимость отношения критического тока (красная кривая), измеренного в прямых полосках шириной 1 мкм (как на врезке рис. 1), к величине тока распаривания, посчитанной по формуле [23]:

$$I_{dep} = 0.74 \frac{w [\Delta(0)]^{\frac{3}{2}}}{e R_s \sqrt{\hbar D}} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (1)$$

где  $w$  – ширина полоски,  $\Delta(0) = 1.76 k_B T_c$  – сверхпроводящая энергетическая щель при нулевой температуре,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона,  $R_s$  – поверхностное сопротивление,  $D$  – коэффициент диффузии,  $T_c$  – критическая температура,  $T$  – рабочая температура. Видно, что максимум критического тока достигается при концентрации азота около 21%, что не совпадает с максимумом критической температуры, хотя и находится не далеко от него.

Также было установлено, что максимальная величина критического тока достигается при температурах осаждения около 400 °С, как показано на рисунке 2.

Поверхностное сопротивление (сопротивление квадрата пленки) при температуре  $T = 300$  К ( $R_s^{300}$ ) определялось методом Ван-дер-Пау. Для определения критической температуры  $T_c$  и коэффициента металличности  $RRR$  ( $RRR = R_s^{300}/R_s^{20}$ , где  $R_s^{20}$  – поверхностное сопротивление пленки при температуре  $T = 20$  К) измерялись зависимости поверхностного сопротивления пленки от температуры. Критическая температура  $T_c$  определялась как температура, при которой поверхностное сопротивление составляло половину от  $R_s^{20}$ . Наибольшая плотность тока достигалась в пленках с критической температурой 8–9 К и  $RRR$  около 0.7 [24].

В NbN полосках шириной 1–5 мкм наибольшая плотность тока – 70% от плотности тока распаривания – была достигнута в пленках, осажденных при температуре  $T = 400$  °С, с массовым содержанием азота 20%. Данные пленки, осажденные на сапфировую подложку с подслоями золота и нитрида кремния, характеризовались удельным сопротивлением

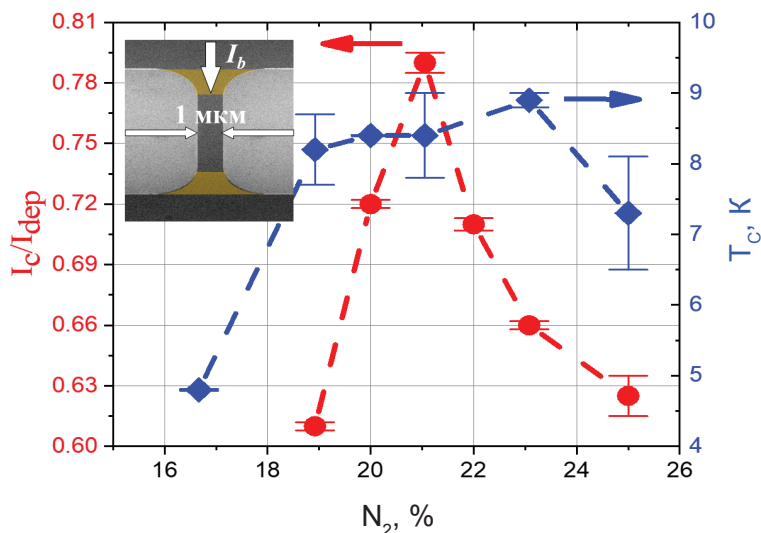


Рис. 1. Зависимости отношения критического тока к току распаривания  $I_c/I_{dep}$  (красная кривая) и критической температуры  $T_c$  (синяя кривая) от концентрации азота  $N_2$ . На вставке показано СЭМ изображение сверхпроводниковой полоски шириной 1 мкм.

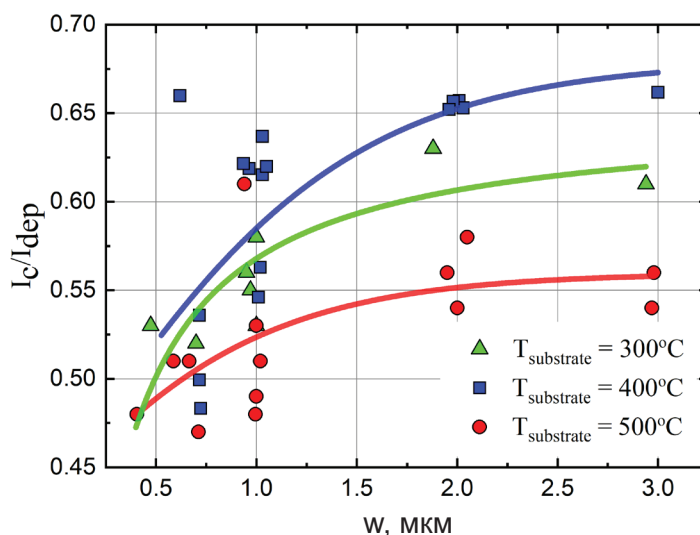


Рис. 2. Зависимость отношения критического тока к току распаривания  $I_c/I_{dep}$  в сверхпроводящих NbN полосках шириной 0.5–3 мкм, изготовленных из пленок, осажденных при температуре  $T = 300$  °С (зеленые треугольники),  $T = 400$  °С (синие квадраты),  $T = 500$  °С (красные круги).

$\rho = 280$ – $390$  мкОм·см, коэффициентом диффузии  $D = 0.4$  см<sup>2</sup>/с и поверхностным сопротивлением  $R_s = 660$ – $1180$  Ом/кв. При этом оптимальная толщина пленки составила 4–5 нм.

#### б) Аморфные пленки MoSi

Пленки силицида молибдена  $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$  [25] толщиной 3–4 нм осаждались при постоянном токе методом одновременного магнетронного распыления молибденовой и кремниевой мишеней на термически окисированные кремниевые подложки. Температура подложки при распылении не превышала 100 °С. Толщина пленки контролировалась в процессе осаждения по времени осаждения, а также измерялась методом рентгеновской

(X-ray) рефлектометрии. Аморфная структура была подтверждена при помощи X-ray дифрактометрии. Для предотвращения окисления полученные пленки покрывали пленками кремния толщиной 3 нм. Следует отметить, что качество аморфных пленок  $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$  и их сверхпроводящие характеристики практически не зависят от температуры подложки, а определяются только стехиометрией, которая связана со скоростями осаждения молибдена Mo и кремния Si и определяется количеством поочередно осаждаемых слоев Mo и Si. Критический ток величиной 67–86% от тока распаривания был получен в аморфных пленках со стехиометрией  $\text{Mo}_{0.68}\text{Si}_{0.32}$ .

### в) Методика изготовления образцов

Исследовалось три типа образцов: прямые полосы шириной от 1 до 20 мкм, (на вставке *рис. 1*), полосы в виде меандра площадью  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$  (*рис. 3а*) и полосы в виде спирали (*рис. 3б*). Сверхпроводящие полосы всех образцов формировались электронной литографией и плазмохимическим травлением. Контакты изготавливались фотолитографией.

