

ДЕТЕКТОРЫ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ НА ОСНОВЕ ОЛФД – СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ И РЕЖИМЫ РАБОТЫ

© 2021 г. А. В. Лосев^{a, b}, В. В. Заводиленко^a, А. А. Козий^{a, *},
Ю. В. Курочкин^{a, c}, А. А. Горбацевич^{b, d}

^aООО “Курэйт”, ул. Новая, 100, Московская область,
Одинцово, деревня Сколково, 143026 Россия

^bНациональный исследовательский университет МИЭТ,
Площадь Шокина, 1, Зеленоград, 124498 Россия

^cНациональный исследовательский технологический университет МИСиС,
Ленинский проспект, 4, Москва, 119333 Россия

^dФизический институт имени П.Н. Лебедева,
Ленинский проспект, 53, Москва, 119333 Россия

*E-mail: a.kozii@goqrates.com

Поступила в редакцию 11.08.2020 г.

После доработки 25.08.2020 г.

Принята к публикации 25.08.2020 г.

Детекторы одиночных фотонов (ДОФ) являются наиболее чувствительными приборами для детектирования света. Стремительное развитие направления квантовой коммуникации за последние несколько десятков лет дало предпосылки к разработке дешевого и миниатюрного устройства ДОФ. Его сердцем стал однофотонный лавинный фотодиод (ОЛФД) – специально разработанное полупроводниковое устройство, чувствительное к однофотонному излучению. Как на заре развития полупроводниковых ДОФ, так и в настоящее время, особое место занимает управляющая ОЛФД электроника. В обзоре представлены технологические достижения в области разработки управляющей электроники для полупроводниковых ДОФ, которые работают на телекоммуникационной длине волны, и позволяют достигать различных режимов работы детектора: низкочастотного и высокочастотного стробирования, ждущего режима. Продемонстрированы результаты работ различных научных групп в области квантового распределения ключа, что позволяет проследить тенденции мирового технологического развития данной отрасли: от десятка километров на земле до связи со спутниками.

DOI: 10.31857/S0544126921010075

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотон есть неделимая, мельчайшая частица света, обладающая крайне малой энергией, что делает задачу его детектирования нетривиальной. Детекторы с возможностью обнаружения одиночных фотонов являются самостоятельными устройствами обнаружения слабых световых потоков [1]. ДОФ широко применяются в таких областях науки и техники, как квантовое распределение ключа (КРК) [2], система построения 3-D изображения [3], оптическая рефлектометрия [4], флуоресцентная микроскопия [5], томография биомаркеров [6], астрономическая телескопия [7] и другие.

Квантовая криптография представляется одним из актуальных направлений квантовой информатики. Основная цель квантовой криптографии состоит в организации абсолютно секретной передачи данных между двумя пользователями,

традиционно называемыми Алисой (передатчик) и Бобом (приемник). Секретность и невозможность незаметного перехвата посторонним лицом передаваемых данных основана на фундаментальных законах квантовой механики, в противоположность используемым сейчас классической и пост квантовой криптографии, которые основаны на математических закономерностях, где безопасность обеспечивается вычислительной сложностью задачи. Основная проблема при реализации протоколов симметричного шифрования состоит в распространении секретного ключа между пространственно удаленными пользователями.

В 1984 г. Беннетом и Brassardом был предложен первый протокол, а в дальнейшем осуществлена экспериментальная демонстрация генерации квантового ключа с помощью передачи одиночных, поляризованных в двух неортогональных базисах,

фотонов по открытой линии связи [8]. Этот протокол получил общепринятое название BB84. Модификация данного протокола, опубликованная этими же авторами в 1992 г., получила название BB92 [9]. Поляризационный метод кодирования используется при организации квантовых каналов через открытое пространство, и в настоящее время реализована связь с орбитальными спутниками [10]. Для оптоволоконных линий связи чаще применяется фазовое кодирование с использованием интерферометров Маха–Цендера [11].

