

Современные методы детектирования одиночных фотонов и их применение в квантовых коммуникациях

А.А.Козий, А.В.Лосев, В.В.Заводиленко, Ю.В.Курочкин, А.А.Горбачевич

Рассмотрены основные методы детектирования одиночных фотонов, используемые в квантовых коммуникациях, в том числе в технологии квантового распределения ключа (КРК). Представлено описание двух наиболее перспективных детекторов одиночных фотонов (ДОФ) – на основе сверхпроводящих нанопроволок и на основе однофотонного лавинного фотодиода. Приведены наиболее эффективные конструкции ДОФ и проанализированы плюсы и минусы каждой из них с точки зрения возможности применения в установке для КРК. Обсуждены также результаты работ различных научных групп, проводящих исследования по КРК, что позволило проследить тенденции мирового технологического развития данной отрасли за последние пять лет.

Ключевые слова: детектор одиночных фотонов, квантовое распределение ключа, сверхпроводящие нанопроволоки, однофотонный лавинный фотодиод.

1. Введение

Криптография – это наука о методах обеспечения конфиденциальности (невозможности прочтения информации посторонним), целостности данных (невозможности незаметного изменения информации), аутентификации (проверки подлинности авторства или иных свойств объекта), шифрования (кодировка данных) [1]. В классической криптографии для обеспечения защищенного общения между двумя пользователями применяются протоколы симметричного шифрования (простейший пример – одноразовый блокнот [2]) и асимметричного шифрования (алгоритм RSA [3, 4], протокол Диффи – Хеллмана [5, 6]). Защищенность данных криптосистем строится на определенных математических преобразованиях, которые могут совершать над сообщением два легитимных пользователя (Алиса и Боб). Однако в результате создания достаточно мощного квантового компьютера некоторые широко используемые криптосистемы (RSA, Диффи – Хеллмана и другие, основанные на факторизации составных чисел) будут взломаны за считанные секунды, а иные криптографи-

ческие протоколы значительно потеряют в своей защищенности.

Компанией Google в 2019 г. была предпринята попытка продемонстрировать «квантовое превосходство»: их прототип сверхпроводящего квантового компьютера смог решить задачу факторизации гораздо быстрее, чем классический компьютер [7]. В декабре 2020 г. было опубликовано сообщение о достижениях китайских ученых в области вычислений на фотонном квантовом компьютере – его прототип назвали Jiuzhang, и по заявленной скорости он превзошел квантовый компьютер Google в 10 млрд раз [8]. Основная проблема потери защищенности криптосистем связана с существованием реализуемых на квантовом компьютере алгоритмов Шора [9] и Гровера [10]. Более того, в данной области активно разрабатываются новые квантовые алгоритмы, алгоритмы машинного обучения, что может привести к еще большей потере защищенности существующих криптографических систем [11].

Защищенность квантовой криптографии обусловлена физической неопределенностью, которая возникает при измерении квантового объекта (фотона). В 1984 г. Беннетом и Брассардом был предложен первый протокол квантовой коммуникации BB84 (квантового распределения ключа – КРК) [12], с помощью которого появилась возможность реализовать значительно более защищенные системы симметричной криптографии, неуязвимые к потенциальным атакам как на квантовом, так и на классическом компьютере. В данном протоколе осуществлялась передача одиночных поляризованных в двух неортогональных базисах фотонов по открытой линии связи. В 1992 г. была проведена модификация этого протокола, его создателями были добавлены «обманные состояния», что позволило защититься от атаки с разделением числа фотонов и существенно повысило защищенность данной системы [13]. Существует также поляризационный метод кодирования, который используется при организации квантовых каналов через открытое пространство, и в настоящее время реализована связь с орбитальными спутниками [14]. Для оптоволоконных линий связи чаще при-

А.А.Козий, Ю.В.Курочкин. ООО «Курэйт», Россия, Московская обл., 143026 Одинцово, д. Сколково, ул. Новая, 100; Центр квантовых коммуникаций НТИ, Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4; e-mail: a.kozii@goqrates.com

А.В.Лосев. ООО «Курэйт», Россия, Московская обл., 143026 Одинцово, д. Сколково, ул. Новая, 100; Центр квантовых коммуникаций НТИ, Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4; Национальный исследовательский университет МИЭТ, Россия, 124498 Зеленоград, пл. Шокина, 1

В.В.Заводиленко. ООО «Курэйт», Россия, Московская обл., 143026 Одинцово, д. Сколково, ул. Новая, 100

А.А.Горбачевич. Национальный исследовательский университет МИЭТ, Россия, 124498 Зеленоград, пл. Шокина, 1; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 53

меняется фазовое кодирование с использованием интерферометров Маха – Цендера [15].

Все существующие системы квантовой криптографии проводят определенные операции (передача по оптоволоконным каналам, фазовая модуляция, изменение поляризации) над единичными квантовыми объектами – фотонами. В алгоритме возникает нетривиальная задача – непосредственное детектирование одиночного фотона. Более того, для эффективной работы системы КПК на детектор одиночных фотонов (ДОФ) накладываются определенные требования, в которых фигурируют такие параметры, как вероятность детектирования фотона (photon detection efficiency – PDE), скорость темного счета (dark count rate – DCR), максимальная частота детектирования, способность к различению числа фотонов в импульсе (photon number resolution – PNR), массогабаритные характеристики, стоимость. В зависимости от задачи, которую должна решать система КПК, будут доминировать те или иные параметры: например, для создания компактной системы КПК (подходящей для стандартной серверной стойки) основными параметрами являются отношение сигнал/шум и массогабаритные характеристики, для организации передачи ключа на дальние расстояния (более 100 км) – уровень шумов и вероятность детектирования фотона, для достижения максимальной скорости генерации ключа – максимальная частота детектирования.

В настоящее время наиболее широко используются ДОФ, созданные на основе сверхпроводящих нанопроволок (superconducting nanowire single photon detector – SNSPD) [16] и однофотонных лавинных фотодиодов (ОЛФД) [17]. Для того чтобы сделать вывод о том, для каких приложений (в том числе и для КПК) какой тип ДОФ использовать, в разд.2 и 3 проанализированы физические процессы, происходящие в SNSPD и ОЛФД соответственно, а также даны их типичные эксплуатационные параметры. В разд.4 сделан вывод об оптимальном использовании того или иного ДОФ для различных приложений.

2. ДОФ на основе сверхпроводящих нанопроволок

До того, как SNSPD был изобретен и достиг высоких характеристик, для детектирования однофотонного излучения применялись сверхпроводящие детекторы, в которых использовалось охлаждение некоторого чувствительного к однофотонному излучению элемента до субкельвинских температур: это сверхпроводящий туннельный переход (STJ) [18], сенсор граничного перехода (TES) [19] и детектор на основе кинетической индуктивности (KID) [20].

В 2001 г. группой Гольцмана был представлен однофотонный детектор для длины волны 810 нм, принцип работы которого основан на токовом смещении сверхпроводящих микромостиков из нитрида ниобия (NbN) [21]. В 2002 г. вместо микромостиков было предложено использовать меандровую структуру [22], а в 2003 г. данное устройство нашло свое первое коммерческое применение в области тестирования интегральных схем [23]. Продемонстрированный потенциал такого ДОФ сделал SNSPD лидером среди сверхпроводящих однофотонных детекторов. Основными преимуществами по сравнению с конкурентами оказались низкий уровень скорости темно-

вого счета и высокая вероятность детектирования фотона [24–27].

В настоящее время SNSPD является прибором, наиболее чувствительным к однофотонному излучению, и его конструкция подвергается многочисленным модификациям с целью достижения показателей эффективности, требуемых для конкретных задач. Наиболее распространенная структура SNSPD для применения в КПК выглядит следующим образом: достаточно тонкая (толщиной менее 10 нм) и узкая (шириной примерно 100 нм) нанопроволока, свернутая в меандр с диаметром активной области около 10 мкм и коэффициентом заполнения ~ 0.5 , выполнена на кремниевой подложке с выращенным диэлектрическим зеркалом. Система охлаждена до температур ниже критической температуры сверхпроводимости, $T < T_{crit}$, и по нанопроволоке течет ток I , меньший, чем критический ток I_{crit} , при котором теряется сверхпроводимость. В настоящее время механизм детектирования является еще не до конца изученным, и можно выделить две основные модели, для которых наблюдается хорошее совпадение теории с экспериментом.

При большой энергии фотона обычно применяется модель диффузии «горячего пятна» [28, 29]. При поглощении фотона нанопроволокой происходит разрушение куперовских пар с последующим образованием термически возбужденных квазичастиц. Это приводит к локальному повышению температуры в области поглощения – созданию горячего пятна (hotspot). В отличие от более простой модели горячего пятна [21], в модели, учитывающей диффузию, область пятна не обязательно должна терять сверхпроводящие свойства. За счет уменьшения общего числа куперовских пар для поддержания постоянного тока через нанопроволоку скорость передвижения оставшихся куперовских пар увеличивается. Если их скорость превышает некоторую критическую скорость v_{crit} , то они разрушаются, что в результате приводит к переходу нанопроволоки в нормальное (не сверхпроводящее) состояние.

При малой энергии фотона обычно применяется вихревая модель [28, 29]. В этой модели рассматриваются два механизма перехода нанопроволоки в нормальное состояние – благодаря единичному магнитному вихрю, рождающемуся на границе нанопроволоки, и благодаря паре вихрь – антивихрь, рождающейся в центре нанопроволоки.

В первом случае вследствие поглощения фотона образуется область нанопроволоки с повышенной температурой; при этом в данной области уменьшается пороговая энергия для входа магнитного вихря в нанопроволоку. Благодаря протекающему току образовавшийся вихрь охватывает нанопроволоку, что и приводит к разрушению ее сверхпроводящего состояния. В работе [30] было показано, что эффект входа единичного вихря может наблюдаться только при ширине нанопроволоки $w > 4.4\xi_L$, где ξ_L – длина когерентности куперовских пар (критерий Лихарева). Длина когерентности зависит от рассматриваемого материала: для Nb $\xi_L = 38$ нм, для NbN – 6.5 нм, для NbTiN – 170 нм, для WSi – 7 нм.

Рассмотрим второй сценарий. При поглощении фотона в горячем пятне образуется пара вихрь – антивихрь. Под действием силы Лоренца вихрь и антивихрь начинают движение в противоположных направлениях, пересекая нанопроволоку. При этом в случае разрушения пары вихрь – антивихрь происходит переход нанопроволоки в нормальное состояние.

При различных внутренних параметрах SNSPD (которые не могут быть изменены для собранного детектора), таких как материал, толщина, ширина и форма нанопроволоки, будут доминировать разные механизмы детектирования фотона. Тем не менее процессы, обусловленные данными механизмами, могут происходить и одновременно.

После того как нанопроволока перейдет в нормальное состояние, ее сопротивление становится ~ 1 кОм. Резкое изменение сопротивления приводит к возникновению переходных процессов со скачками выходного напряжения, что регистрируется управляющей электроникой. Кроме того, нанопроволока начинает нагреваться. Параллельно нанопроволоке включен резистор гашения с номинальным сопротивлением $Z_0 = 10 - 100$ Ом [31], который уменьшает протекающий через нанопроволоку ток после срабатывания детектора. При этом происходят два параллельных процесса релаксации: охлаждение нанопроволоки с восстановлением сверхпроводящих свойств и восстановление заданного тока смещения. В действительности восстановление сверхпроводимости происходит значительно быстрее, чем восстановление заданного тока смещения. Это связано с тем, что свернутая в меандр нанопроволока обладает большой кинетической индуктивностью L , и время восстановления можно приблизительно оценить как $\tau = L/Z_0$. Именно время восстановления тока смещения ограничивает предельную частоту детектирования SNSPD, поскольку в это «мертвое» время детектор нечувствителен к падающему излучению [24]. Для SNSPD характерное мертвое время $\tau \approx 10 - 100$ нс, что позволяет добиться максимальной частоты срабатывания детектора $\nu_{\max} \approx 10 - 100$ МГц (см. табл.1).