### Механизм отклика / однофотонный отклик в микронных полосках

Было установлено, что для сверхпроводящих полосок микронной ширины стандартный импеданс СВЧ-линии (50 Ом) представляет собой слишком большое нагрузочное сопротивление, и образующийся после регистрации фотона нормальный домен самопроизвольно не охлаждается и не схлопывается. В англоязычной литературе это явление получило название «latching» («защелкивание»). Для уменьшения нагрузочного сопротивления параллельно исследуемому образцу подключается шунтирующие сопротивление номиналом несколько Ом. Более точно значение шунтирующего резистора вычислялось с помощью электротермической модели [26], которую мы адаптировали для широких полосок [27]. Модель основана на численном решении системы уравнений:

$$\frac{\partial cT}{\partial t} = J^2 \rho + k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\alpha}{d} (T - T_{\text{sub}}) \quad (2)$$

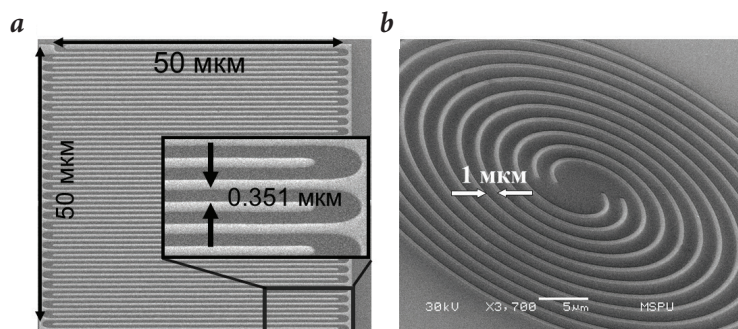


Рис. 3. СЭМ-изображения исследуемых образцов различных геометрических конфигураций: а – меандр и б – двойная спираль.

$$L \frac{dI}{dt} = IR_n - (I_b - I)Z, \quad (3)$$

Уравнение (2) описывает изменение температуры в сверхпроводящей полоске, что показано в левой части уравнения (здесь  $T$  – температура в данной точке,  $dt$  – приращение времени,  $c$  – теплоемкость сверхпроводника). В рассматриваемом моделировании  $c=2400 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$  – теплоемкость используемого NbN. Правая часть уравнения показывает пути получения или потери тепла. Первое слагаемое соответствует джоулеву нагреву, которое существует, если сверхпроводящая полоска перешла в нормальное состояние (здесь  $J$  – плотность тока,  $\rho$  – удельное сопротивление). Второе слагаемое соответствует изменению температуры вследствие теплопроводности (здесь  $k$  – коэффициент теплопроводности, в данном моделировании  $k=6 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$  для NbN,  $dx$  – приращение координаты). Последнее слагаемое описывает потери тепла в подложку, на которую напылена сверхпроводящая полоска (здесь  $\alpha$  – коэффициент теплопроводности между сверхпроводником и подложкой, в нашем моделировании  $\alpha=8 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ ;  $d$  – толщина сверхпроводящей полоски, в рассматриваемом случае  $d=5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ;  $T_{\text{sub}}$  – температура подложки, в данной модели она равна температуре окружающей среды, а именно  $T_{\text{sub}}=2 \text{ К}$ ).

Уравнение (3) описывает изменение тока через сверхпроводящую полоску и является прямым решением первого и второго уравнений Кирхгофа для рассматриваемой схемы (врезка на рисунке 4). Здесь  $L$  – индуктивность рассматриваемой сверхпроводящей полоски, она подсчитывается исходя из геометрических параметров полоски и известной индуктивности одного квадрата  $L_{\square}=10^{-10} \text{ Гн/}\square$ ;  $dI$  – изменение тока через сверхпроводящую полоску;  $I$  – ток через сверхпроводящую полоску в данный момент времени;  $R_n$  – сопротивление нормального домена подсчитываемое исходя из сопротивления на квадрат;  $I_p$  – ток смещения (в рассматриваемых случаях он равен

90% от критического тока  $I_p = 0.9I_c$ ;  $Z$  – сопротивление коаксиальной линии равное  $Z = 50$  Ом. В итоге уравнение (3) описывает изменение тока, исходя из параметра сопротивления нормального домена, который, в свою очередь, зависит от значения плотности тока через сверхпроводящую полосу. С помощью данной системы можно описать эволюцию нормального домена и изменение тока, что позволит получить импульс напряжения.

Для решения описанной системы уравнений был применен численный метод на основе явной разностной схемы. На рисунке 4 показаны расчетные зависимости шунтирующих сопротивлений для полосок различной ширины от 0.5 до 3 мкм. Величина шунтирующего сопротивления, необходимого для самопроизвольного восстановления сверхпроводимости, уменьшается с ростом ширины сверхпроводящей полоски и увеличивается с ростом ее длины. В работе [24] представлено подробное сравнение с экспериментально подобранными шунтирующими резисторами для сверхпроводящих полосок различной длины и ширины.

На рисунке 5 представлены осциллограммы импульсов фотооткликов (после усиления 40 дБ в полосе 0.1 МГц – 1 ГГц) для образцов шириной 1 мкм в форме прямой полоски «мост» длиной  $L = 10$  мкм, а также в форме спирали диаметром  $D = 20$  мкм. Увеличение длительности заднего фронта импульса для спирали связано с увеличением кинетической индуктивности длинной полоски.

Чтобы показать, что полученные импульсы фотооткликов действительно являются однофотонными, была проанализирована статистика фотоотсчетов в зависимости от интенсивности потока фотонов, падающего на сверхпроводящую полосу. В режиме однофотонного счета скорость счета фотонов  $R$  должна быть пропорциональна потоку фотонов  $R_{ph}$ :  $R \propto R_{ph}$ . Для многофотонного детектирования  $R \propto R_{ph}^n$ , где  $n$  – количество одновременно поглощаемых фотонов, дающих один фотоотсчет. Такое поведение следует из распределения Пуассона потока падающих фо-

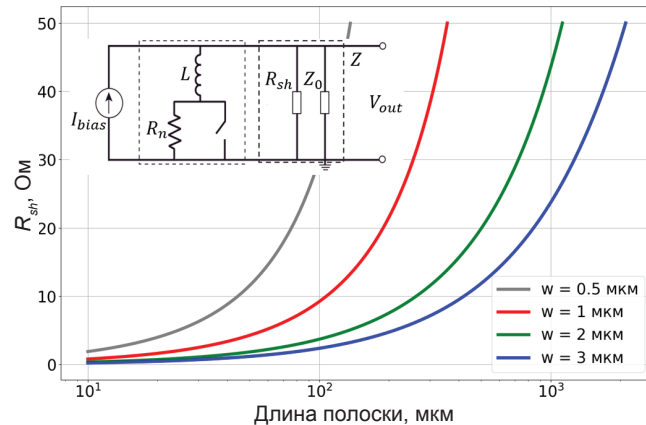


Рис. 4. Зависимость максимальной величины шунтирующего сопротивления, обеспечивающего самопроизвольное остывание нормального домена после поглощения фотона, от длины волны сверхпроводящей полоски для разных ширины. На врезке: принципиальная электрическая схема SSPD с шунтирующим сопротивлением  $R_{sh}$ .

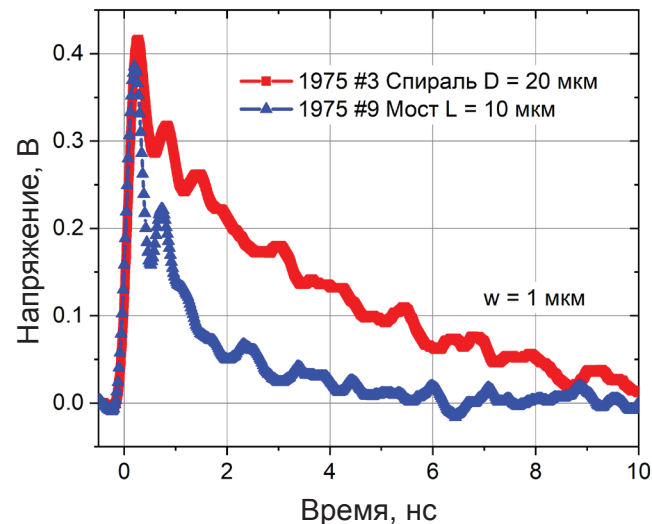


Рис. 5. Осциллограммы импульсов фотооткликов после усиления для прямой полоски («мост») длиной 10 мкм и спирали диаметром 20 мкм. Ширина полоски 1 мкм в обоих случаях.