На сегодняшний день существует несколько типов фотодетекторов, которые могут справиться с задачей регистрации одиночного фотона с различной степенью эффективности: приборы с так называемым внутренним механизмом усиления [1]: лавинные фотодиоды (ЛФД), фотоэлектронные умножители (ФЭУ), многоканальные усилители (ФЭУ–МКП); и устройства, использующие другие механизмы счета фотонов: горячие электронные болометры (ГЭБ), сверхпроводящий переход Джозефсона (СПД), сенсоры граничного перехода (СГП), квантовые точки (КТ). В настоящее время в квантовой криптографии наиболее широко применяются детекторы на основе однофотонных лавинных фотодиодов (ОЛФД) [12] и детекторы на основе сверхпроводящих нанопроволок (SNSPD) [13].

В настоящей работе будут рассмотрены решения в области конструирования ДОФ на основе ОЛФД. Различают два основных режима работы таких ДОФ: стробированный и ждущий. В стробированном режиме на ОЛФД подается периодический сигнал, который на малый промежуток времени переводит диод в гейгеровское состояние – фотон способен генерировать лавину. Если на ОЛФД подано постоянное напряжение смещения выше напряжения пробоя, т.е. диод постоянно находится в гейгеровском состоянии, тогда такой режим называется ждущим. В режиме стробирования темновой счет и вероятность возникновения послеимпульсов ниже, чем в ждущем режиме, однако, проектирование управляющей электроники является более трудоемкой задачей.

В разделах 2 и 3 представлены схемотехнические решения для ДОФ на основе ОЛФД с низкочастотным и высокочастотным стробированием соответственно. В разделе 4 даны схемотехнические решения для ДОФ на основе ОЛФД в ждущем режиме. В разделе 5 – результаты применения ДОФ в квантовых коммуникациях, рекорды по дальности передачи информации. В разделе 6 подведен итог обзора.

2. ДОФ С НИЗКОЧАСТОТНЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ

В электрической цепи ОЛФД можно представить как конденсатор, поэтому при подаче на него стробирующего сигнала создаются производные сигналы емкостного отклика. Сигналы отклика необходимо подавлять для эффективного извлечения лавинных сигналов, что представляется главной целью в синхронизируемой гасящей электронике. Амплитуды сигналов емкостного отклика зависят от времени нарастания и затухания стробирующих сигналов, а также от их амплитуд и цепей гашения лавины. Эффективная ширина строба t_w – время, в течение которого диод находится в гейгеровском состоянии, один из важнейших параметров в стробируемой гасящей цепи. Если данное время не может быть достаточно малым, т.е. 1 нс или короче, то вклад послеимпульсов и темнового счета оказывается высоким. Чтобы подавить импульсы, требуется большое мертвое время, в районе нескольких микросекунд, что существенно ограничивает максимальную частоту счета. В контексте данной работы мертвое время рассматривается как временной отрезок, в течение которого ДОФ не чувствителен к оптическому излучению. Если использовать режим стробирования при отсутствии мертвого времени, то максимальная частота повышается до нескольких десятков МГц.

Метод совпадений [14] представляется стандартным для извлечения лавинных сигналов при низкочастотном стробировании. Электрическая схема, реализующая метод совпадений, представлена на рис. 1а. Сигналы стробов, показанные на рис. 1б (1), связаны по переменному току с катодом ОЛФД. Сигналы, представляющие из себя наложение лавин и сигналов емкостного отклика на аноде ОЛФД (рис. 1б (2)), различаются компаратором. Выходы компаратора (рис. 1б (3)) и вспомогательные сигналы, синхронизированные стробами (рис. 1б (4)), подаются на входы логического элемента “И”, чьи выходные сигналы – зафиксированные лавинные отклики (рис. 1б (5)). Временной сдвиг вспомогательных сигналов точно контролируется, чтобы избежать случайного совпадения с разностными выходами сигналов емкостного отклика.