В SNSPD с пассивным гашением и восстановлением присутствует негативный эффект, получивший название «залипание» (latching), – нанопроволока детектора не переходит в сверхпроводящее состояние, а остается в резистивном состоянии [24]; при этом детектор не способен регистрировать излучение. Для данного эффекта наблюдается положительная обратная связь, и он не пропадает сам собой. Одна из причин его возникновения заключается в том, что ток через нанопроволоку восстанавливается раньше, чем она вновь становится сверхпроводящей. Такая проблема часто возникает, когда кинетическая индуктивность нанопроволоки низкая (например, она создана не в виде меандровой структуры, а в виде микромостика). В этом случае последовательно с нанопроволокой включают дополнительную индуктивность для предотвращения эффекта залипания [32]. Для выведения детектора из режима залипания необходимо принудительно понизить ток смещения. Эффект залипания не является свойством нанопроволоки, а обусловлен неправильно подобранной схемой токового смещения [31]. Для того чтобы полностью исключить залипание без применения сложных схем смещения, используют схемы с активным гашением – ток смещения оставляют постоянным, но он отключается, если выходное напряжение превышает порог срабатывания компаратора. Таким образом, после детектирования ток полностью обнуляется и снова возникает, когда температура нанопроволоки приближается к критической и нанопроволока переходит в сверхпроводящее состояние [33]. Основные механизмы работы SNSPD схематически представлены на рис.1.

Рассмотрим другие основные эксплуатационные параметры SNSPD, существенные при его использовании в системе КПК.

Важной характеристикой является временной джиттер δt . Этот параметр определяется распределением задержки времени детектирования относительно времени попадания фотона. За величину δt обычно принимается полная ширина на половине высоты (FWHM) данного распределения, и она определяет временное разрешение детектора. Форма распределения временного джиттера для SNSPD может быть аппроксимирована нормальным распределением, что достаточно удобно при создании теоретической модели детектора. Временной джиттер детектора сильно зависит от начального тока I_0 и от энергии фотона: чем выше энергия фотона и чем больше ток I_0 , тем меньше джиттер [35]. В настоящий момент рекордным значением джиттера можно считать 2.6 ± 0.2 и 4.3 ± 0.2 пс для фотонов видимого излучения и с длиной волны 1550 нм соответственно [36].

Шумовые характеристики для SNSPD определяются скоростью темнового счета (DCR), т.е. скоростью счета детектора в отсутствие полезного (поданного намеренно) возбуждающего светового излучения. Существует несколько причин темновых срабатываний детектора.

1. Внешняя засветка, связанная с рожденными в оптоволокну тепловыми фотонами, с прошедшими через оптоволокну внешними фотонами или даже высокоэнергетическими космическими частицами. Для борьбы с внешней засветкой применяют два основных подхода. Первый – это дополнительное охлаждение оптоволокну в одной из ступеней криокамеры до температур, значительно превышающих температуру сверхпроводимости $T_{\text{crit}} \approx 40$ К (рис.2,а) [37]. Такое охлаждение необходимо для того, чтобы исключить в оптоволокну резкий перепад температуры – с комнатной до температур жидкого гелия – и повысить ресурс системы. Кроме того, тепловые фотоны, родившиеся в оптоволокну, испытывают большое поглощение. Это используется следующим образом: оптоволокну определенной длины смотано внутри одной из ступеней криокамеры и охлаждается до температуры 40 К, чтобы увеличить долю поглощенных фотонов и уменьшить вероятность рождения новых фотонов. Отметим, что при низких температурах наиболее вероятно рождение длинноволновых фотонов, к которым детектор не чувствителен.

Второй подход заключается в создании полосовых фильтров – на чипе со сверхпроводящими нанопроволоками, в виде отдельных охлаждаемых сборок для многомодового оптоволокну или на конце оптоволокну. В работе [38] был создан фильтр на чипе, состоящий из 32 слоев Si (толщина варьировалась от 54 до 432 нм) и SiO₂ (толщиной от 137 до 308 нм), напыленных с обратной стороны подложки (рис.2,б). В результате удалось получить полосу пропускания фильтра 1550 ± 25 нм при коэффициенте пропускания 88% и общей вероятности детектирования фотона PDE $\approx 56\%$ при DCR ≈ 1 Гц.

В работе [39] удалось достичь полосы пропускания 1550 ± 12.5 нм (с коэффициентом пропускания около 80%) за счет использования комбинации двух охлажденных до 40 К фильтров (рис.2,в). Фильтр 1 представлял собой коммерчески доступный полосовой фильтр 1550 нм (#87822, Edmund), однако его недостатком является то, что при $\lambda > 2000$ нм он обладает достаточно хорошим коэффициентом пропускания фотонов. Фильтр 2 был соз-

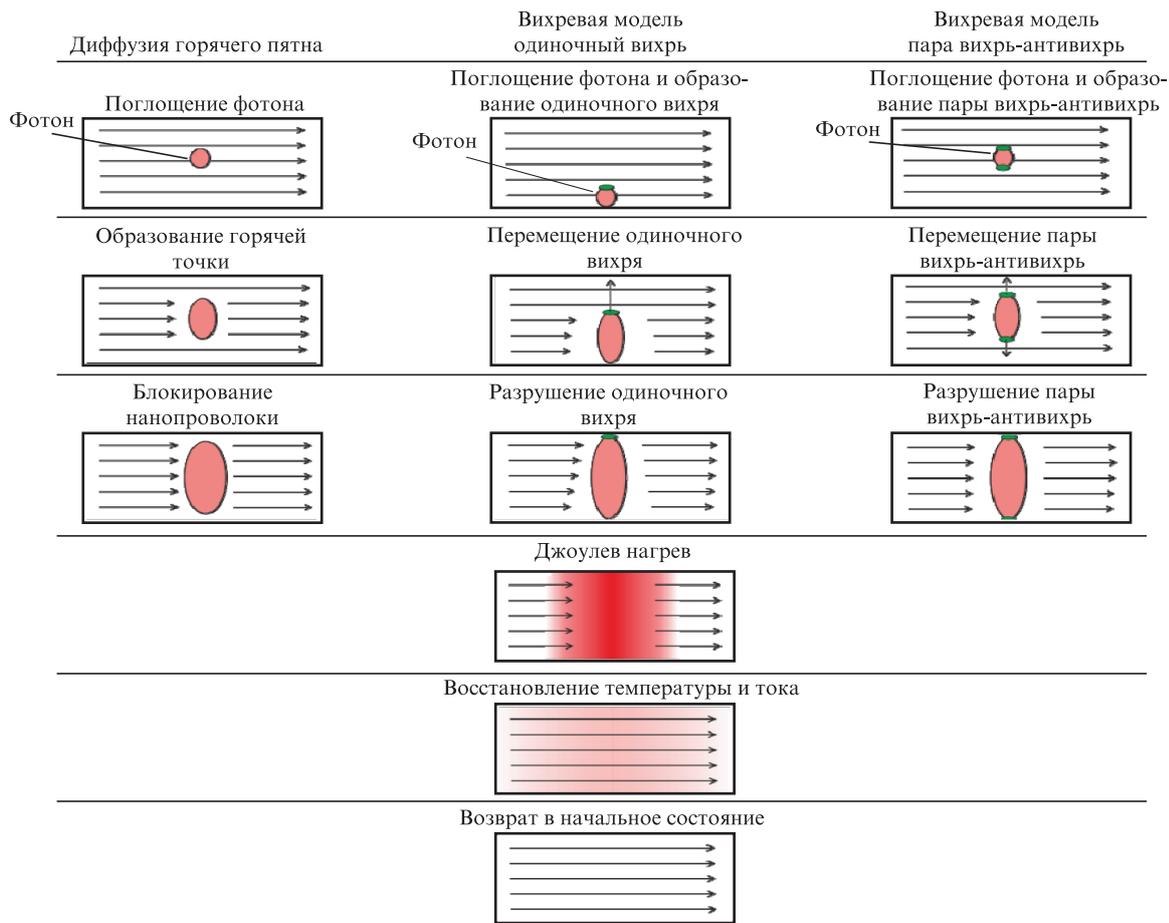


Рис.1. Основные механизмы работы SNSPD (схематическое представление цикла детектирования [24, 34]).

дан авторами [39] как фильтр низких частот, чтобы устранить недостатки первого фильтра. В результате использования системы из двух фильтров удалось получить $PDE \approx 51\%$ при $DCR \approx 100$ Гц и увеличить отношение сигнал/шум по сравнению с детектором без модуля фильтрации в 160 раз.

Авторами [37] был создан фильтр на самом оптоволоконке (рис.2,з), состоящий из 13 слоев SiO_2 (толщина варьировалась от 264 до 530 нм) и TiO_2 (толщиной 176 нм), и достигнута полоса пропускания 1560 ± 20 нм; при этом вероятность детектирования фотона упала всего на 3% (с 83%), а значение DCR уменьшилось на 13 дБ (вплоть до 0.5 Гц).

2. Шум электроники. Нестабильный источник тока может приводить к тому, что ток будет испытывать осцилляции. При достаточно высоком среднем значении смещения (например, $I \approx 0.8 I_{crit}$) будут происходить кратковременные превышения критического тока, что приведет к потере нанопроволокой состояния сверхпроводимости и ложному срабатыванию. Осцилляции тока могут быть порождены импульсными преобразователями напряжения или внешними электромагнитными наводками. Для того чтобы избавиться от шумов электроники, необходимо использовать более качественные источники питания, добавлять в электрическую схему дополнительные фильтры, изолировать детектор от потенциальных источников помех [40].

3. Внутренний шум. Обусловлен механизмами, схожими с механизмами детектирования фотонов с низкой

энергией, – из-за образования одиночных магнитных вихрей или пар вихрь – антивихрь. В отличие от поглощенного фотона, который вызывает достаточно сильный локальный нагрев нанопроволоки, термические флуктуации обладают значительно меньшими энергиями. Тем не менее это приводит к уменьшению потенциального барьера для входа одиночного вихря, благодаря чему он может туннелировать в нанопроволоку. Аналогично понижается и энергия потенциального барьера для рождения пары вихрь – антивихрь. Внутренний шум является лимитирующей частью DCR , поскольку полностью устранить термические флуктуации невозможно, в отличие от шума электроники и внешней засветки [29]. Так, значительно минимизировав вклады двух указанных частей DCR , удалось достичь темнового счета $DCR \approx 10^{-4}$ Гц [41].

Вероятность детектирования фотона PDE определяется как вероятность того, что попадающий на детектор одиночный фотон будет зарегистрирован. При этом необходимо различать внутреннюю (η_{dde}) и общую (η_{sde}) вероятности детектирования. Для пояснения различий между этими параметрами введем следующие вероятности событий: η_{coupl} определяет вероятность попадания фотона на чувствительную область детектора (возможные препятствующие факторы – отражения и рассеяния в области соединения оптоволоконка и чувствительной области SNSPD); η_{abs} определяет вероятность поглощения фотона материалом нанопроволоки; η_{reg} – вероятность того, что в случае поглощения фотона образуется устойчивое горя-