тонов. В сильно ослабленном лазерном луче вероятность  $p$  наличия заданного количества фотонов  $n$  в заданном постоянном временном интервале должна быть распределена в соответствии с формулой:

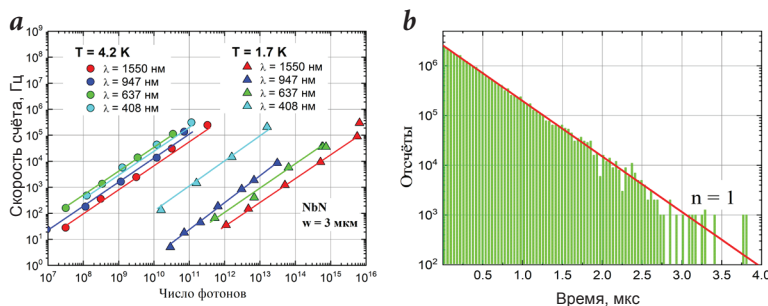
$$p \propto \langle m \rangle \exp(-\langle m \rangle) / n!, \quad (4)$$

где  $\langle m \rangle$  – среднее число фотонов в рассматриваемом временном слоте. Вероятность  $p$  обнаружения одного фотона пропорциональна среднему числу фотонов  $\langle m \rangle$ , вероятность обнаружения двухфотонного процесса пропорциональна  $\langle m \rangle^2$  и т. д. Измеренная зависимость скорости счета от числа фотонов пропорциональна среднему числу фотонов в импульсе (рис. 6а), что подтверждает однофотонность отклика. Кроме того, мы проанализировали статистику распределения интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами (inter-arrival time distribution). Для это-

го с помощью цифрового осциллографа записывалась осциллограмма в достаточно большом временном окне (~1 мкс) после чего обрабатывалась на компьютере. На *рисунке 6b* представлен результат обработки для образца шириной 5 мкм: линейный спад вероятности от длительности интервала также подтверждает однофотонность отклика.

### Анализ механизма отклика и сравнение с моделью

Типичная зависимость фотоотсчетов от тока для прямой NbN полоски шириной 1 мкм в диапазоне длин волн 400 нм – 1 550 нм показана на *рисунке 7a*. Для наглядности, для каждой длины волны число фотоотсчетов в секунду – CPS (count per second) – нормировано на максимальное число фотоотсчетов в секунду  $CPS_{max}$ . На данной зависимости можно выделить два режима детектирования, соответствующие различным физическим механизмам возникновения отсчета после поглощения фотона. Флуктуационный режим, при котором резистивное состояние возникает с помощью термически активированного зарождения вихря вблизи края пленки и его последующего проникновения в пленку. При данном режиме флуктуационный вход вихря в полосу обеспечивает резкий рост квантовой эффективности с увеличением силы тока. При детерминистическом режиме резистивное состояние возникает за счет индуцированного током входа вихря в область с подавленной сверхпроводимостью (горячее пятно). В этом режиме все точки вдоль ширины полоски участвуют в детектировании. С формальной точки зрения, за начало детерминистического режима можно принять ток  $I_{det}^{max}$ , соответствующий максимальной производной числа фотоотсчетов CPS по току  $d(CPS)/dI_{bias}$ . На *рисунке 7a* токи  $I_{det}^{max}$  обозначены стрелками для каждой длины волны. При токе выше  $I_{det}^{max}$  эффективность детектирования перестает зависеть от тока смещения и выходит на «плато» – режим насыщения. Для практического применения детектора желательно, чтобы область насыщения была как можно длиннее.



**Рис. 6.** а – Зависимость скорости счета фотонов от числа падающих фотонов в импульсе лазера для полоски шириной 3 мкм; б – статистика распределения интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами для полоски шириной 5 мкм, также доказывающая однофотонный отклик.

Следует отметить, что насыщение квантовой эффективности в области больших токов более отчетливо проявляется для образцов, изготовленных из более тонких NbN пленок, которые характеризуются большими значениями  $R_s^{20}$ , меньшим отношением  $R_s^{300}/R_s^{20}$  и меньшим значением температуры сверхпроводящего перехода [24, 28]. Эти результаты хорошо согласуются с аналогичными данными, полученными для детекторов SNSPD с шириной полоски около 100 нм – тенденция к насыщению токовой зависимости квантовой эффективности присуща сверхпроводниковым пленкам с большей разупорядоченностью [29, 30]. Насыщение квантовой эффективности продемонстрировано на всех пленках вплоть до длины волны 1 мкм. Для пленок с  $R_s = 450$  Ом детерминистический режим начинается при токе детектирования  $0.8 I/I_{dep}$ . Для пленок с  $R_s$  выше 630 Ом ток детектирования составляет  $0.3\text{--}0.4 I/I_{dep}$  и почти не зависит от ширины полоски и энергии фотона.

Согласно вихревому механизму детектирования [8, 10] для широких полосок, начало детерминистического режима определяется величиной плотности тока. Это означает, что возможность регистрации фотона зависит только от степени близости плотности тока к плотности тока распаривания, размера горячего пятна и степени подавления параметра порядка в нем. Этот эффект особенно выражен для MoSi: на *рисунке 7b* показаны нормированные фотоотсчеты для образцов с ширинами 1–5 мкм. Токи образцов нормированы на токи распаривания при температуре  $T = 1.7$  К. Сильный разброс для длины волны 1 550 нм связан с отсутствием выраженного насыщения числа фотоотсчетов при приближении к критическому току, что не позволяло аккуратно выполнить нормировку.

Для количественного сравнения энергетических зависимостей токов детектирования с расчетами, приведенными в [10], был применен подход, описанный в [24]: величина  $I_{det}^{max}/I_{det}$  определялась из токовых зависимо-

стей числа фотоотсчетов как максимум производной  $d(CPS)/d(I_{bias}/I_{dep})$ . Экспериментальные зависимости тока детектирования от энергии фотона для разных ширинок полосок представлены на рисунках 8a для нитрида ниобия NbN и 8b для силицида молибдена MoSi. Для сравнения экспериментальных результатов с теоретической работой [10] энергия фотона нормировалась на величину  $E_0 \xi_c^2 d$  (где  $E_0 = 4N(0)(\kappa_B T_c)^2$ ,  $N(0)$  – плотность состояний в нормальном металле на уровне Ферми,  $\xi_c^2 = \hbar D / \kappa_B T_c$ ,  $d$  – толщина пленки). Пунктирными линиями представлены зависимости в соответствии с формулой (12) из работы [8]. Из графиков видно, что отношение  $I_{det}^{max}/I_{dep}$  в коротковолновом диапазоне длин волн для нанометровых мостов ( $w \approx 0.1$  мкм) меньше, чем для микронных ( $w = 1-3$  мкм), что соответствует меньшему току детектирования, при котором начинается детерминистический режим на узких мостах ( $w \approx 0.1$  мкм). При одинаковой близости к току распаривания с «широкими» мостами для «узких» мостов характерно более длинное «плато» детерминистического режима на зависимости  $CPS(I_{bias})$ .

Расхождение между экспериментальными результатами и теоретическим расчетом объясняется тем, что аналитические выражения были получены в модельном предположении, что после поглощения фотона возникает четкое нормальное пятно с хорошо определенным радиусом и вне этого пятна сверхпроводимость не подавляется. В реальности же пятно «размытое»: есть как нормальная область, так и область с не до конца подавленной сверхпроводимостью по краю пятна, и на частичное подавление сверхпроводимости в этой области тоже тратится часть энергии фотона. Для получения нормального пятна с радиусом  $R_{NS}$  нужно больше энергии, чем дается уравнением (37) из [10] (при заданной энергии возникает пятно с меньшим  $R_{NS}$ ).

Интересно отметить, что для детектора на основе NbN зависимости для широких и узких полосок качественно сходны, тогда как для MoSi де-

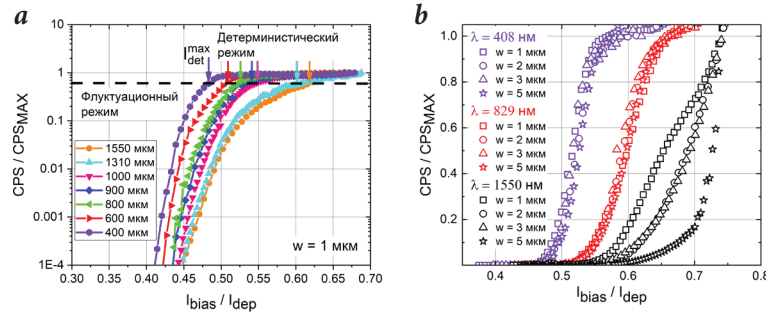


Рис. 7. а – Типичные зависимости нормированных скоростей счета фотонов  $CPS/CPS_{max}$  от тока для различных длин волн для NbN полоски шириной 1 мкм; б – нормированные зависимости  $CPS/CPS_{max}$  для полосок различной ширины для образцов из пленки  $MoSi_{1-x}$ . На длинах волн 408 нм и 829 нм ток, на котором появляются фотоотсчеты, зависит от энергии фотона и практически не зависит от ширины полоски.