Метод совпадений легко осуществить, используя аналоговые и цифровые цепи. Однако есть некоторые недостатки использования данной схемы. Например, чтобы избежать ложных срабатываний детектора вследствие электронного шума, порог компаратора необходимо повышать. Это может привести к тому, что небольшие лавинные сигналы не будут зарегистрированы, например, у которых было меньше времени на нарастание, поскольку они образовались ближе к концу строба. Амплитудное соотношение лавинных сигналов к

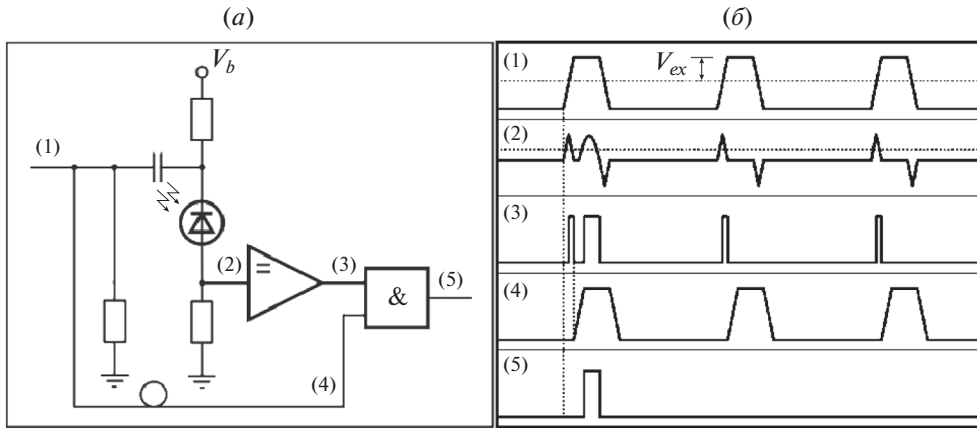


Рис. 1. Принципиальная схема (а) и временные диаграммы (б) метода совпадений; V_b – напряжение смещения, V_{ex} – избыточное смещение; амплитуды сигналов на этом и последующих рисунках приведены не в масштабе.

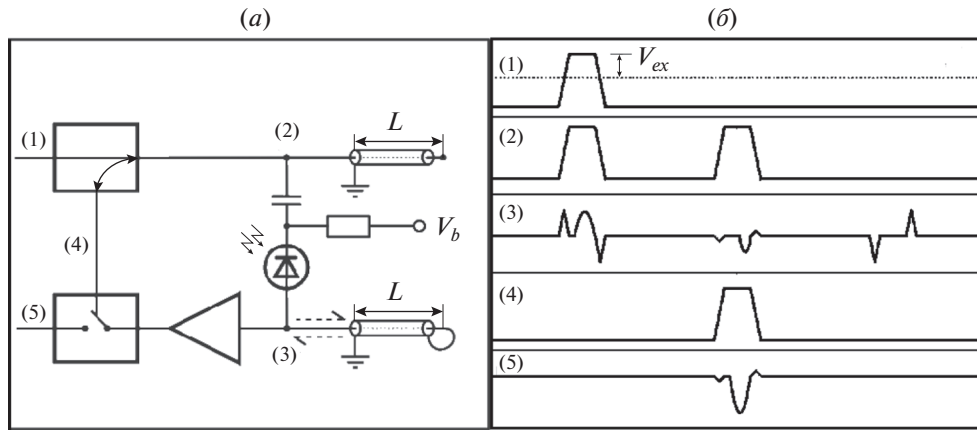


Рис. 2. Схема (а) и временные диаграммы (б) метода подавления с помощью радиочастотной линии задержки для низкочастотного стробирования; V_b – напряжение смещения, V_{ex} – избыточное смещение, L – длина кабеля.