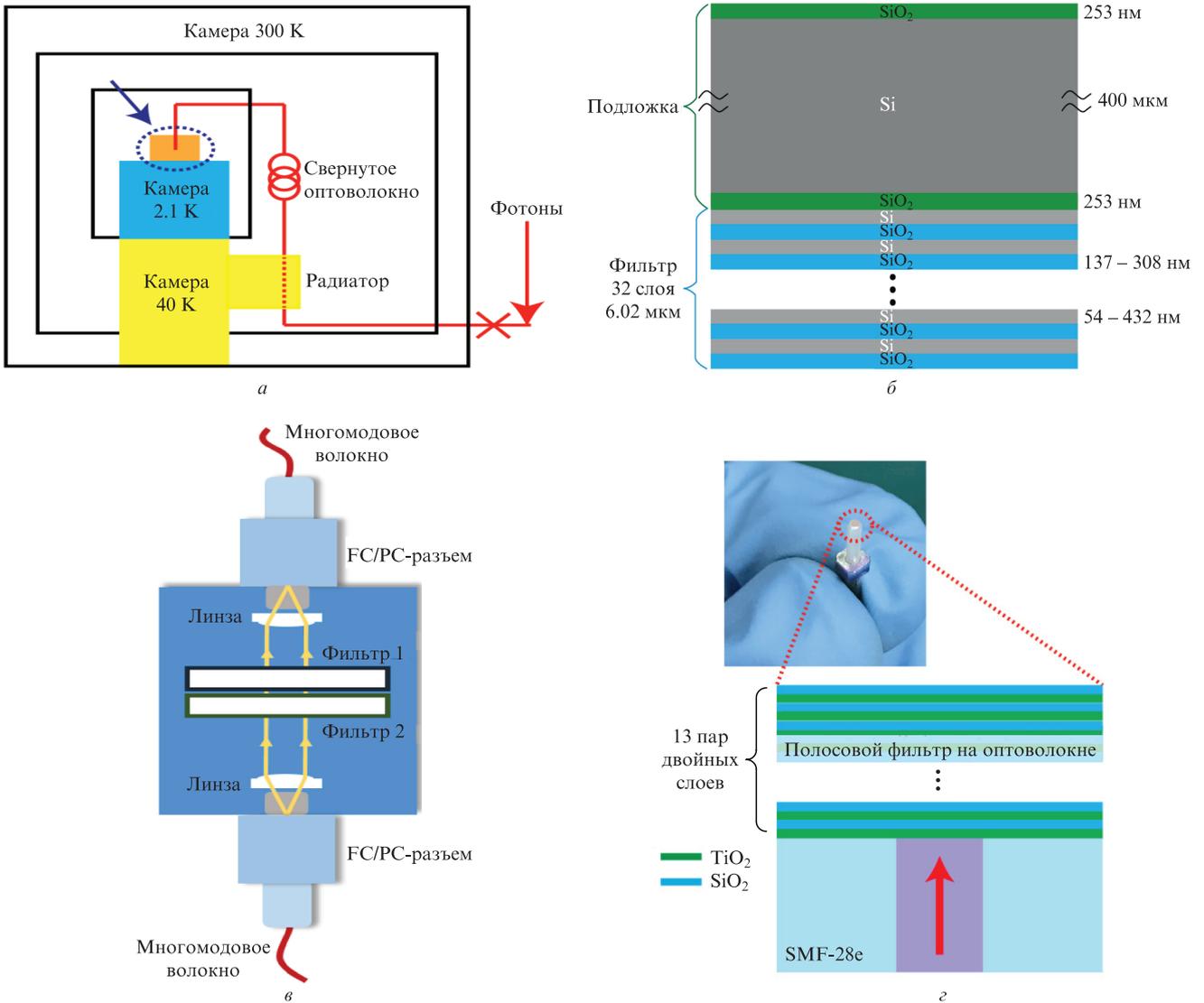


Рис.2. Принципиальная схема криокамеры SNSPD [37] (а), а также полосовые фильтры для SNSPD с длиной волны $\lambda = 1550$ нм на чипе со сверхпроводящими нанопроволоками [38] (б), в виде отдельных охлаждаемых сборок для многомодового оптоволокна [39] (в) и на конце оптоволокна [37] (г).

чее пятно и управляющей электроникой будет зарегистрирован отклик. Таким образом, η_{dde} и η_{sde} можно определить как [24]

$$\begin{cases} \eta_{dde} = \eta_{abs}\eta_{reg}, \\ \eta_{sde} = \eta_{coupl}\eta_{abs}\eta_{reg}. \end{cases} \quad (1)$$

В SNSPD отсутствуют корреляции между срабатываниями детектора в произвольный момент времени и предыдущими срабатываниями, т. е. детектор не обладает эффектом послеимпульса. Это свойство дает SNSPD значительное преимущество перед полупроводниковыми детекторами, в которых данный эффект присутствует: во-первых, темновой счет в сверхпроводящих детекторах не зависит от интенсивности падающего излучения; во-вторых, можно рассматривать процессы детектирования как марковские процессы, что значительно упрощает обработку экспериментальных данных [42]. Однако, например, в работе [43] было показано, что при определенных условиях SNSPD все же обладает эффектом послеимпульса. Это не связано с происходящими физическими процессами в самой нанопроволоке, а порождено процесса-

ми переотражения выходного сигнала в ВЧ тракте усилителей. Таким образом, эффект послеимпульса в SNSPD может наблюдаться, но он является следствием некачественной управляющей электроники и не обусловлен физическими процессами, протекающими в самом детектирующем элементе.

На рис.3 приведены схемы наиболее перспективных в настоящий момент конструкций SNSPD – это однопиксельные и многопиксельные устройства, созданные с использованием однослойных либо многослойных нанопроволок.

Классической топологией нанопроволоки на подложке является меандр (рис.3.а). Существенный недостаток меандровой структуры – чувствительность детектора к поляризации фотона. Из-за геометрических параметров меандра (типичная ширина нанопроволоки составляет 80 нм, период меандра – 160 нм, плотность заполнения – около 50% для 1550 нм [44]) он может рассматриваться как дифракционная решетка. Таким образом, например, для фотонов с горизонтальной поляризацией вероятность отразиться от такой структуры больше, чем для фотонов с вертикальной поляризацией. Некоторые детекто-

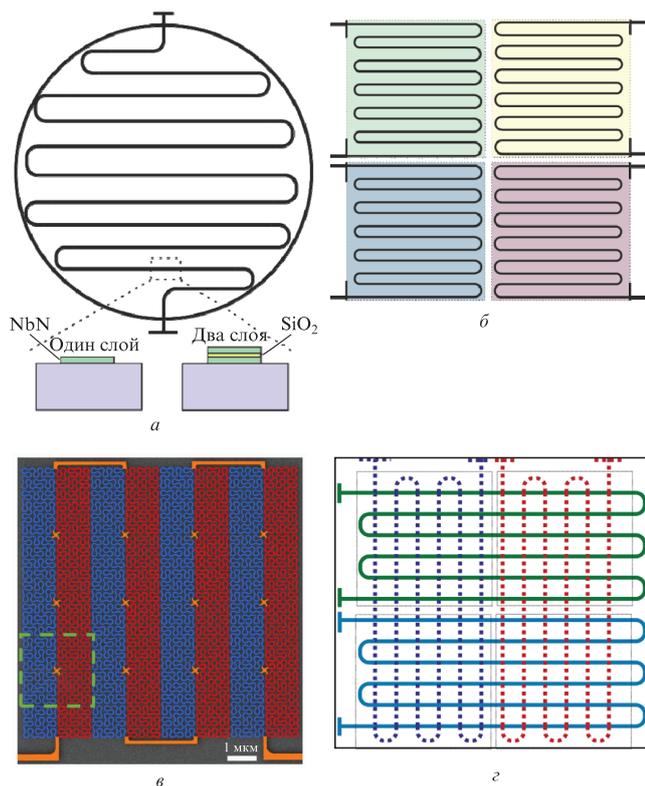


Рис.3. Схематическое изображение структур SNSPD: однопиксельная меандровая структура, которая может быть выполнена как с однослойными, так и с двухслойными нанопроволоками (а); многопиксельная меандровая структура (б); однопиксельная структура фрактального типа [45] (в); многопиксельная структура с использованием двухслойных нанопроволок (г).

ры разрабатываются таким образом, чтобы максимизировать поляризационную чувствительность [46], однако для применения в КПК эта зависимость является нежелательной. Для того чтобы избавиться от данного эффекта, разрабатываются топологии фрактального типа (рис.3,в) [45, 47], однако такие детекторы все еще являются лабораторными образцами.

В системе КПК могут применяться как однопиксельные, так и многопиксельные (рис.3,б) SNSPD. Однопиксельные устройства обладают значительно более низким уровнем шума (менее 1 Гц [37]). Однако их предельная частота срабатываний в несколько раз ниже, чем у многопиксельных детекторов. Это связано с тем, что достаточно сложная управляющая электроника позволяет управлять одними пикселями независимо от других. Так, если предельные скорости счета для однопиксельных детекторов составляют около 100 МГц, то для многопиксельных детекторов они могут превышать 1 ГГц. В работе [48] был продемонстрирован 16-пиксельный SNSPD, который обладает предельной скоростью счета 1.5 ГГц.

Преимуществом двухслойных SNSPD (см. рис.3,а) перед однослойными является повышенная вероятность поглощения фотона η_{abs} . Так, для материала NbN оптимальная толщина нанопроволоки составляет около 6 – 7 нм (см. табл.1). Именно при данной толщине в случае поглощения фотона вероятность его регистрации η_{reg} максимальна. Однако при этом вероятность поглощения фотона η_{abs} значительно отличается от 1 (~ 0.9) даже с использованием системы оптических резонаторов и зеркал. Двухслойные нанопроволоки позволяют добиться веро-

ятности поглощения фотона, близкой к единице, при этом вероятность регистрации остается на прежнем уровне. Основной сложностью при производстве двухслойной структуры является создание двух нанопроволок с идентичными свойствами. Более того, была предпринята попытка создания SNSPD с трехслойной структурой нанопроволоки, однако из-за описанной проблемы характеристики такого детектора были значительно хуже, чем у двухслойных структур [44].

Принцип работы многопиксельного детектора с двухслойной нанопроволокой (рис.3,г) позволил значительно упростить управляющую электронику для подобных SNSPD. В данной системе верхний и нижний слои состоят из N меандров, которые могут быть расположены как параллельно, так и перпендикулярно друг другу. Управление осуществляется для $2N$ меандров, вместо N^2 , как было бы в архитектуре с однослойными SNSPD. Как следствие, уже для системы с 3×3 пикселями наблюдается выигрыш в простоте управления детектором. При поглощении фотона, например, одной из верхних нанопроволок происходит замыкание одной из нижних нанопроволок. Таким образом, в случае их перпендикулярного расположения можно точно определить позицию фотона. Недостатком этой системы является относительно однослойных многопиксельных SNSPD является значительно меньшая максимальная частота срабатываний, которая пропорциональна N , а не N^2 . Так, для 16-пиксельного детектора с подобной архитектурой удастся получить максимальную скорость счета около 400 МГц [49].

Для увеличения вероятности поглощения фотона η_{abs} было разработано большое число схем. Некоторые из них, имеющие наилучшие параметры поглощения фотонов, представлены на рис.4: это диэлектрический оптический резонатор [50, 51], диэлектрическое (или металлическое) зеркало [52, 44], оптические 3D- и 2D-микрорезонаторы [53, 54].

В случае структуры с оптическим резонатором нанопроволока выращивается на материале SiO_2 , а сверху покрывается слоем SiO. Пара материалов SiO_2/SiO позволяет достаточно долго удерживать фотон в нанопроволоке и значительно увеличить длину его среднего пробега в ней [50, 51].

Диэлектрическое зеркало для фотонов с $\lambda = 1550$ нм обычно создается с помощью послойного напыления материалов $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$. В работах [44, 52] использовалось зеркало, состоящее из 13 слоев, толщина которых составляла четверть длины волны излучения. Так, для фотонов с длиной волны 850 нм толщина SiO_2 равна 145 нм, а Ta_2O_5 – 104 нм [52]. Использование зеркала также повышает вероятность абсорбции фотона η_{abs} .

В работе [55] было проведено теоретическое сравнение данных структур посредством численного моделирования. Показано, что вероятность поглощения фотона выше в структуре с диэлектрическим зеркалом, однако такая структура эффективна только для фотонов с отклонением от длины волны излучения, определяемой конструкцией структуры, в ± 100 нм. В случае, если для принимаемых фотонов возможен достаточно большой разброс по длине волны (± 250 нм), структура диэлектрического резонатора оказывается предпочтительной.

Структура на рис.4,в представляет собой улучшенную структуру оптического резонатора, приведенного на рис.4,а. В этом случае каждая линия нанопроволоки ме-

андра помещена в собственный оптический резонатор, выполненный из силесквиоксана водорода (обозначен HSQ на рисунке), ширина которого определяется шириной самой нанопроволоки. Вследствие дополнительного пространственного ограничения фотоны испытывают переотражения не только в вертикальной плоскости, как это происходит в структурах на рис.4,*a* и *б*, но и в горизонтальной плоскости. Основное преимущество данной структуры состоит в том, что можно значительно уменьшить коэффициент заполнения меандра без потери в вероятности поглощения фотона. Это приведет к пропорциональному уменьшению кинетической индуктивности и DCR, в отличие от обычного SNSPD с коэффициентом заполнения около 50%. Так, в работе [53] были представлены результаты расчета такой структуры для фотонов с $\lambda = 1550$ нм и было показано, что SNSPD с подобными 3D-микроростами имеет оптимальный параметр шага $P = 732$ нм, что соответствует коэффициенту заполнения всего 10.9%.