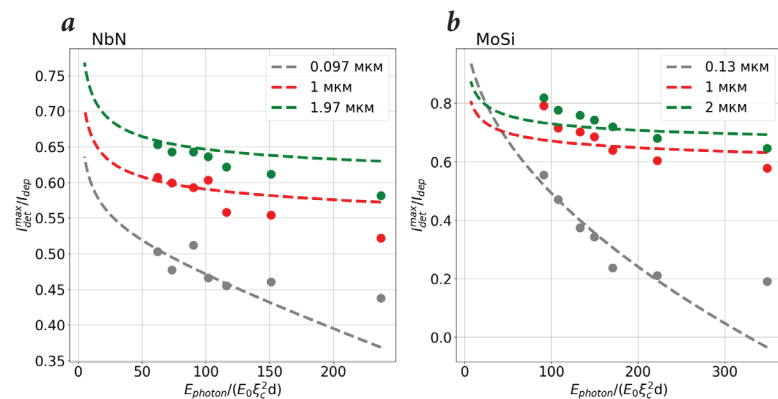


Рис. 8. Зависимость тока детектирования от энергии фотона: а – для образца из пленки NbN, б – для образца из пленки MoSi. Точки – экспериментальные результаты, пунктирная кривая – расчеты, проведенные в соответствии с работой [8].

тектора они различны. Этот результат может свидетельствовать о схожем механизме детектирования в широких и узких NbN полосках, то есть об образовании локализованного горячего пятна с шириной меньшей ширины полоски и вихревом механизме образования резистивного состояния. В поддержку этого свидетельствуют и результаты исследования влияния магнитного поля на эффективность детектирования, полученные в работе [31]. Действительно, дополнительным экспериментальным подтверждением вихревого механизма является исследования фотоотсчетов в слабых магнитных полях, которое заключается в наблюдении «кросс-тока» и было продемонстрировано для нанометровых NbN плоскостей [31]. Данный эффект заключается в том, что с ростом магнитного поля число отсчетов при малых токах детектора увеличивается, а на больших токах (близких к критическому току), наоборот, падает, и хорошо виден «кросс-ток»  $I_{cross}$ , на котором число фотоотсчетов не зависит от поля. В рамках модели [10, 31] такое поведение объясняется локальным увеличением плотности тока у одного края полоски и уменьшением у другого. В результате в случае малых токов (меньше тока детектирования  $I_{det}$ ) это приводит к увеличению в магнитном поле той доли сечения полоски, где плот-

ность тока выше тока детектирования, а в случае больших токов, наоборот, приводит к уменьшению доли сечения с увеличением силы тока выше тока детектирования. Наличие «кросс-тока» было продемонстрировано на микронных MoSi полосках, и он отсутствовал на субмикронных полосках этого материала. Подробные результаты исследования в слабых магнитных полях приведены в [32].

### Детекторы большой площади

Детекторы большой площади были изготовлены из пленок NbN на сапфировых подложках. Для увеличения коэффициента поглощения в пленке и приближения внутренней квантовой эффективности к 100% детектор был интегрирован с оптическим резонатором на подложке и с четвертьволновым диэлектрическим просветляющим покрытием сверху.

Оптический четвертьволновый резонатор состоял из золотого зеркала толщиной 70 нм, изготовленного методом электронно-лучевого испарения, и четвертьволнового слоя диэлектрика  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 160 нм, полученного методом плазмо-химического осаждения из газовой фазы. Толщина последнего выбиралась так, чтобы увеличить эффективность детектора на длине волны 1 550 нм. На диэлектрик была напылена пленка NbN методом реактивного магнетронного распыления ниобия в атмосфере аргона и азота.

В работах [33, 34] было показано, что в сверхпроводящих полосках в форме меандра линии тока сгущаются в поворотах меандра, где и достигается критическая плотность тока, препятствуя дальнейшему приближению к току распаривания. Также в работе [33] была представлена оптимальная геометрия поворота сверхпроводящей полоски, минимизирующая сгущение линий тока. Однако при изготовлении меандров с высоким фактором заполнения не всегда удается реализовать оптимальную геометрию поворотов, поэтому нами было выполнено исследование зависимости плотности тока от фактора заполнения для меандров с шириной полоски 0.3 мкм. Для факторов заполнения в диапазоне 20% – 40% какой-либо яркой зависимости критического тока от фактора заполнения не наблюдалось. Поэтому для прототипов детекторов большой площади для практического применения мы использовали фактор заполнения не более 35%.

На рисунке 9а представлены зависимости эффективностей детектирования для образца площадью  $20 \times 20$  мкм<sup>2</sup> (ширина полоски 0.74 мкм, фактор заполнения 0.37), пакетированного с многомодовым оптоволоком, а также скорости темнового счета. Эффективность детектирования измерялась как отношения числа фотоотсчетов к числу фотонов на входе в оптоволоконно (последнее определялось из мощности излу-

чения и степени его ослабления оптическими аттенуаторами). Наибольшая эффективность детектирования около 30% достигалась на длине волны 1 310 нм, что обусловлено близостью к максимуму оптического резонатора. Низкая эффективность детектирования в диапазоне 400–900 нм связана с деструктивной интерференцией в резонаторе (рис. 9б). В то же время низкая эффективность на длине волны 1 550 нм (около 4%) связана с резким падением внутренней эффективности детектирования с ростом длины волны, что особенно ярко проявляется с увеличением ширины сверхпроводящей полоски. На рисунке 9с представлена гистограмма распределения эффективностей образцов на длине волны 1 310 нм, изготовленных из одной пленки в рамках одного технологического процесса.

В работе [24] было выполнено измерение временного джиттера детекторов большой площади. В зависимости от размеров образца и тока джиттер изменялся в диапазоне 50–200 пс.

Детектор размером 50 мкм х 50 мкм с шириной полоски 0.4 мкм, пакетированный с многомодовым оптоволоком, был использован в нашей работе [35] для получения изображения одним пикселем методом “compressed imaging”. Этот метод, в отличие от традиционного сканирования всего раstra изображения по строкам и столбцам, использует пространственную модуляцию света, поступающего на однопиксельный приемник, и позволяет получить значительный выигрыш во времени построения изображения.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 10.

Свет от объекта исследования (трафарет в виде креста) отражается пространственным модулятором, представляющим собой матрицу микрозеркал, управляемых компьютером. Зеркала могут изменять угол наклона относительно плоскости падения излучения, тем самым перенаправляя излучение либо на параболическую линзу, которая, в свою очередь, направляет

излучение в оптический каплер, соединенный с многомодовым волокном и микрополосковым сверхпроводниковым детектором SMSPD (superconducting microstrip single photon detector), либо отражая излучение в сторону. Для построения изображения с помощью SMSPD регистрируется поток фотонов от серии случайных пространственных «паттернов», задаваемых модулятором (то есть шаблонов темных и светлых пикселей либо пропускающих свет от объекта исследования, либо нет). Далее, на основании информации о том, как выглядел каждый конкретный «паттерн» и каким был соответствующий ему поток фотонов, с помощью математических алгоритмов восстанавливается исходное изображение.

В блоке системы регистрации и контроля (рис. 10) приведено полученное изображение креста. Однофотонный детектор большой площади, интегрированный с многомодовым волокном, охлаждаемый до рабочей температуры 2–2.5 К в криорефрижераторе замкнутого цикла. Квантовая эффективность детектора составляла 18% на длине волны 1 550 нм при уровне темнового счета не более 1 000 отсчетов в секунду (значительная часть которых была обусловлена фоновой засветкой от комнаты). Благодаря более высокой эффективности сбора излучения из свободного пространства в многомодовое оптоволокно время построения изображения заметно сократилось по сравнению с использованием одномодового оптоволокна и обычного детектора SSPD. В работе [35] нами также было измерено мертвое время детектора напрямую, по зависимости эффективности детектирования от задержки после первого срабатывания детектора. Мертвое время составило 40 нс, что примерно в два раза больше оценки мертвого времени по спаду в  $e$  раз заднего фронта импульса фотоотклика.