фоновому шуму может быть эффективно улучшено, и, как следствие, можно будет снизить порог компаратора, если сигналы емкостного отклика сильно подавить.

Подавление общей моды – это принцип подавления сигналов емкостного отклика диода. В 2000 г. Бетун и др. опубликовали [15] временной метод подавления с использованием радиочастотных линий задержки.

Схема с радиочастотной линией задержки и ее временная диаграмма показаны на рис. 2. Электронные импульсы (рис. 2б (1)) связаны по переменному току с катодом ОЛФД через направленный ответвитель, а также с открытым концом кабеля, длина которого L . Прямое отражение на конце данного кабеля дает дополнительный стробирующий импульс (рис. 2б (2)), задержанный на $2L/v$ по отношению к исходному импульсу, где v – это скорость распространения ЭМ волн в кабеле.

Анод ОЛФД соединен еще с одним кабелем такой же длины, но короткозамкнутый конец кабеля выдает обратное отражение импульса. Быстрый сигнал на аноде представляет собой суперпозицию реакции ОЛФД на исходный стробирующий импульс и его прямого отражения от первого кабеля, вместе с обратным отражением, которое задержано на $2L/v$. В результате суперпозиции, паразитные сигналы отклика от двух отражений гасят друг друга, и при правильном подборе времени прихода фотона лавинный сигнал четко выделяется (рис. 2б (3)). После прохождения контрольного строга (рис. 2б (4)) и усилителя лавинные сигналы (рис. 2б (5)) могут быть легко выделены. При эффективном подавлении порог различения существенно снижается, что позволяет и далее сужать ширину строга. Вследствие более короткого стробирующего импульса снижается вклад послеимпульсов в общую картину шумов. Основная проблема данного подхода заключается в том,

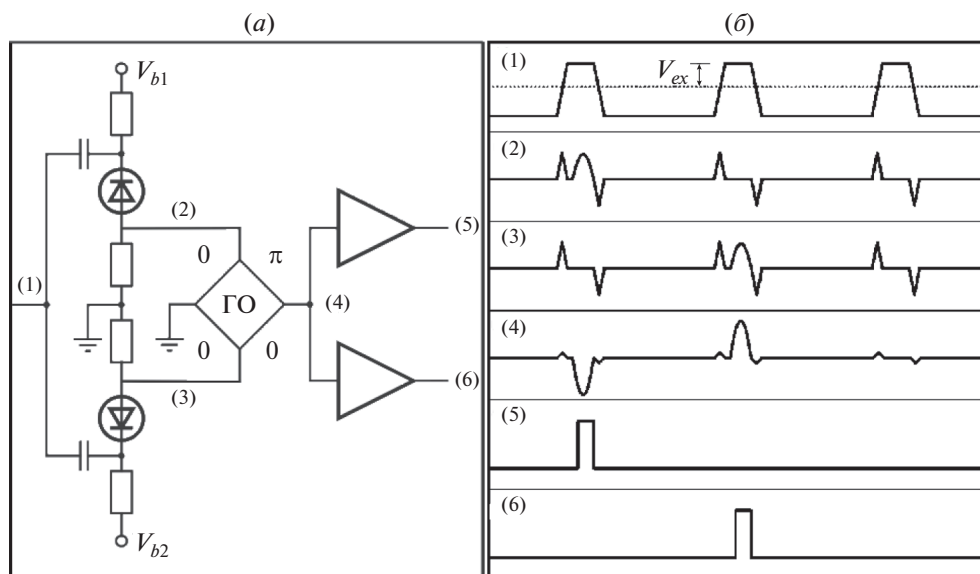


Рис. 3. Схема (а) и временные диаграммы (б) метода подавления на основе спаренных ОЛФД для низкочастотного стробирования; V_{b1} , V_{b2} – напряжения смещения, V_{ex} – избыточное смещение, ГО – направленный ответвитель с поворотом фазы на π (гибридный ответвитель).