Структура, показанная на рис.4,*г*, является одним из примеров реализации SNSPD на чипе. В этом случае не возникает проблемы с оптимизацией вероятности фотона попасть на чувствительную область $\eta_{\text{сочр}}$, поскольку оптическое излучение подводится по интегрированному волноводу. Основная проблема подобных планарных 2D-структур – низкая вероятность поглощения фотона η_{abs} относительно объемных структур. В работе [54] удалось достичь $\text{PDE} > 60\%$ путем создания сложной геометрии 2D-микроростов, состоящей из большого числа отверстий, размер и расположение которых были оптимизированы для длины волны $\lambda \approx 1550$ нм. Данная структура обладала большой спектральной чувствительностью с $\text{FWHM} \approx 5$ нм, что является одновременно и преимуществом, и недостатком: встроенная в активный элемент фильтрация фотонов с длиной волны, отличающейся от заданной, позволяет практически полностью исключить детектирование фотонов засветки, однако производство структуры с требуемыми спектральными характеристиками сопряжено с высокой технологической сложностью (поскольку необходимо соблюдать высокую точность создания большого количества элементов с линейными размерами порядка 100 нм). Так, в работе [54] пик спектральной чувствительности пришелся на длину волны $\lambda = 1542$ нм, в то время как на $\lambda = 1550$ нм эффективность поглощения была уже примерно в 10 раз ниже.

В 2017 г. Водолазов предсказал, что в схеме SNSPD чувствительным элементом не обязательно должна быть нанопроволока шириной ~ 100 нм, а могут использоваться микроросты шириной более 1 мкм [56]. В этом случае необходимо подавать ток смещения, достаточно близкий к току, при котором происходит разрушение куперовских пар. В 2018 г. Корнеевой с соавторами удалось создать подобный детектор, в котором вместо свернутой в меандр нанопроволоки использовался мостик микрометровой ширины [25]. Детектор с чувствительным элементом микрометровой ширины получил название SMSPD – сверхпроводящий микроросточный детектор одиночных фотонов. В 2019 г. Мановой и др. был создан детектор с вероятностью детектирования фотона около 30% [57]. В 2020 г. Чайлису [32] и независимо от него Чараеву [58] удалось создать SMSPD для фотонов с $\lambda = 1550$ нм и наблюдать эффект насыщения PDE с увеличением тока смещения. В 2021 г. авторами [59] сообщалось о создании SMSPD с $\text{PDE} \approx 92.2\%$ и $\text{DCR} \approx 200$ Гц

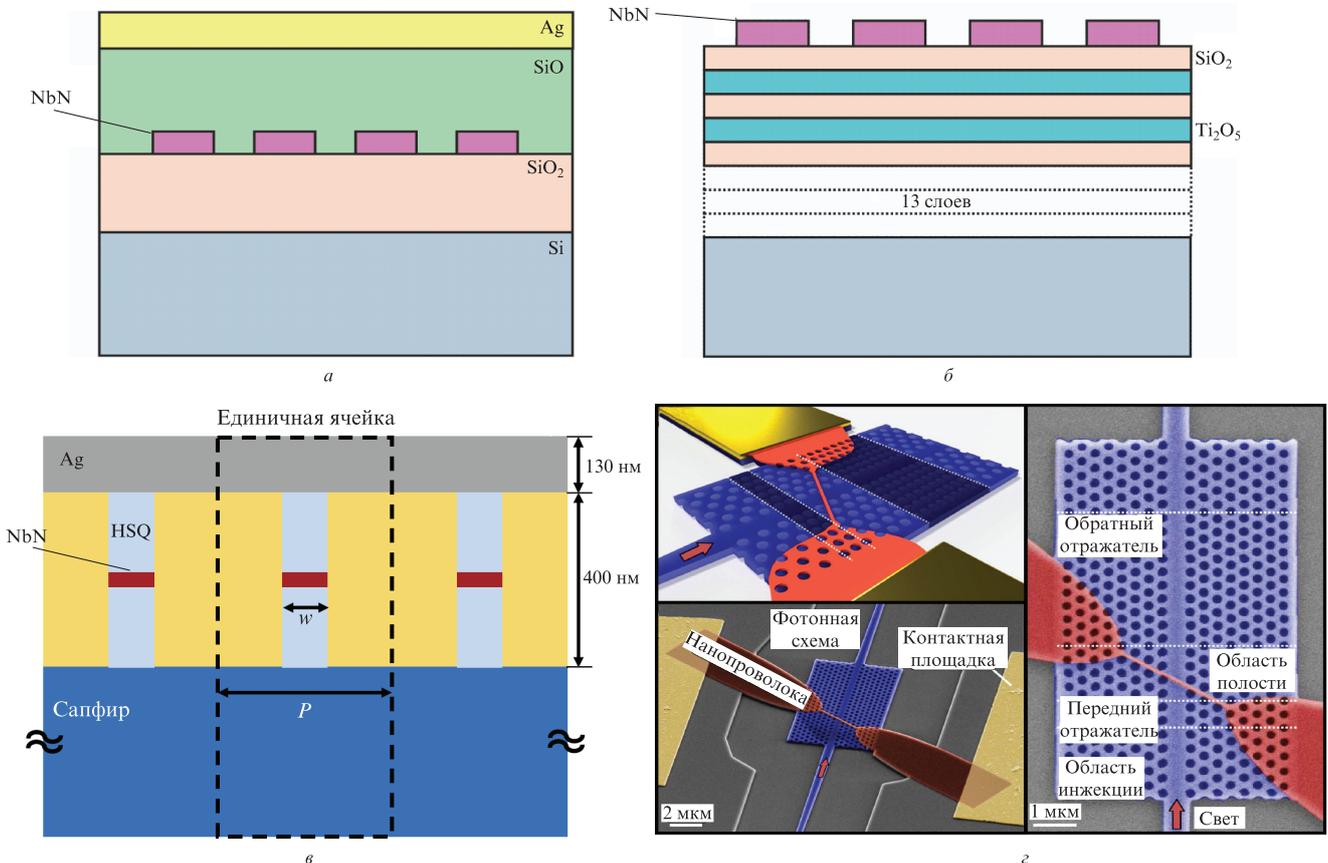


Рис.4. Структуры, разработанные для повышения вероятности поглощения фотона: диэлектрический оптический резонатор [50, 51] (а), диэлектрическое зеркало [52, 44] (б), оптические 3D-микроросты [53] (в), оптические 2D-микроросты [54] (г).

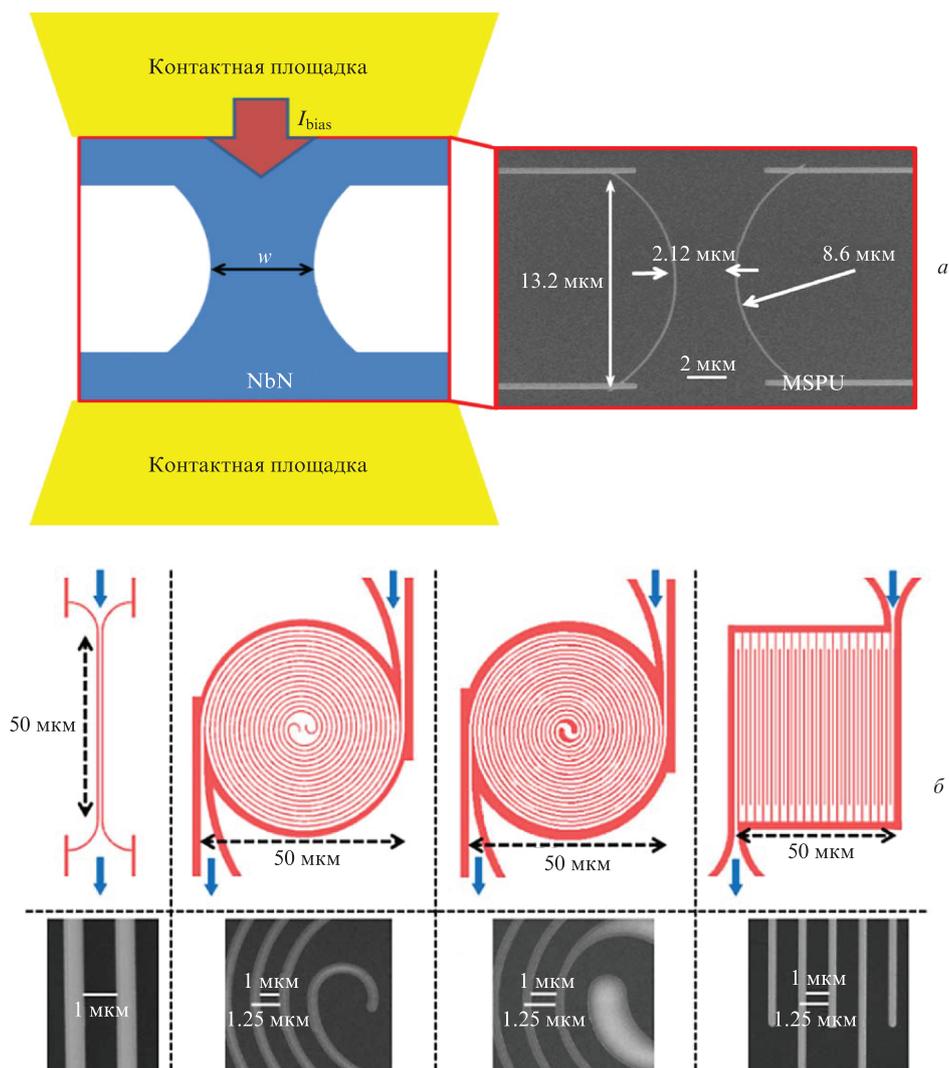


Рис.5. Структуры активных элементов SMSPD: микромостик [25] (а), микромостик, спираль и меандр [59] (б).

для $\lambda = 1550$ нм, что приблизило по параметрам данный тип детектора к лучшим экземплярам SNSPD.

Микропроволочный детектор SMSPD обладает следующими преимуществами перед SNSPD.

1. Для создания SMSPD можно использовать фотолитографическую установку вместо установки электронно-лучевой литографии, необходимой для создания SNSPD. Это связано с меньшими требованиями к точности размеров создаваемых элементов. Фотолитография как технологический процесс является более стабильным и производительным, чем электронно-лучевая литография, что позволит существенно снизить расходы на создание одного чувствительного элемента детектора, добиться повторяемости, а также сделает возможным создание многопиксельных детекторов с приблизительно одинаковыми параметрами чувствительности отдельно взятых пикселей.

2. В конструкции SMSPD для приложения КПК можно использовать микромостиковую топологию, однако при этом необходимо использовать также «линзирование» выходящего из оптоволокна излучения для образования пучка с диаметром, равным ширине микропроволоки. Применение микромостика позволит значительно уменьшить кинетическую индуктивность детектора по сравнению с меандровой топологией и, соответственно,

уменьшить мертвое время детектора вплоть до сотен пикосекунд. В этом случае лимитирующим фактором будет мощность охлаждающей системы. Эффект залипания также будет оказывать более сильное влияние. Подобное уменьшение мертвого времени позволит значительно увеличить скорость генерации секретного ключа в установке КПК при использовании данного типа детекторов. Если предположить, что удастся создать SMSPD с мертвым временем $\tau = 100$ пс, то его предельная скорость счета составит 10 ГГц, что потребует значительного усовершенствования существующих устройств КПК для максимально эффективного использования ДОФ.

На рис.5 представлены структуры SMSPD, где активным элементом является микромостик из работы [25] либо микромостик, спираль и меандр из работы [59].

Поскольку устройство SMSPD впервые было создано только в 2018 г., данная технология является еще не до конца отработанной, однако очень перспективной за счет значительного упрощения технологического процесса производства относительно производства нанопроволок SNSPD. Таким образом, можно ожидать, что в ближайшие несколько лет появятся образцы SMSPD, которые по своим характеристикам превзойдут SNSPD-детекторы.

Табл. 1. Характеристики SNSPD и SMSPD (отмечены *) по данным обзора [34] и актуальным данным ($\lambda = 1310\text{--}1550$ нм).

Материал	Толщина (нм)	η_{side} (%)	DCR (Гц)	Джиттер (пс)	τ (нс)	Ссылки
NbN	7		10^2	68–110	32	2017 [60]
	7	90–92	10^1	79	48.5	2017 [61]
	5–6			14.2		2017 [62]
	5.8*	~20*	10^*			2018 [25]
	7	80	0.5			2018 [37]
	7	94				2018 [63]
	7				2.7–4.6	2018 [64]
	6.5	70	10^2	176	5.6	2018 [65]
	7	85	10^{-1}			2018 [37]
	5	68	200			2019 [66]
	6	98	100	66	42	2020 [44]
		94–99.5		15–26	33	2020 [67]
	7*	92.2*	200*	48*		2021 [59]
NbTiN	9	86		10.91		2017 [68]
	5	77.5	10^2	38–46	17	2017 [60]
	8.4	91.5–93.3	10^2	49	20	2017 [68]
		60 ± 3	220	45	4	2020 [45]
	8–11	80–90		7–16		2020 [69]
WSi	4–5	93	10^3	150	40	2013 [70]
	4.6	78 (70)	10^2 (1)	191 (225)		2014 [71]
	5	88		60		2014 [72]
MoSi	4	18	10^1	120	6	2014 [73]
	6.6	87.1	10^2	76	35	2015 [74]
	10	5	10^1	51		2016 [75]
		20	10^2			2017 [76]
	менее 10 3*	98	10^{3*}			2020 [77] 2020 [58]
MoGe	7.5	25–30	10^2	69	9	2014 [78]
MoN	3.6				5	2017 [79]
NbN/ α W ₅ Si ₃	2/2	96	10^3	52	5	2017 [80]

Достигнутые в настоящее время характеристики SNSPD и SMSPD на основе различных материалов представлены в табл. 1.