## Заключение

В статье представлены результаты исследований, направленные на раз-

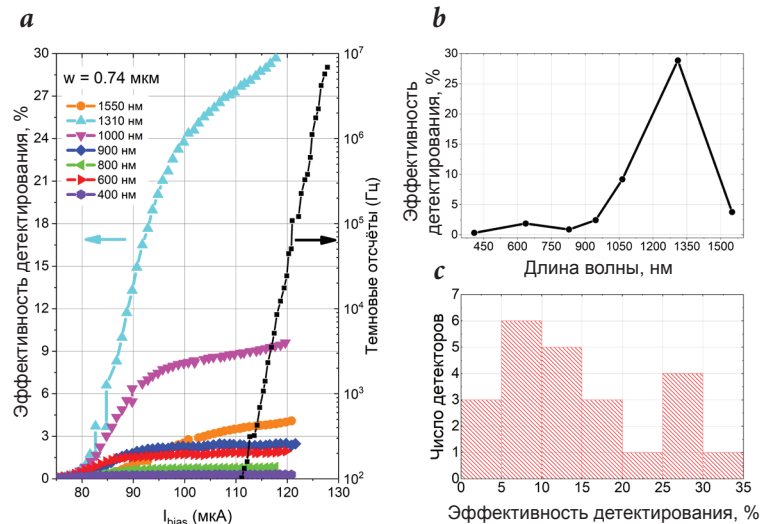


Рис. 9. а – Зависимости эффективности детектирования от тока смещения для образца площадью  $20 \times 20$  мкм<sup>2</sup> для различных длин волн и скорости темнового счета (черные квадраты); б – зависимость эффективности детектирования от длины волны; в – гистограмма квантовых эффективностей для образцов, изготовленных в одной партии из одной пленки. Значения квантовых эффективностей измерены при падающем свете с длиной волны 1 310 нм.

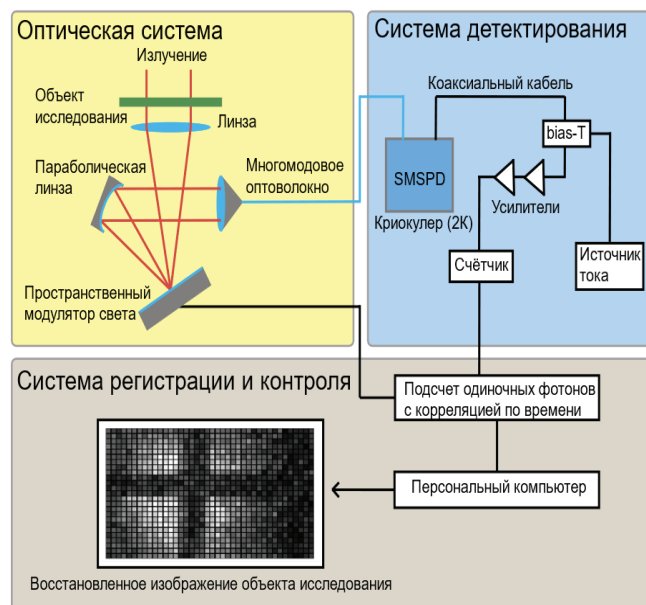


Рис. 10. Схема установки для построения изображения с помощью пространственного оптического модулятора и однопиксельного приемника, состоящей из трех основных блоков: 1 блок (желтый цвет) – оптическая система, 2 блок (синий цвет) – система детектирования, 3 блок (серый цвет) – система регистрации и контроля сигнала.

работку однофотонного сверхпроводящего детектора на основе полосок микронной ширины, согласованного с многомодовым волокном, который может быть применен для получения многопиксельного изображения с помощью оптического модулятора. Основные результаты получены в трех основных направлениях.

Разработана технология изготовления ультратонких сверхпроводящих поликристаллических пленок  $NbN$  и аморфных пленок  $MoSi_{1-x}$ . Для сверхпроводниковых

пленок NbN толщиной 3–6 нм с поверхностным сопротивлением 600–800 Ом/квадрат максимальное отношение критического тока к току распаривания Гинзбурга – Ландау  $I_c/I_{dep}$  составляет 0.7–0.8 и достигается при концентрации азота 21% и температуре подложки 400 °С в процессе напыления. Для аморфных пленок MoSi величина критического тока определяется стехиометрией пленки. Максимальный критический ток, составляющий 67–86% от величины теоретического тока распаривания, достигается в пленках  $\text{Mo}_{68}\text{Si}_{32}$ , осажденных на кремниевую подложку с подслоем  $\text{SiO}_2$ .

Исследован механизм отклика в сверхпроводящих полосках шириной 1–5 мкм. В диапазоне длин волн 400–1 550 нм зависимости фотоотчетов от тока хорошо согласуются с микроскопической моделью фотоотклика, основанной на решении модифицированного временного уравнения Гинзбурга – Ландау и уравнений теплопроводности для электронной и фононной температур. Это также подтверждается исследованием фотоотклика в аморфных пленках MoSi. Полученные результаты подтверждают вихревой механизм однофотонного отклика в сверхпроводящих полосках микронной ширины.

Разработан прототип детектора и продемонстрировано его практическое применение. Лабораторный

прототип сверхпроводящего микрополоскового детектора одиночных фотонов размером  $20 \times 20$  мкм<sup>2</sup> был пакетирован с многомодовым оптическим волокном. Максимальная эффективность детектирования составила 30% на длине волны 1 310 нм и 18% на длине волны 1 550 нм, мертвое время составило 40 нс. Продемонстрирована работа детектора как однопиксельного приемника для построения изображения.

Микрополосковый сверхпроводящий детектор также может использоваться для регистрации света, фокусируемого непосредственно из свободного пространства без использования оптических волокон. Это, в частности, востребовано в квантовой криптографии с передачей ключа в свободном пространстве, а также для исследования однофотонной флуоресценции в биомедицинских приложениях.