что из-за встроенной задержки отражений в кабелях существенно снижается максимальная частота стробирования.

В 2002 г. Томита и др. осуществили [16] двухканальную систему детектирования, используя технику двух ОЛФД. Схема управления диодами представлена на рис. 3а. Используемые в схеме ОЛФД должны иметь параметры, такие как емкость p - n -перехода и отношение избыточного смещения к квантовой эффективности, довольно близкими. Стробующие импульсы (рис. 3б (1)) связываются по переменному току с катодами обоих ОЛФД параллельно. Аноды ОЛФД соединены с направленным гибридным ответвителем с поворотом фазы на π (ГО). Из-за схожих емкостных характеристик формы сигналов отклика у двух ОЛФД (рис. 3б (2) и рис. 3б (3)) практически идентичны, при этом лавинные сигналы возникают на разных стробах. После прохождения ГО сигналы отклика взаимоисключаются. Лавина верхнего ОЛФД разворачивается, а лавина нижнего ОЛФД остается той же полярности, как показано на рис. 3б (4). Затем, лавинные процессы выделяются двумя компараторами с отрицательным (рис. 3б (5)) и положительным (рис. 3б (6)) порогами, чьи выходные сигналы означают детектирование на верхнем и нижнем ОЛФД соответственно.

Схема с двумя ОЛФД также имеет свои недостатки. Основной – это подавление лавинных сигналов. Когда лавины двух ОЛФД создаются во время одного и того же строба, два лавинных сигнала взаимоисключаются из-за ГО. Следовательно,

два детектора не могут одновременно зарегистрировать один и тот же лавинный процесс. Для некоторых приложений подобный недостаток допустим. Когда одиночный фотон приходит на устройства с двумя входами, такие как светоделиитель, фотон может быть зарегистрирован только одним ОЛФД.

Есть также другие способы избежать перечисленных недостатков. К примеру, использование обычного диода со схожим сигналом емкостного отклика, чтобы заменить один из ОЛФД. При данном подходе проблема со взаимоисключением сигналов отклика нивелируется, и конечная стоимость изделия снижается. Гибридный ответвитель, показанный на рис. 3 (ГО), представляется ключевым элементом, необходимым для подавления сигналов емкостного отклика. Помимо гибридных ответвителей есть и более простые устройства, которые могут осуществить подавление сигнала, такие как дроссель, радиочастотные преобразователи и дифференциальные усилители. В низкочастотной области эти простые устройства вполне могут использоваться на практике.

Дальнейшее развитие ДОФ на основе ОЛФД получили благодаря увеличению частоты стробирования, что значительно увеличило объем передаваемой информации в системах КРК. Однако, подобный переход имел определенные трудности, для решения которых была необходима разработка новых схемотехнических решений.

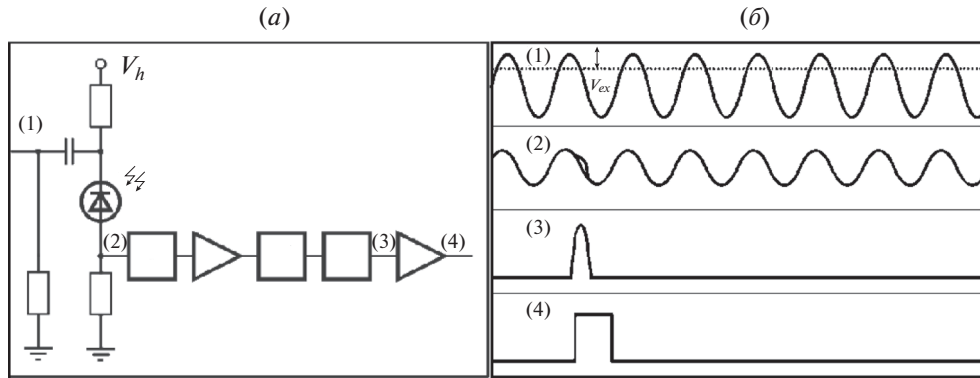


Рис. 4. Функциональная схема (а) и временные диаграммы (б) для метода синусоидального стробирования.