3. ДОФ на основе однофотонных лавинных фотодиодов

Структура однофотонного лавинного фотодиода (ОЛФД) была получена путем оптимизации структуры лавинного фотодиода (ЛФД) для работы в гейгеровском режиме, т. е. режиме, при котором на диод подается напряжение смещения, превышающее напряжение пробоя. Такой режим является неустойчивым, и даже одного носителя заряда может быть достаточно для образования самоподдерживающегося лавинного процесса (положительная обратная связь). ЛФД обычно работают в линейном режиме – поглощенные фотоны генерируют электронно-дырочные пары, которые впоследствии приводят к образованию конечного числа носителей заряда вследствие процесса лавинного умножения. В этом случае процесс не является самоподдерживающимся, хотя и приводит к усилению сигнала (положительная обратная связь сменяется отрицательной обратной связью) [81]. На рис. 6

схематически показаны режимы работы ЛФД и ОЛФД на их вольт-амперных характеристиках (ВАХ) [82]. Здесь U_{br} обозначает напряжение пробоя – напряжение, выше которого лавинные процессы являются самоподдерживающимися. При достаточно быстром повышении напряжения смещения до U_a , пробой возникает не сразу (положение Off на рисунке), и именно в этот момент диод способен детектировать одиночные фотоны. Через некоторое время даже без инициирующего фотона может произойти переключение диода в «пробитое» состояние (положение On), что характеризуется большими протекающими токами (порядка миллиампер).

Различают следующие типы структур: SAM (separated absorption multiplication) – разделенные области поглощения и умножения [83]; SACM (separated absorption charge multiplication) – разделенные области поглощения, заряда и умножения [84]; SAGCM (separated absorption grading charge multiplication) – разделенные области поглощения, перехода, заряда и умножения [85]. Структура типа SAGCM является самой перспективной, поскольку именно на ней удалось достичь наилучших эксплуатационных характеристик диодов.

В зависимости от типа носителей, используемых в лавинной генерации (электроны или дырки), будет

различаться и порядок соответствующих областей. В настоящее время в квантовых коммуникациях ($\lambda = 1310$ и 1550 нм) используются ОЛФД на основе структур InGaAs/InP [86 – 88], а также InGaAs/InAlAs [89 – 91] и Si/Ge [92, 93]. Однако у InGaAs/InAlAs- и Si/Ge-диодов имеются некоторые проблемы, что на данный момент не позволяет им конкурировать с InGaAs/InP-диодами.

Так, для ОЛФД, выполненных на основе InGaAs/InAlAs-структур, характерен высокий уровень шумов и существует большая вероятность послеимпульсов по сравнению с ОЛФД на InGaAs/InP-структурах. В ОЛФД на основе Si/Ge для достижения достаточно низких уровней шума необходимо охлаждение диода до температуры ниже -150°C , что достаточно сложно реализовать с помощью элементов Пельтье и системы охлаждения на основе машины Стирлинга [94]. Как следствие, данные ДОФ обладают большими габаритами, чем ДОФ на основе так называемых III – V-материалов.

Для создания ОЛФД с наилучшими параметрами проводят оптимизацию их структур с использованием методов моделирования: модели для InGaAs/InP-диодов представлены в работах [95, 96], а модели для InGaAs/InAlAs-диодов – в работах [97 – 99]. Диоды на основе данных структур используются также и в классических коммуникационных оптических сетях [100, 101], однако параметры полупроводниковых слоев при этом сильно отличаются. Примеры структуры ОЛФД на основе InGaAs/InP с прямой и обратной засветкой представлены на рис. 7.

В приведенных на рис. 7 схемах используется структура типа SAGCM. Область поглощения выполнена из материала $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$, ширина запрещенной зоны $\Delta E_g \approx 0.75$ эВ при $T = 300$ К. Важно отметить, что энергия фотона при $\lambda = 1550$ нм приблизительно равна 0.8 эВ. Таким образом, данный материал хорошо поглощает такие фотоны [96].

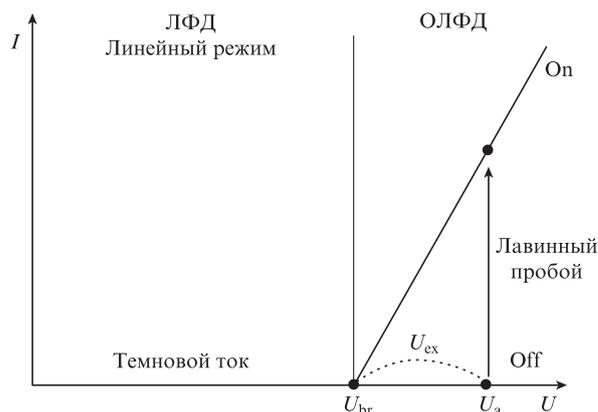


Рис. 6. Схематичное изображение режимов работы ЛФД и ОЛФД на их ВАХ [82]; $U_{ex} = U_a - U_{br}$ – избыточное напряжение.

Важным параметром зоны умножения является отношение коэффициентов ионизации для электронов и дырок – α и β соответственно. Так, для InP отношение $\alpha/\beta \approx 0.25$ [103]. По этой причине структуры на рис. 7 спроектированы таким образом, чтобы основными носителями, участвующими в ударной ионизации, являлись дырки. В InAlAs отношение коэффициентов ионизации $\alpha/\beta \approx 1$ [99]; соответственно, структура ОЛФД на основе InGaAs/InAlAs спроектирована так, чтобы лавинное срабатывание инициировал электрон.

Рассмотрим подробнее процессы, происходящие в InGaAs/InP-диоде с прямой засветкой (рис. 7, а). Активная часть структуры представляет собой цилиндр диаметром 25 мкм, что позволяет упростить юстировку положения оптоволокну в корпусе диода и не использовать микролинзы. Для уменьшения вероятности отражения фотона на структуру наносится антиотражающее покрытие.

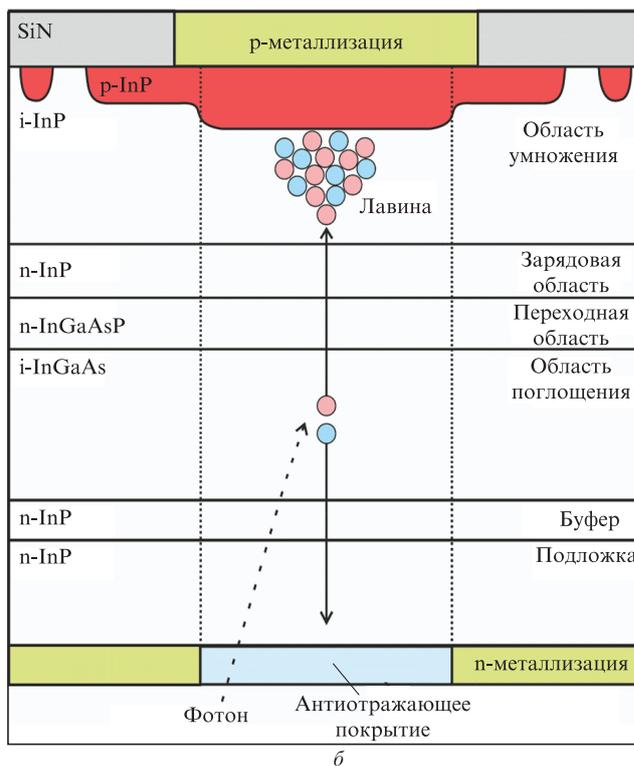
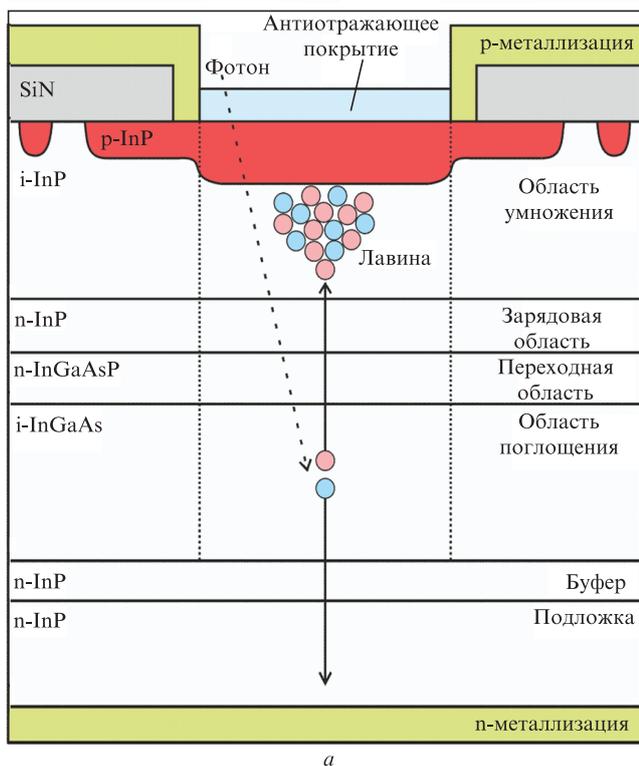


Рис. 7. Схемы ОЛФД на основе InGaAs/InP-структур с прямой засветкой [96] (а) и с обратной засветкой [102] (б).

Фотон проходит через области умножения, заряда и перехода. Вероятность фотона поглотиться в этих областях достаточно мала, поскольку ширина запрещенной зоны InP, из которого они выполнены, больше, чем энергия фотона. Тем не менее рассеяние на фононах все равно присутствует, что приводит к уменьшению общей вероятности детектирования. Фотон попадает в область поглощения и с высокой вероятностью поглощается с образованием электронно-дырочной пары. Далее происходит разделение носителей заряда: электрон «стекает» на слой *n*-металлизации, а дырка движется в сторону *p*-контакта. Переходная область позволяет уменьшить гетеробарьер на границе InGaAs – InP. Обычно она состоит из четырехкомпонентного раствора InGaAsP, в котором концентрация P возрастает к зарядовой области, а концентрация GaAs, наоборот, падает. Зарядовая область предназначена для управления напряженностью поля в областях поглощения и умножения. Так, поле в области поглощения должно быть малым, а в области умножения – высоким и однородным по всей длине слоя. В области умножения происходит лавинное умножение первичного заряда – дырки с образованием большого числа электронно-дырочных пар. Важно отметить, что электроны также участвуют в лавинообразовании. Если напряжение смещения на диоде превышает U_{br} , то образовавшаяся лавина будет самоподдерживающейся, однако долгое пребывание диода в этом режиме приводит к необратимому разрушению гетероструктуры.

В структуре ОЛФД с обратной засветкой (рис.7,б) назначение всех слоев аналогично. Однако в данной конструкции фотон попадает сразу в область поглощения, не проходя через области умножения, перехода и заряда.

Преимущество ОЛФД с обратной засветкой заключается в меньшей вероятности рассеяния фотона, чем в ОЛФД с прямой засветкой, т.к. фотон не проходит «лишние» расстояния в материале, в котором он не может породить электронно-дырочную пару. Однако временной джиттер в структуре с прямой засветкой меньше, чем в структуре с обратной засветкой, поскольку начальная электронно-дырочная пара с наибольшей вероятностью порождается близко к области умножения и время переноса носителя заряда в область умножения достаточно мало.

Внешняя вероятность детектирования фотона η_{sdc} для диодов на основе III – V-гетероструктур составляет около 70% [104], в то время как диоды из Si позволяют достичь $\eta_{sdc} > 90\%$ для видимого излучения [105, 106]. Это связано с тем, что структуры, получаемые из материалов III – V-групп, имеют все еще значительно большие концентрации дефектов, чем структуры из Si. С развитием технологий напыления III – V-гетероструктур параметры ОЛФД на их основе смогут приблизиться к параметрам, полученным для диодов из Si.