## Литература

1. G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **79**(6), 705. DOI: 10.1063/1.1388868.
2. A.D. Semenov *Supercond. Sci. Technol.*, 2021, **34**(5), 054002. DOI: 10.1088/1361-6668/abef7d.
3. A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, A.A. Korneev *Physica C: Superconductivity*, 2001, **351**(4), 349. DOI: 10.1016/S0921-4534(00)01637-3.
4. A. Semenov, A. Engel, H.W. Hubers, K. Il'in, M. Siegel *Eur. Phys. J. B*, 2005, **47**, 495. DOI: 10.1140/epjb/e2005-00351-8.
5. L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, C.D. Batista, V.G. Kogan *Physical Review B*, 2011, **83**(14), 1. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.144526.
6. L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, V.G. Kogan *Phys. Rev. B*, 2012, **85**(1), 014505. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.014505.
7. I.E. Zadeh, J. Chang, J.W.N. Los, S. Gyger, A.W. Elshaari, S. Steinhauer, S.N. Dorenbos, V. Zwiller *Appl. Phys. Lett.*, 2021, **118**(19), 190502. DOI: 10.1063/5.0045990.
8. A.N. Zotova, D.Y. Vodolazov *Phys. Rev. B*, 2012, **85**(2), 024509. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.024509.
9. A.N. Zotova, D.Y. Vodolazov *Supercond. Sci. Technol.*, 2014, **27**(12), 125001. DOI: 10.1088/0953-2048/27/12/125001.
10. D.Yu. Vodolazov *Phys. Rev. Applied*, 2017, **7**(3), 034014. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.034014.
11. Yu.P. Korneeva, D.Yu. Vodolazov, A.V. Semenov, I.N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk *Phys. Rev. Applied*, 2018, **9**(6), 064037. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.064037.
12. Yu. Korneeva, D. Vodolazov, I. Florya, N. Manova, Eu. Smirnov, A. Korneev, M. Mikhailov, G. Goltsman, T.M. Klapwijk *EPJ Web of Conferences*, 2018, **190**, 04010. DOI: 10.1051/epjconf/201819004010.
13. J. Chiles, S.M. Buckley, A. Lita, V.B. Verma, J. Allmaras, B. Korzh, M.D. Shaw, J.M. Shainline, R.P. Mirin, S.W. Nam *Appl. Phys. Lett.*, 2020, **116**(24), 242602. DOI: 10.1063/5.0006221.
14. I. Charaev, Y. Morimoto, A. Dane, A. Agarwal, M. Colangelo, K.K. Berggren *Appl. Phys. Lett.*, 2020, **116**(24), 242603. DOI: 10.1063/5.0005439.
15. G. Xu, W. Zhang, L. You, J. Xiong, X. Sun, H. Huang, X. Ou, Y. Pan, Ch. Lv, H. Li, Zh. Wang, X. Xie *Photon. Res.*, 2021, **9**(6), 958. DOI: 10.1364/PRJ.419514.
16. J.L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vuckovic *Nat. Photonics*, 2009, **3**(12), 687. DOI: 10.1038/nphoton.2009.229.
17. H.S. Zhong, H. Wang, Y.H. Deng, M.C. Chen, L.C. Peng, Y.H. Luo, J. Qin, D. Wu, X. Ding, Y. Hu, P. Hu, X.Y. Yang, W.J. Zhang, H. Li, Y. Li, X. Jiang, L. Gan, G. Yang, L. You, H. Wang, L. Li, N.L. Liu, C.Y. Lu, J.W. Pan *Science*, 2020, **370**(6523), 1460. DOI: 10.1126/science.abe8770.
18. R. Cheng, C.L. Zou, X. Guo, S. Wang, X. Han, H.X. Tang *Nat. Commun.*, 2019, **10**(1), 4104. DOI: 10.1038/s41467-019-12149-x.
19. M. Yabuno, Sh. Miyajima, Sh. Miki, H. Terai *Optics Express*, 2020, **28**(8), 12047. DOI: 10.1364/OE.38830.
20. F. Beutel, H. Gehring, M.A. Wolff, C. Schuck, W. Pernice *NPJ Quantum Inf.*, 2021, **7**(1), 40. DOI: 10.1038/s41534-021-00373-7.
21. J. Chiles, I. Charaev, R. Lasenby, M. Baryakhtar, J. Huang, A. Roshko, G. Burton, M. Colangelo, K.V. Tilburg, A. Arvanitaki, S.W. Nam, K.K. Berggren *Phys. Rev. Lett.*, 2022, **128**(23), 231802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.231802.
22. M. Häußler, R. Terhaar, M.A. Wolff, H. Gehring, F. Beutel, W. Hartmann, N. Walter, M. Tillmann, M. Ahangarianabhari, M. Wahl, T. Röhlicke, H. Rahn, W. Pernice, C. Schuck *Review of Scientific Instruments*, 2023, **94**(1), 013103. DOI: 10.1063/5.0114903.



## Images &amp; Tables

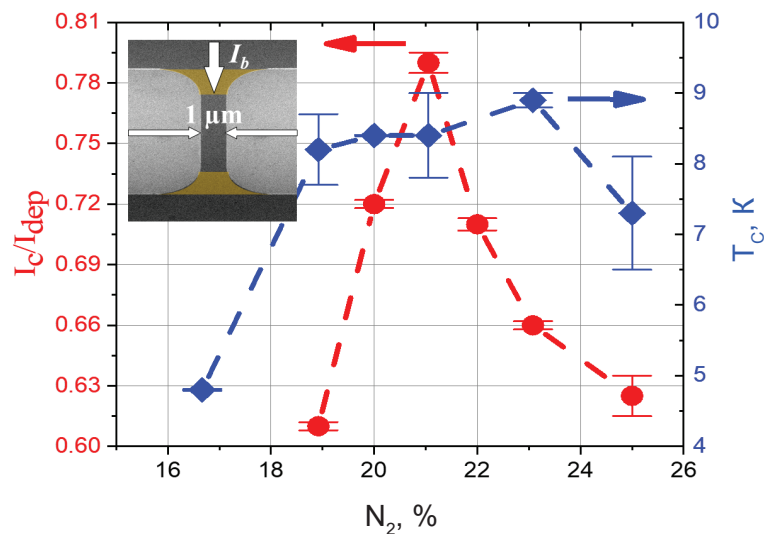


Fig. 1. Ratio of critical current to depairing current  $I_c/I_{dep}$  (red curve) and critical temperature  $T_c$  (blue curve) vs nitrogen  $N_2$  concentration. In the inset: SEM image of 1- $\mu$ m-wide superconducting strip.

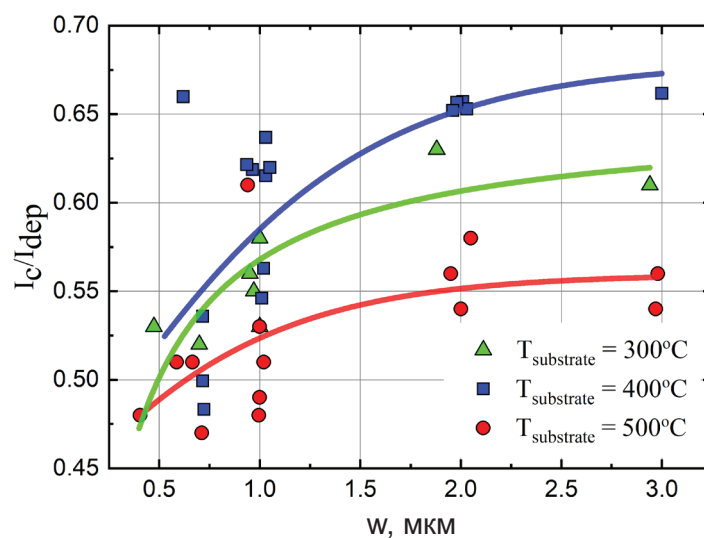


Fig. 2. Ratio of critical current to depairing current  $I_c/I_{dep}$  in superconducting NbN strips with widths in range 0.5–3  $\mu$ m fabricated from films deposited at temperatures  $T=300^\circ\text{C}$  (green triangles),  $T=400^\circ\text{C}$  (blue squares),  $T=500^\circ\text{C}$  (red circles).

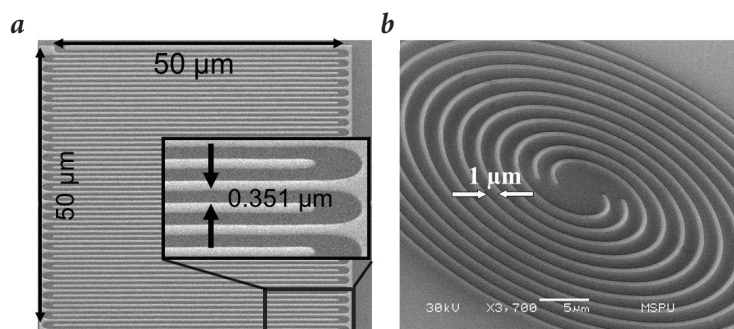


Fig. 3. SEM images of the devices under study: a – meander-shaped strip and b – double spiral.

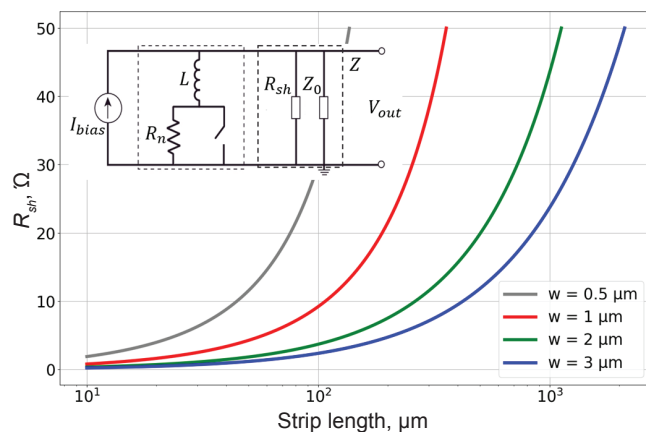


Fig. 4. Dependence of the maximum shunt resistor which enables spontaneous recovery of the superconductivity after photon absorption, on the length of superconducting strips of different widths.