Рассмотрим шумовые процессы, происходящие в ОЛФД. Как было отмечено в разд.2, ОЛФД обладают некоторыми корреляциями между вероятностью срабатывания в текущий момент времени и предыдущими срабатываниями [107]. Этот эффект получил название послеимпульсов [108]. После того, как самоподдерживающаяся лавина прерывается управляющей электроникой, в структуре остается большое число заполненных ловушек электронов и дырок. Природа этих ловушек связана с ионами легирующих примесей и с дефектами кристаллической решетки (в особенности на гетеропе-

реходах). Таким образом, при следующем переходе диода в гейгеровский режим существует большая вероятность срабатывания детектора именно вследствие релаксации зарядов из ловушек с последующим развитием лавинного процесса. От данного эффекта невозможно избавиться полностью, однако можно существенно минимизировать его воздействие. Так, если для детектора ввести мертвое время, в течение которого диод будет переводиться в линейный режим, то релаксация ловушек не приведет к срабатываниям, поскольку лавинные процессы не будут самоподдерживающимися [109]. Вторым вариантом является повышение температуры эксплуатации диода, т.к. процессы релаксации зарядов из ловушек связаны с фононными взаимодействиями. Это позволяет существенно уменьшить время их релаксации [110]. Третий способ – ускорение гашения лавинного процесса для минимизации протекающего через структуру заряда, что приводит к уменьшению концентрации заполненных ловушек в гетероструктуре. В этом случае применяют активные схемы гашения [111] и высокочастотное стробирование [112].

Существуют и другие процессы, приводящие к темновым срабатываниям детектора. Так, тепловая генерация (SRH-рекомбинация) и межзонное туннелирование являются основными источниками шума детектора [96]. Для уменьшения эффекта воздействия тепловой генерации необходимо уменьшить температуру эксплуатации диода. Однако это приведет к увеличению вероятности послеимпульсов. Для минимизации эффекта межзонного туннелирования можно уменьшить напряженность поля в основных областях структуры устройства, однако при этом уменьшится и вероятность детектирования фотона. Соответственно, для эффективной работы ДОФ в целом необходимо найти некоторое оптимальное сочетание как параметров структуры устройства, так и его управляющих параметров, что является нетривиальной задачей.

В работе [96] было проведено теоретическое исследование параметров ОЛФД при различных параметрах структур и экспериментальная валидация закономерностей. Авторами было показано, что тепловая генерация является доминирующей при температурах выше 250 К для узких зон умножения (шириной $w_m < 1$ мкм) и при температурах выше 200 К для широких зон умножения с $w_m > 2$ мкм. Межзонная генерация в данном случае вносит гораздо меньший вклад и в целом слабее зависит от температуры. Также было показано, что при увеличении избыточного напряжения на диоде $U_{ex} = U_a - U_{br}$ происходит рост вероятности детектирования фотона η_{sdc} , однако при этом возрастает и уровень шума DCR. Это связано с тем, что увеличение избыточного напряжения приводит к увеличению вероятности возбуждения лавины единственным зарядом, а также повышает вероятность межзонного туннелирования. При этом термическая генерация является некоторой постоянной составляющей, а межзонная генерация возрастает. Важным результатом работы явилось доказательство того, что при более широких зонах умножения наблюдаются меньшие уровни шумов при аналогичной эффективности.

Таким образом, для более эффективной работы ОЛФД необходимо, чтобы ширина зоны умножения w_m была достаточно большой – более 2 мкм. Это и есть основное различие между ЛФД и ОЛФД: ЛФД конструируют с доста-

точно малой шириной зоны умножения (менее 0.5 мкм), чтобы минимизировать влияние эффекта мертвого пространства [113] и контролировать число зарядов, сгенерированных первоначальным зарядом [114]. Таким образом, ОЛФД действительно можно отнести к новому классу полупроводниковых устройств, поскольку параметры их структур значительно отличаются от параметров структур ЛФД и они предназначены для решения совершенно иных задач.

Кроме линейного и гейгеровского режимов работы ЛФД и ОЛФД, различают также стробируемый [115] и ждущий [116] режимы. Стробируемый режим работы предполагает периодический переход диода в гейгеровский режим под действием некоторого стробирующего сигнала (им могут быть, например, прямоугольные импульсы или синусоидальный сигнал). Ждущий режим работы предполагает нахождение диода в гейгеровском режиме вплоть до момента, пока не произойдет его лавинный пробой. Преимуществом стробируемого режима работы являются низкие значения DCR и послеимпульсов по сравнению со ждущим режимом, а недостатками – необходимость проектирования более сложной управляющей электроники и проблемы, связанные с синхронизацией стробирующего сигнала и оптического излучения. Таким образом, преимущество ждущего режима – проектирование более простой электроники, отсутствие необходимости синхронизации с оптическим сигналом и, как следствие, возможность применения для более широкого круга задач; к недостаткам режима относятся высокие

значения шумов и послеимпульсов, а также большое мертвое время τ [117].

ДОФ на основе ОЛФД в стробируемом режиме больше подходит для использования в системе КРК, чем ДОФ в ждущем режиме, т. к. в протоколе распределения ключа уже предполагается наличие синхронизации. Детекторы в ждущем режиме больше подходят для приложений микроскопии, оптической рефлектометрии, LIDAR. Также следует различать задачи распределения ключа на малых и больших расстояниях, поскольку требования к детектору при этом будут различаться. Для генерации ключа на малых расстояниях (в пределах одного города или здания) значение DCR не оказывает большого влияния на скорость генерации ключа, в то время как вероятность детектирования фотона и мертвое время являются более важными параметрами. Это связано с тем, что малое число фотонов поглощается в линии связи, и целесообразнее максимизировать их вероятность детектирования и минимизировать потери вследствие конечности мертвого времени. Обратная ситуация возникает при генерации ключа на больших расстояниях (междугородние коммуникации). В этом случае потери в линии связи являются настолько большими, что скорость генерации ключа может падать до нескольких кбит/с [118]. При этом целесообразно стремиться к понижению DCR и вероятности послеимпульсов.

Достигнутые к настоящему времени характеристики ДОФ на основе ОЛФД с различными структурами представлены в табл.2.

Табл.2. Характеристики ДОФ на основе ОЛФД ($\lambda = 1310-1550$ нм); f_g – частота стробирования.

Материал	η_{sdc} (%)	DCR (Гц)	Вероятность послеимпульсов (%)	τ (мкс)	Температура (К)	Ссылки
InGaAs/InP	10.4	$f_g \cdot 6.4 \times 10^{-7}$	1.6		223	2010 [119]
	10.5	$f_g \cdot 6.1 \times 10^{-7}$	3.4		223	
	10.0	1	2.2	20	163	2014 [120]
	50	$f_g \times 10^{-4}$	7		293	2015 [121]
	55	$f_g \times 10^{-4}$	10.2	10^{-2}	293	
	27.5	1200	9.1	0.1	223	2017 [87]
	10	$f_g \cdot 1.6 \times 10^{-6}$	3.3	0.1	223	
	10.6	$f_g \cdot 2.5 \times 10^{-5}$	1.3	10^{-3}	294	2018 [88]
	23.6	$f_g \cdot 7.7 \times 10^{-5}$	3.4	10^{-3}	293	
	60	340×10^3	14.8		300	2020 [122]
	40	3000	5.5		253	
	55.9	$f_g \cdot 4.7 \times 10^{-4}$	5	0.2	289	2020 [123]
	52.4	$f_g \cdot 3.1 \times 10^{-4}$	0	0.2	289	
	27.7	$f_g \cdot 8 \times 10^{-7}$	1.8	0.2	238	2020 [104]
	48.0	$f_g \cdot 8.9 \times 10^{-6}$	12.9	0.2	238	
70.0	48×10^3	более 2.2		233	2020 [104]	
55.0	20×10^3	1.6		233		
InGaAs/InAlAs	10.0	$\sim 10^8$			290	2014 [89]
	21.0	$\sim 10^8$			260	
	26.0	$\sim 10^8$			210	2016 [90]
	32.0		менее 1	2	200	2020 [91]
Si/Ge	38.0		1	1	125	2019 [92]
	38.0		0.1	10	125	
	29.4		менее 10^5		125	2020 [93]

4. Сравнение двух типов ДОФ

В настоящем обзоре были рассмотрены физические процессы, различные типы структур, возникающие проблемы и методы их решения для двух типов детекторов, спроектированных для регистрации фотонов с $\lambda = 1310/1550$ нм: на основе сверхпроводящих нанопроволок (SNSPD и SMSPD) и на основе однофотонного лавинного фотодиода.

Для создания компактной (подходящей для стандартной серверной стойки) системы КРК необходимо использовать ДОФ на основе InGaAs/InP-ОЛФД. Это связано в первую очередь с достигнутыми габаритными размерами данных детекторов. Для них возможно применение многоступенчатых элементов Пельтье для охлаждения диода, поскольку требуемые температуры находятся в диапазоне от -60°C до -40°C . Компания ID Quantique использует для своих детекторов систему охлаждения, спроектированную на основе машины Стирлинга, что позволяет достичь температуры, близкой к -110°C ; при этом для параметров детектора могут быть получены следующие значения: $\text{DCR} \approx 20$ Гц, $\text{PDE} \approx 10\%$ [124]. Однако габариты данного устройства, как правило, значительно больше, а стоимость значительно выше. В некоторых конструкциях ОЛФД элементы Пельтье и структура диода находятся в одном корпусе, что позволяет еще уменьшить габаритные размеры детектора.

Для промышленной системы КРК, соединяющей две точки на расстоянии более 100 км, целесообразнее использовать SNSPD [125]. Это связано с тем, что из-за затухания в линии на детектор приходит малое число фотонов, и даже низкие шумовые характеристики приводят к высокому значению параметра QBER (quantum bit error rate) – показателя защищенности генерируемого ключа. ДОФ на основе ОЛФД можно применять на расстояниях менее 100 км, это позволит существенно сократить стоимость всей системы КРК, однако скорость генерации ключа будет значительно ниже, чем в случае SNSPD [126, 118].

В системе КРК, проектируемой для генерации ключа в пределах одного города или даже одного здания, следует использовать детектор с наибольшей вероятностью детектирования фотона PDE. В этом случае затухание в линии достаточно низкое, и высокий уровень сигнала может быть получен даже при высоком уровне шумов. Таким образом, можно использовать ДОФ как на основе любого типа ОЛФД (предпочтительней, однако, диоды с InGaAs/InP-структурой), так и на основе SNSPD.

При реализации топологии типа звезда, при которой множество передатчиков лазерного излучения соединено с единственным приемником, целесообразнее использовать SNSPD. Это связано с тем, что происходит последовательное переключение входа приемника с одного передатчика на другой, и допустимый промежуток времени работы одной пары сильно ограничен. За короткий промежуток времени необходимо осуществить генерацию некоторого информационного объема секретного ключа. При малом числе пользователей (менее пяти) требования к PDE и шумовым характеристикам ДОФ не настолько строгие, как при большом числе пользователей. Для создания единой сети с числом пользователей более 20 следует использовать исключительно SNSPD [127].

Преимуществами ДОФ на основе ОЛФД очевидно являются его малые габариты и стоимость. Такой детектор целесообразнее использовать в системе оптической реф-

лектометрии (OTDR) [128], а также в системе построения 3D-изображения (LIDAR) [129]. Высокая вероятность детектирования фотона и низкий уровень шумов в SNSPD делают его использование более целесообразным в оптическом квантовом компьютере [130], астрономической телескопии [131]. Кроме того, существуют такие области, как флуоресцентная микроскопия [132], томография биомаркеров [133] и др., в которых могут эффективно использоваться оба типа детектора.

Именно с SNSPD в 2016 г. был достигнут рекорд дальности наземной передачи ключа с использованием протокола MDI-QKD и наличием обманного состояния – 404 км [134]. При этом использовалось оптоволоконно с низким коэффициентом затухания (0.16 дБ/км на длине волны 1550 нм), скорость генерации квантового ключа составила 1.15 бит/ч, и авторам потребовалось три месяца для генерации 2584 бит.

Использование технологии twin-field, в которой есть доверенный узел-ретранслятор между двумя пользователями, позволило в 2020 г. добиться рекорда дальности передачи ключа в 509 км [135], что более чем на 100 км выше рекорда передачи ключа исключительно между двумя пользователями.