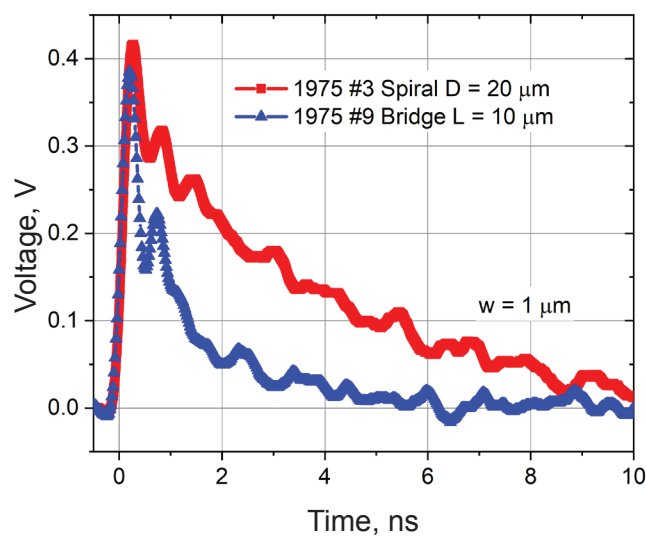


Fig. 5. Waveform transients of single-photon response (after amplification) of straight 10-μm-long strip (“bridge”) and spiral 20-μm diameter. Strip width is 1 μm in both cases.

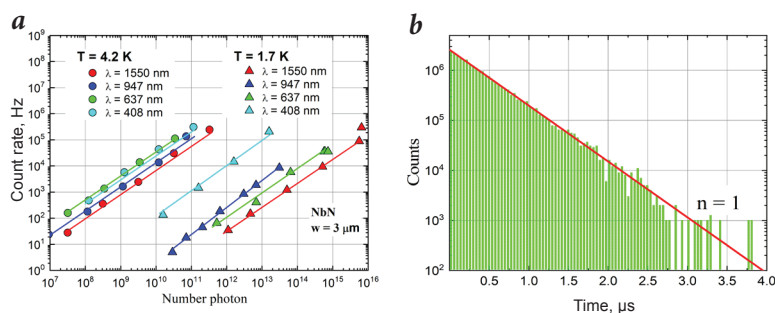


Fig. 6. a – Dependence of photon count rate on the number of incoming photons in a laser pulse for 3-μm-wide strip; b – statistics of inter-arrival time distribution for 5-μm-wide strip also proving single-photon response.

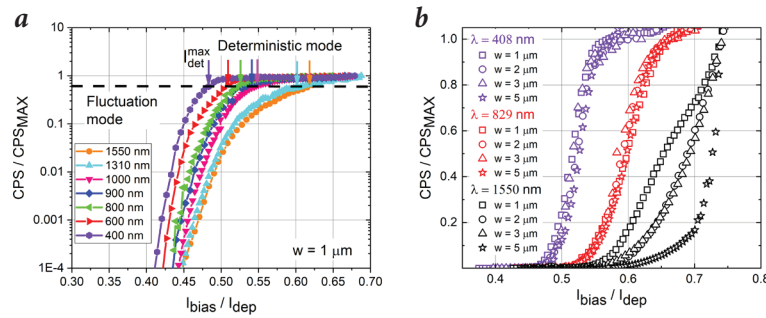


Fig. 7. a – Typical dependences of normalized photon count rates  $\text{CPS}/\text{CPS}_{\text{max}}$  on current for different wavelengths in 1- $\mu\text{m}$ -wide NbN strip; b – normalized dependences  $\text{CPS}/\text{CPS}_{\text{max}}$  for MoSi strips of different widths. At wavelengths 408 nm and 829 nm the current corresponding to the appearance of photoresponse does not depend on the strip width.

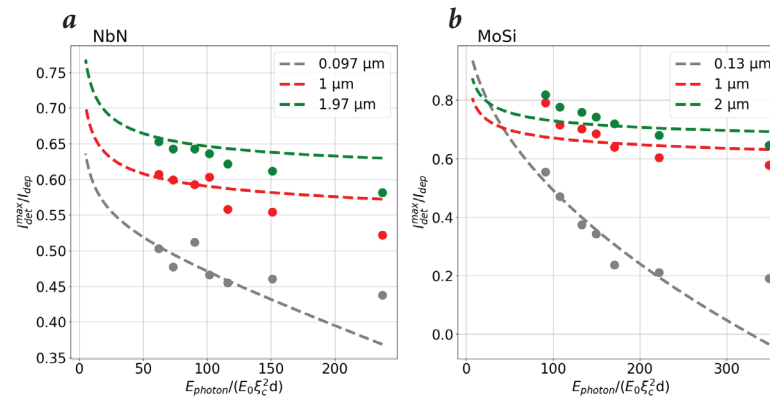


Fig. 8. Dependence of the detection current on the photon energy: a – for NbN sample, b – for MoSi sample. Dots are experimental results, dashed line is the numerical calculation according to [8].

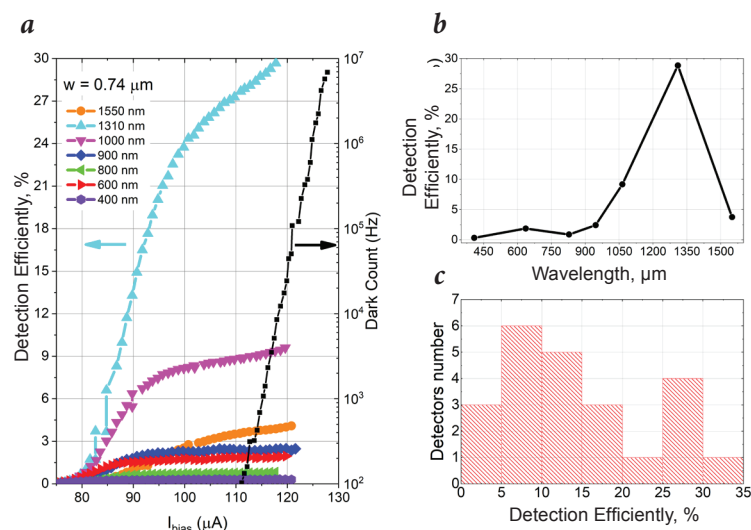
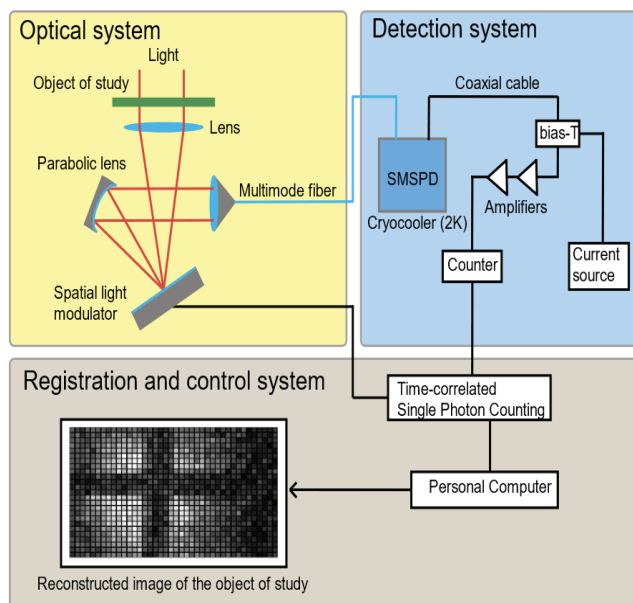


Fig. 9. a – Dependences of detection efficiency on bias current for the sample with the area of  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  for different wavelengths, and dependence on dark counts (black squares); b – dependence of the detection efficiency on the wavelength; c – histogram of the detection efficiency (at 1310 nm wavelength) distribution among the samples produced in a single fabrication run.



**Fig. 10.** A setup for compressed imaging with spatial modulator and single-pixel receiver. It consists of three main parts: (1) optical path (yellow), (2) detection system (blue), (3) registration and control (grey).