Системы КРК позволяют достичь большей дальности при передаче информации в открытом пространстве. В 2017 г. были представлены пять достижений в области КРК: системы КРК «земля – самолет» [136] и «спутник – земля» [137, 138], распределение запутанных состояний с помощью спутника на расстояние более 1200 км [139] и телепортация одиночных фотонных кубитов «земля – спутник» на расстояние до 1400 км [140]. Наконец в 2018 г. Ляо и его коллеги успешно реализовали систему КРК с обманными состояниями между спутником на низкой орбите и несколькими наземными станциями, разнесенными на 7600 км [141]. Таким образом, были сделаны существенные шаги в направлении реализации квантовых сетей на большие расстояния.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-71-20146).

1. Бабаш А., Баранова Е. *Криптографические методы защиты информации: учебник для вузов* (М.: КноРус, 2016).
2. Deng F.G., Long G.L. *Phys. Rev. A*, **69**, 052319 (2004).
3. Wu C.H., Hong J.-H., Wu C.-W. *Proc. 2001 Asia and South Pacific Design Automation Conf. (ASP-DAC)* (Yokohama, 2001, pp 391–395).
4. Yang C.-C., Chang T.-S., Jen C.-W. *IEEE Trans. on Circuits and Systems II: Analog and Digital Signal Processing*, **45** (7), 908 (1998).
5. Maurer U.M., Wolf S. *Designs, Codes and Cryptography*, **19** (2), 147 (2000).
6. Gupta S., Sharma J. *Proc. 2012 IEEE Int. Conf. on Computational Intelligence and Computing Research (ICCIC 2012)* (Coimbatore, India, 2012, pp 1–4).
7. Arute F., Arya K., Babbush R., Bacon D., Bardin J.C., Barends R., Biswas R., Boixo S., Brandao F.G., Buell D.A., et al. *Nature*, **574**, 505 (2019).
8. Zhong H.-S., Wang H., Deng Y.-H., Chen M.-C., Peng L.-C., Luo Y.-H., Qin J., Wu D., Ding X., Hu Y., et al. *Science*, **370**, 1460 (2020).
9. Ekert A., Jozsa R. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 733 (1996).
10. Zalka C. *Phys. Rev. A*, **60**, 2746 (1999).
11. Alani M.M. *Proc. 3rd Int. Conf. on Cryptography, Security and Privacy* (Kuala Lumpur, Malaysia, 2019, pp 23–27).
12. Bennett C.H., Brassard G. *Proc. IEEE Int. Conf. on Computers, Systems and Signal Processing* (Bangalore, 1984, pp 175–179).
13. Bennett C.H., Bessette F., Brassard G., Salvail L., Smolin J. *J. Cryptology*, **5** (1), 3 (1992).
14. Bedington R., Arrazola J.M., Ling A. *npj Quantum Inf.*, **3**, 30 (2017).

15. Toonabi A.M., Darareh M.D., Janbaz S. *Int. J. Quantum Inf.*, **17**, 1950058 (2019).
16. Miki S., Yamashita T., Fujiwara M., Sasaki M., Wang Z. *Opt. Lett.*, **35** (13), 2133 (2010).
17. Dutton N., Gyongy I., Parmesan L., Henderson R. *Sensors*, **16** (7), 1122 (2016).
18. Peacock A., Verhoeve P., Rando N., Van Dordrecht A., Taylor B., Erd C., Perryman M., Venn R., Howlett J., Goldie D., et al. *Nature*, **381**, 135 (1996).
19. Irwin K.D. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1998 (1995).
20. Day P.K., LeDuc H.G., Mazin B.A., Vayonakis A., Zmuidzinis J. *Nature*, **425**, 817 (2003).
21. Gol'tsman G., Okunev O., Chulkova G., Lipatov A., Semenov A., Smirnov K., Voronov B., Dzardanov A., Williams C., Sobolewski R. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (6), 705 (2001).
22. Verevkin A., Zhang J., Sobolewski R., Lipatov A., Okunev O., Chulkova G., Korneev A., Smirnov K., Gol'tsman G., Semenov A. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (25), 4687 (2002).
23. Zhang J., Boiadjeva N., Chulkova G., Deslandes H., Gol'tsman G., Korneev A., Kouminov P., Leibowitz M., Lo W., Malinsky R., et al. *Electron. Lett.*, **39** (14), 1086 (2003).
24. Natarajan C.M., Tanner M.G., Hadfield R.H. *Supercond. Sci. Technol.*, **25** (6), 063001 (2012).
25. Korneeva Y.P., Vodolazov D.Y., Semenov A., Florya I., Simonov N., Baeva E., Korneev A., Goltsman G., Klapwijk T. *Phys. Rev. Appl.*, **9** (6), 064037 (2018).
26. Florya I., Korneeva Y.P., Mikhailov M.Y., Devizenko A.Y., Korneev A., Goltsman G. *Low Temp. Phys.*, **44** (3), 221 (2018).
27. Zadeh E.I., Chang J., Los J.W., Gyger S., Elshaari A.W., Steinhauer S., Dorenbos S.N., Zwiller V. *Appl. Phys. Lett.*, **118** (19), 190502 (2021).
28. Engel A., Schilling A. *J. Appl. Phys.*, **114** (21), 214501 (2013).
29. Engel A., Renema J., Ilin K., Semenov A. *Supercond. Sci. Technol.*, **28** (11), 114003 (2015).
30. Likharev K. *Rev. Mod. Phys.*, **51** (1), 101 (1979).
31. Liu D.-K., Chen S.-J., You L.-X., Wang Y.-L., Miki S., Wang Z., Xie X.-M., Jiang M.-H. *Appl. Phys. Express*, **5** (12), 125202 (2012).
32. Chiles J., Buckley S.M., Lita A., Verma V.B., Allmaras J., Korzh B., Shaw M.D., Shainline J.M., Mirin R.P., Nam S.W. *Appl. Phys. Lett.*, **116** (24), 242602 (2020).
33. Ravindran P., Cheng R., Tang H., Bardin J.C. *Opt. Express*, **28** (3), 4099 (2020).
34. Holzman I., Ivry Y. *Adv. Quantum Technol.*, **2** (3 – 4), 1800058 (2019).
35. Zhang H., Liu J., Guo J., Xiao L., Xie J. *Opt. Express*, **28** (11), 16696 (2020).
36. Korzh B., Zhao Q.-Y., Allmaras J.P., Frasca S., Autry T.M., Bersin E.A., Beyer A.D., Briggs R.M., Bumble B., Colangelo M., et al. *Nat. Photonics*, **14** (4), 250 (2020).
37. Zhang W., Yang X., Li H., You L., Lv C., Zhang L., Zhang C., Liu X., Wang Z., Xie X. *Supercond. Sci. Technol.*, **31** (3), 035012 (2018).
38. Yang X., Li H., Zhang W., You L., Zhang L., Liu X., Wang Z., Peng W., Xie X., Jiang M. *Opt. Express*, **22** (13), 16267 (2014).
39. Zhang C., Zhang W., You L., Huang J., Li H., Sun X., Wang H., Lv C., Zhou H., Liu X., et al. *IEEE Photonics J.*, **11** (5), (2019).
40. Schmidt E., Ilin K., Siegel M. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27** (4), 1 (2016).
41. Wollman E.E., Verma V.B., Beyer A.D., Briggs R.M., Korzh B., Allmaras J.P., Marsili F., Lita A.E., Mirin R., Nam S., et al. *Opt. Express*, **25** (22), 26792 (2017).
42. Wein S.C., Ji J.-W., Wu Y.-F., Asadi F.K., Ghobadi R., Simon C. *Phys. Rev. A*, **102** (3), 033701 (2020).
43. Burenkov V., Xu H., Qi B., Hadfield R.H., Lo H.-K. *J. Appl. Phys.*, **113** (21), 213102 (2013).
44. Hu P., Li H., You L., Wang H., Xiao Y., Huang J., Yang X., Zhang W., Wang Z., Xie X. *Opt. Express*, **28** (24), 36884 (2020).
45. Meng Y., Zou K., Hu N., Lan X., Xu L., Zichi J., Steinhauer S., Zwiller V., Hu X. *Opt. Lett.*, **45** (2), 471 (2020).
46. Li D., Jiao R. *Photonics Res.*, **7** (8), 847 (2019).
47. Chi X., Zou K., Gu C., Zichi J., Cheng Y., Hu N., Lan X., Chen S., Lin Z., Zwiller V., et al. *Opt. Lett.*, **43** (20), 5017 (2018).
48. Zhang W., Huang J., Zhang C., You L., Lv C., Zhang L., Li H., Wang Z., Xie X. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **29** (5), 1 (2019).
49. Allmaras J.P., Wollman E.E., Beyer A.D., Briggs R.M., Korzh B.A., Bumble B., Shaw M.D. *Nano Lett.*, **20** (3), 2163 (2020).
50. Yamashita T., Miki S., Terai H., Wang Z. *Opt. Express*, **21** (22), 27177 (2013).
51. Miki S., Yamashita T., Terai H., Wang Z. *Opt. Express*, **21** (8), 10208 (2013).
52. Li H., Zhang L., You L., Yang X., Zhang W., Liu X., Chen S., Wang Z., Xie X. *Opt. Express*, **23** (13), 17301 (2015).
53. Li D., Liu X., Jiao R. *AIP Adv.*, **10** (8), 085111 (2020).
54. Munzberg J., Vetter A., Beutel F., Hartmann W., Ferrari S., Pernice W.H., Rockstuhl C. *Optica*, **5** (5), 658 (2018).
55. You L., Li H., Zhang W., Yang X., Zhang L., Chen S., Zhou H., Wang Z., Xie X. *Supercond. Sci. Technol.*, **30** (8), 084008 (2017).
56. Vodolazov D.Y. *Phys. Rev. Appl.*, **7** (3), 034014 (2017).
57. Manova N., Smirnov E.O., Korneev A., Goltsman G., et al. *J. Phys.: Conf. Series*, **1410**, 012147 (2019).
58. Charaev I., Morimoto Y., Dane A., Agarwal A., Colangelo M., Berggren K.K. *Appl. Phys. Lett.*, **116** (24), 242603 (2020).
59. Xu G.-Z., Zhang W.-J., You L.-X., Xiong J.-M., Sun X.-Q., Huang H., Ou X., Pan Y.-M., Lv C.-L., Li H., et al. *Photonics Res.*, **9** (6), 958 (2021).
60. Yang X., You L., Zhang L., Lv C., Li H., Liu X., Zhou H., Wang Z. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **28** (1), 1 (2017).
61. Zhang W., You L., Li H., Huang J., Lv C., Zhang L., Liu X., Wu J., Wang Z., Xie X. *China: Physics, Mechanics & Astronomy*, **60** (12), 1 (2017).
62. Wu J., You L., Chen S., Li H., He Y., Lv C., Wang Z., Xie X. *Appl. Opt.*, **56** (8), 2195 (2017).
63. Smirnov K., Divochiy A., Vakhtomin Y., Morozov P., Zolotov P., Antipov A., Seleznev V. *Supercond. Sci. Technol.*, **31** (3), 035011 (2018).
64. Miki S., Miyajima S., Yabuno M., Yamashita T., Yamamoto T., Imoto N., Ikuta R., Kirkwood R., Hadfield R., Terai H. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (26), 262601 (2018).
65. Huang J., Zhang W., You L., Zhang C., Lv C., Wang Y., Liu X., Li H., Wang Z. *Supercond. Sci. Technol.*, **31** (7), 074001 (2018).
66. Tao X., Chen S., Chen Y., Wang L., Li X., Tu X., Jia X., Zhao Q., Zhang L., Kang L., et al. *Supercond. Sci. Technol.*, **32** (6), 064002 (2019).
67. Chang J., Los J.W.N., Tenorio-Pearl J.O., Noordzij N., Gourgues R., Guardiani A., Zichi J.R., Pereira S.F., Urbach H.P., Zwiller V., Dorenbos S.N., Zadeh I.E. arXiv: 2011.08941v1, 2020.
68. Zadeh E.I., Los J.W., Gourgues R.B., Steinmetz V., Bulgarini G., Dobrovolskiy S.M., Zwiller V., Dorenbos S.N. *Appl. Photonics*, **2** (11), 111301 (2017).
69. Zadeh E.I., Los J.W., Gourgues R.B., Chang J., Elshaari A.W., Zichi J.R., van Staaden Y.J., Swens J.P., Kalhor N., Guardiani A., et al. *ACS Photonics*, **7** (7), 1780 (2020).
70. 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., et al. *Nat. Photonics*, **7** (3), 210 (2013).
71. Verma V.B., Korzh B., Bussieres F., Horansky R.D., Lita A.E., Marsili F., Shaw M., Zbinden H., Mirin R., Nam S. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (12), 122601 (2014).
72. Dauler E.A., Grein M.E., Kerman A.J., Marsili F., Miki S., Nam S.W., Shaw M.D., Terai H., Verma V.B., Yamashita T. *Opt. Eng.*, **53** (8), 081907 (2014).
73. Korneeva Y.P., Mikhailov M.Y., Pershin Y.P., Manova N., Divochiy A., Vakhtomin Y.B., Korneev A., Smirnov K., Sivakov A., Devizenko A.Y., et al. *Supercond. Sci. Technol.*, **27** (9), 095012 (2014).
74. Verma V.B., Korzh B., Bussieres F., Horansky R.D., Dyer S.D., Lita A.E., Vayshenker I., Marsili F., Shaw M.D., Zbinden H., et al. *Opt. Express*, **23** (26), 33792 (2015).
75. Li J., Kirkwood R.A., Baker L.J., Bosworth D., Erotokritou K., Banerjee A., Heath R.M., Natarajan C.M., Barber Z.H., Sorel M., et al. *Opt. Express*, **24** (13), 13931 (2016).
76. Caloz M., Korzh B., Timoney N., Weiss M., Gariglio S., Warburton R.J., Schonenberger C., Renema J., Zbinden H., Bussieres F. *Appl. Phys. Lett.*, **110** (8), 083106 (2017).
77. Reddy D.V., Nerem R.R., Nam S.W., Mirin R.P., Verma V.B. *Optica*, **7** (12), 1649 (2020).
78. Verma V.B., Lita A.E., Vissers M.R., Marsili F., Pappas D.P., Mirin R.P., Nam S.W. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (2), 022602 (2014).
79. Korneeva Y., Florya I., Vdovichev S., Moshkova M., Simonov N., Kaurova N., Korneev A., Goltsman G. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27** (4), 1 (2017).