## References

1. G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **79**(6), 705. DOI: 10.1063/1.1388868.
2. A.D. Semenov *Supercond. Sci. Technol.*, 2021, **34**(5), 054002. DOI: 10.1088/1361-6668/abef7d.
3. A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, A.A. Korneev *Physica C: Superconductivity*, 2001, **351**(4), 349. DOI: 10.1016/S0921-4534(00)01637-3.
4. A. Semenov, A. Engel, H.W. Hubers, K. Il'in, M. Siegel *Eur. Phys. J. B*, 2005, **47**, 495. DOI: 10.1140/epjb/e2005-00351-8.
5. L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, C.D. Batista, V.G. Kogan *Physical Review B*, 2011, **83**(14), 1. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.144526.
6. L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, V.G. Kogan *Phys. Rev. B*, 2012, **85**(1), 014505. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.014505.
7. I.E. Zadeh, J. Chang, J.W.N. Los, S. Gyger, A.W. Elshaari, S. Steinhauer, S.N. Dorenbos, V. Zwiller *Appl. Phys. Lett.*, 2021, **118**(19), 190502. DOI: 10.1063/5.0045990.
8. A.N. Zotova, D.Y. Vodolazov *Phys. Rev. B*, 2012, **85**(2), 024509. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.024509.
9. A.N. Zotova, D.Y. Vodolazov *Supercond. Sci. Technol.*, 2014, **27**(12), 125001. DOI: 10.1088/0953-2048/27/12/125001.
10. D.Yu. Vodolazov *Phys. Rev. Applied*, 2017, **7**(3), 034014. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.034014.
11. Yu.P. Korneeva, D.Yu. Vodolazov, A.V. Semenov, I.N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk *Phys. Rev. Applied*, 2018, **9**(6), 064037. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.064037.
12. Yu. Korneeva, D. Vodolazov, I. Florya, N. Manova, Eu. Smirnov, A. Korneev, M. Mikhailov, G. Goltsman, T.M. Klapwijk *EPJ Web of Conferences*, 2018, **190**, 04010. DOI: 10.1051/epjconf/201819004010.
13. J. Chiles, S.M. Buckley, A. Lita, V.B. Verma, J. Allmaras, B. Korzh, M.D. Shaw, J.M. Shainline, R.P. Mirin, S.W. Nam *Appl. Phys. Lett.*, 2020, **116**(24), 242602. DOI: 10.1063/5.0006221.
14. I. Charaev, Y. Morimoto, A. Dane, A. Agarwal, M. Colangelo, K.K. Berggren *Appl. Phys. Lett.*, 2020, **116**(24), 242603. DOI: 10.1063/5.0005439.
15. G. Xu, W. Zhang, L. You, J. Xiong, X. Sun, H. Huang, X. Ou, Y. Pan, Ch. Lv, H. Li, Zh. Wang, X. Xie *Photon. Res.*, 2021, **9**(6), 958. DOI: 10.1364/PRJ.419514.
16. J.L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vuckovic *Nat. Photonics*, 2009, **3**(12), 687. DOI: 10.1038/nphoton.2009.229.
17. H.S. Zhong, H. Wang, Y.H. Deng, M.C. Chen, L.C. Peng, Y.H. Luo, J. Qin, D. Wu, X. Ding, Y. Hu, P. Hu, X.Y. Yang, W.J. Zhang, H. Li, Y. Li, X. Jiang, L. Gan, G. Yang, L. You, H. Wang, L. Li, N.L. Liu, C.Y. Lu, J.W. Pan *Science*, 2020, **370**(6523), 1460. DOI: 10.1126/science.abe8770.
18. R. Cheng, C.L. Zou, X. Guo, S. Wang, X. Han, H.X. Tang *Nat. Commun.*, 2019, **10**(1), 4104. DOI: 10.1038/s41467-019-12149-x.
19. M. Yabuno, Sh. Miyajima, Sh. Miki, H. Terai *Optics Express*, 2020, **28**(8), 12047. DOI: 10.1364/OE.38830.

20. F. Beutel, H. Gehring, M.A. Wolff, C. Schuck, W. Pernice  
*NPJ Quantum Inf.*, 2021, 7(1), 40.  
DOI: 10.1038/s41534-021-00373-7.
21. J. Chiles, I. Charaev, R. Lasenby, M. Baryakhtar, J. Huang, A. Roshko, G. Burton, M. Colangelo, K.V. Tilburg, A. Arvanitaki, S.W. Nam, K.K. Berggren  
*Phys. Rev. Lett.*, 2022, 128(23), 231802.  
DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.231802.
22. M. Häußler, R. Terhaar, M.A. Wolff, H. Gehring, F. Beutel, W. Hartmann, N. Walter, M. Tillmann, M. Ahangarianabhari, M. Wahl, T. Röhlicke, H. Rahn, W. Pernice, C. Schuck  
*Review of Scientific Instruments*, 2023, 94(1), 013103.  
DOI: 10.1063/5.0114903.
23. J.R. Clem, V.G. Kogan  
*Phys. Rev. B*, 2012, 86(17), 174521.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.86.174521.
24. Yu.P. Korneeva, N.N. Manova, M.A. Dryazgov, N.O. Simonov, Ph.I. Zolotov, A.A. Korneev  
*Supercond. Sci. Technol.*, 2021, 34(8), 084001.  
DOI: 10.1088/1361-6668/ac0950.
25. Yu.P. Korneeva, M.Yu. Mikhailov, Yu.P. Pershin, N.N. Manova, A.V. Divochiy, Yu.B. Vakhtomin, A.A. Korneev, K.V. Smirnov, A.G. Sivakov, A.Yu. Devizenko  
*Supercond. Sci. Technol.*, 2014, 27(9), 095012.  
DOI: 10.1088/0953-2048/27/9/095012.
26. J.K.W. Yang, A.J. Kerman, E.A. Dauler, V. Anant, K.M. Rosfjord, K.K. Berggren  
*IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2007, 17(2), 581.  
DOI: 10.1109/TASC.2007.898660.
27. M. Dryazgov, A. Semenov, N. Manova, Y. Korneeva, A. Korneev  
*J. Phys. Conf. Ser.*, 2020, 1695(1), 012195.  
DOI: 10.1088/1742-6596/1695/1/012195.
28. N.N. Manova, N.O. Simonov, Yu. P.Korneeva, A. A. Korneev  
*J. Phys.: Conf. Ser.*, 2020, 1695(1), 012116.  
DOI: 10.1088/1742-6596/1695/1/012116.
29. K. Smirnov, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin, P. Morozov, Ph. Zolotov, A. Antipov, V. Seleznev  
*Supercond. Sci. Technol.*, 2018, 31(3), 035011.  
DOI: 10.1088/1361-6668/aaa7aa.
30. Ph.I. Zolotov, A.V. Semenov, A.V. Divochiy, G.N. Goltsman, N.R. Romanov, T.M. Klapwijk  
*IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2021, 31(5), 1.  
DOI: 10.1109/TASC.2021.3061923.
31. D.Yu. Vodolazov, Yu.P. Korneeva, A.V. Semenov, A.A. Korneev, G.N. Goltsman  
*Phys. Rev. B*, 2015, 92(10), 104503.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.92.104503.
32. Yu.P. Korneeva, N.N. Manova, I.N. Florya, M.Yu. Mikhailov, O.V. Dobrovolskiy, A.A. Korneev, D.Yu. Vodolazov  
*Phys. Rev. Applied*, 2020, 13(2), 024011.  
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.024011.
33. J.R. Clem, K.K. Berggren  
*Phys. Rev.*, 2011, 84(17), 174510.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.84.174510.
34. D. Henrich, P. Reichensperger, M. Hofherr, J.M. Meckbach, K. Il'in, M. Siegel, A. Semenov, A. Zotova, D.Yu. Vodolazov  
*Phys. Rev. B*, 2012, 86(14), 144504.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.86.144504.
35. M. Shcherbatenko, M. Elezov, N. Manova, K. Sedykh, A. Korneev, Yu. Korneeva, M. Dryazgov, N. Simonov, A. Feimov, G. Goltsman, D. Sych  
*Appl. Phys. Lett.*, 2021, 118(18), 181103.  
DOI: 10.1063/5.0046049.