80. Ivry Y., Surick J.J., Barzilay M., Kim C.-S., Najafi F., Kalfon-Cohen E., Dane A.D., Berggren K.K. *Nanotechnol.*, **28** (43), 435205 (2017).
81. Donati S., Tambosso T. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20** (6), 204 (2014).
82. Cova S., Ghioni M., Lotito A., Rech I., Zappa F. *J. Mod. Opt.*, **51** (9–10), 1267 (2004).
83. Cheong J.S., Ong J.S.L., Ng J.S., Krysa A.B., David J.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20** (6), 142 (2014).
84. Zarifkar A., Soroosh M. *Proc. 6th Int. Conf. on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM) 2004* (Kharkiv, Ukraine, 2004, pp 213–219).
85. Zhao Y. *IEEE Trans. Electron Devices*, **60** (10), 3493 (2013).
86. Tosi A., Acerbi F., Anti M., Zappa F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **48** (9), 1227 (2012).
87. Jiang W.-H., Liu J.-H., Liu Y., Jin G., Zhang J., Pan J.-W. *Opt. Lett.*, **42** (24), 5090 (2017).
88. Chen H., Jiang M., Sun S., Tang G., Liang L. *AIP Adv.*, **8** (7), 075106 (2018).
89. Meng X., Tan C.H., Dimler S., David J.P., Ng J.S. *Opt. Express*, **22** (19), 22608 (2014).
90. Meng X., Xie S., Zhou X., Calandri N., Sanzaro M., Tosi A., Tan C.H., Ng J.S. *R. Soc. Open Sci.*, **3** (3), 150584 (2016).
91. Lee Y.-S., Chen Y.-J., Wu P.-L., Shi J.-W., et al. *Proc. 2020 CLEO: Applications and Technology* (San Jose, USA, 2020, paper AF11.8).
92. Kirdoda J., Dumas D.C., Millar R.W., Mirza M.M., Paul D.J., Kuzmenko K., Vines P., Greener Z., Buller G.S. *Proc. 2019 IEEE 2nd British and Irish Conf. on Optics and Photonics (BICOP)* (London, 2019, pp 1–4).
93. Llin L.F., Kirdoda J., Thorburn F., Huddleston L.L., Greener Z.M., Kuzmenko K., Vines P., Dumas D.C., Millar R.W., Buller G.S., et al. *Opt. Lett.*, **45** (23), 6406 (2020).
94. Vines P., Kuzmenko K., Kirdoda J., Dumas D.C., Mirza M.M., Millar R.W., Paul D.J., Buller G.S. *Nat. Commun.*, **10** (1), 1 (2019).
95. Lee K., Yang K. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **26**, 999 (2014).
96. Acerbi F., Anti M., Tosi A., Zappa F. *IEEE Photonics J.*, **5** (2), 6800209 (2013).
97. Chen J., Zhang Z., Zhu M., Xu J., Li X. *Nanoscale Res. Lett.*, **12** (1), 33 (2017).
98. Cao S., Zhao Y., Feng S., Zuo Y., Zhang L., Cheng B., Li C. *Nanoscale Res. Lett.*, **14** (1), 3 (2019).
99. Cao S., Zhao Y., ur Rehman S., Feng S., Zuo Y., Li C., Zhang L., Cheng B., Wang Q. *Nanoscale Res. Lett.*, **13** (1), 158 (2018).
100. Ren M., Gu X., Liang Y., Kong W., Wu E., Wu G., Zeng H. *Opt. Express*, **19** (14), 13497 (2011).
101. Liu J.-J., Ho W.-J., Chen J.-Y., Lin J.-N., Teng C.-J., Yu C.-C., Li Y.-C., Chang M.-J. *Sensors*, **19** (15), 3399 (2019).
102. Wang C., Wang J., Xu Z., Wang R., Li J., Zhao J., Wei Y., Lin Y. *Optik*, **185**, 1134 (2019).
103. Kao C.-W., Crowell C. *Solid-State Electron.*, **23** (8) 881 (1980).
104. Zhou M., Wang W., Qu H., Han H., Zhu Y., Guo Z., Gui L., Wang X., Lu W. *Opt. Quantum Electron.*, **52**, 1 (2020).
105. Bronzi D., Villa F., Tisa S., Tosi A., Zappa F. *IEEE Sens. J.*, **16** (1), 3 (2016).
106. Zang K., Jiang X., Huo Y., Ding X., Morea M., Chen X., Lu C.-Y., Ma J., Zhou M., Xia Z., et al. *Nat. Commun.*, **8** (1), 1 (2017).
107. Wang F.-X., Chen W., Li Y.-P., He D.-Y., Wang C., Han Y., Wang S., Yin Z., Li H.-W. *J. Lightwave Technol.*, **34** (15), 3610 (2016).
108. Bronzi D., Tisa S., Villa F., Bellisai S., Tosi A., Zappa F. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **25** (8), 776 (2013).
109. Ziarkash A.W., Joshi S.K., Stipcevic M., Ursin R. *Sci. Rep.*, **8** (1), 1 (2018).
110. Itzler M.A., Jiang X., Entwistle M. *J. Mod. Opt.*, **59** (17), 1472 (2012).
111. Ceccarelli F., Acconcia G., Gulinatti A., Ghioni M., Rech I. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **31** (1), 102 (2018).
112. Jiang W.-H., Gao X.-J., Fang Y.-Q., Liu J.-H., Zhou Y., Jiang L.-Q., Chen W., Jin G., Zhang J., Pan J.-W. *Rev. Sci. Instrum.*, **89** (12), 123104 (2018).
113. Tan L., Ng J., Tan C., David J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44** (4), 378 (2008).
114. Ng J., Tan C., David J., Rees G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41** (8), 1092 (2005).
115. Berdalovic I., Osrecki Z., Segmanovic F., Grubisic D., Knezevic T., Suligoj T. *Proc. 2016 39th Int. Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)* (Opatija, Croatia, 2016, pp 34–39).
116. Liu J., Li Y., Ding L., Wang Y., Zhang T., Wang Q., Fang J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **52** (10), 1 (2016).
117. Maddox S.J., Ren M., Woodson M.E., Bank S.R., Campbell J.C. *Proc. SPIE, Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems and Applications III*, **9854**, 985405 (2016).
118. Zhang Q., Xu F., Chen Y.-A., Peng C.-Z., Pan J.-W. *Opt. Express*, **26** (18), 24260 (2018).
119. Namekata N., Adachi S., Inoue S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **22** (8), 529 (2010).
120. Korzh B., Walenta N., Lunghi T., Gisin N., Zbinden H. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (8), 081108 (2014).
121. Comandar L.C., Frohlich B., Dynes J.F., Sharpe A.W., Lucamarini M., Yuan Z., Pentyl R.V., Shields A.J. *J. Appl. Phys.*, **117** (8), 083109 (2015).
122. Fang Y.-Q., Chen W., Ao T.-H., Liu C., Wang L., Gao X.-J., Zhang J., Pan J.-W. *Rev. Sci. Instrum.*, **91** (8), 083102 (2020).
123. Tada A., Namekata N., Inoue S. *Japan. J. Appl. Phys.*, **59** (7), 072004 (2020).
124. https://www.idquantique.com/quantum-sensing/products/#infrared_photon_counters, may 2021.
125. Wang S., Chen W., Yin Z.-Q., Li H.-W., He D.-Y., Li Y.-H., Zhou Z., Song X.-T., Li F.-Y., Wang D., et al. *Opt. Express*, **22** (18), 21739 (2014).
126. Киктенко Е.О., Пожар Н.О., Дуплинский А.В., Канапин А.А., Соколов А.С., Воробей С.С., Миллер А.В., Устимчик В.Е., Ануфриев М.Н., Трушечкин А. и др. *Квантовая электроника*, **47** (9), 798 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (9), 798 (2017)].
127. Praveenkumar S., Jaya T., Vijayan K., Yuvaraj S. *Microprocess. Microsyst.*, **82**, 103820 (2021).
128. Eraerds P., Legre M., Zhang J., Zbinden H., Gisin N. *J. Lightwave Technol.*, **28** (6), 952 (2010).
129. Yu C., Shangguan M., Xia H., Zhang J., Dou X., Pan J.-W. *Opt. Express*, **25** (13), 14611 (2017).
130. Kirkwood R.A. *Superconducting single photon detectors for quantum information processing*. PhD Thesis (University of Glasgow, 2017).
131. Barbieri C., Naletto G., Occhipinti T., Facchinetti C., Verroi E., Giro E., Di Paola A., Billotta S., Zoccarato P., Bolli P., et al. *J. Mod. Opt.*, **56** (2–3), 261 (2009).
132. Lee C., Johnson B., Jung T., Molnar A. *Sensors*, **16** (9), 1422 (2016).
133. Al-Rawhani M.A., Hu C., Giagkoulouvit C., Annesse V.F., Cheah B.C., Beeley J., Velugotla S., Accarino C., Grant J.P., Mitra S., et al. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **67** (2), 614 (2019).
134. Yin H.-L., Chen T.-Y., Yu Z.-W., Liu H., You L.-X., Zhou Y.-H., Chen S.-J., Mao Y., Huang M.-Q., Zhang W.-J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **117** (19), 190501 (2016).
135. Chen J.-P., Zhang C., Liu Y., Jiang C., Zhang W., Hu X.-L., Guan J.Y., Yu Z.-W., Xu H., Lin J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **124** (7), 070501 (2020).
136. Pugh C.J., Kaiser S., Bourgoin J.-P., Jin J., Sultana N., Agne S., Anisimova E., Makarov V., Choi E., Higgins B.L., et al. *Quantum Sci. Technol.*, **2** (2), 024009 (2017).
137. Liao S.-K., Lin J., Ren J.-G., Liu W.-Y., Qiang J., Yin J., Li Y., Shen Q., Zhang L., Liang X.-F., et al. *Chin. Phys. Lett.*, **34** (9), 090302 (2017).
138. Takenaka H., Carrasco-Casado A., Fujiwara M., Kitamura M., Sasaki M., Toyoshima M. *Nat. Photonics*, **11** (8), 502 (2017).
139. Yin J., Cao Y., Li Y.-H., Liao S.-K., Zhang L., Ren J.-G., Cai W.-Q., Liu W.-Y., Li B., Dai H., et al. *Science*, **356**, 1140 (2017).
140. Ren J.-G., Xu P., Yong H.-L., Zhang L., Liao S.-K., Yin J., Liu W.-Y., Cai W.-Q., Yang M., Li L., et al. *Nature*, **549**, 70 (2017).
141. Liao S.-K., Cai W.-Q., Handsteiner J., Liu B., Yin J., Zhang L., Rauch D., Fink M., Ren J.-G., Liu W.-Y., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **120** (3), 030501 (2018).