3. ДОФ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ

Увеличение частоты стробирования для ОЛФД критично для случаев, требующих высокую скорость счета. Как было описано выше, основная проблема работы на высоких частотах — эффект послеимпульсов. Один из эффективных подходов к их подавлению — уменьшение эффективной ширины сто́ра t_w . Главная задача при переходе на высокие частоты стробирования — детектирование слабых лавинных сигналов из шумового фона. В 2006 г. Намеката и др. впервые показали устройство детектора, работающего на частоте 800 МГц [17]. Авторы использовали метод синусоидального стробирования (рис. 4).

На предложенной схеме (рис. 4а) синусоидальный сигнал (рис. 4б (1)) с амплитудой V_{pp} используется в качестве стробирующего. Поскольку частотный спектр идеальной синусоидальной волны свободен от гармоник высшего порядка, сигналы емкостного отклика фотодиода состоят только из синусоидальных волн с той же частотой и гармоник высших порядков. Лавины накладываются на сигналы отклика (рис. 4б (2)). Данные сигналы могут быть легко подавлены многокаскадными полосовыми фильтрами с частотами f , $2f$, $3f$ и т.д. После последовательных процессов фильтрования, усиления, и снова фильтрования, слабые лавины могут быть извлечены (рис. 4б (3)) и различены (рис. 4б (4)). ФНЧ обычно используются до компаратора, чтобы сгладить аналоговые сигналы усиленных лавин [17].

Когда f находится на уровне 1 ГГц, t_w обычно порядка сотен пикосекунд, и данный параметр можно продолжать уменьшать путем подстройки V_{pp} , и он может быть вычислен по следующей формуле:

$$t_w = \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{V_{ex}}{V_{pp}} \right) / f. \quad (1)$$

Эмпирически, в гигагерцовой детекторной системе с синусоидальным стробированием, t_w может быть на уровне 200 пс. Максимальная частота счета схемы с синусоидальным стробированием теоретически может достичь значения f . Однако из-за эффекта послеимпульсов, возможно небольшое время задержки по срабатываниям, порядка десятка нс, что снижает частоту счета до десятков МГц. Это выше, чем у низкочастотных детекторов, на несколько порядков.

В 2007 г. Юан и др. разработали новый метод построения детектирующих схем под названием “саморазличение” (рис. 5а) [18]. На рис. 5б показаны прямоугольные импульсы с частотой 1 ГГц (рис. 5б (1)), которые подаются на катод лавинного фотодиода. Полезный сигнал с анода сначала подается на делитель мощности, а сигнал одного из выходных портов задерживается на один период, после чего два сигнала (рис. 5б (2) и рис. 5б (3)) вычитаются друг из друга. Как результат, сигналы емкостного отклика исключаются. После усиления, лавины в положительной и отрицательной области (рис. 5б (4)) могут быть легко различены. Для практического применения вычитающая цепь может быть собрана при помощи радиочастотных преобразователей. У данной схемы есть недостаток — подавление лавин, оказавшихся в соседних сто́рах. Следовательно, максимальный счет может достигать лишь $f/2$.

В 2009 г. группа из Женевы предложила решение, соединив технологии синусоидального стробирования и саморазличения вместе [19]. Синусоидальный сигнал применялся в качестве стробирующего, а фильтры частично снижали сигналы емкостного отклика, в то время как саморазличающая цепь окончательно исключала сигналы емкостного отклика. Таким образом, требования к подавлению откликов сто́ра каждой из цепей менее жесткие, чем когда эти методы практиковались по отдельности.

В 2010 г. эта же группа представила детектор с синусоидальным стробированием с частотой 2.23 ГГц

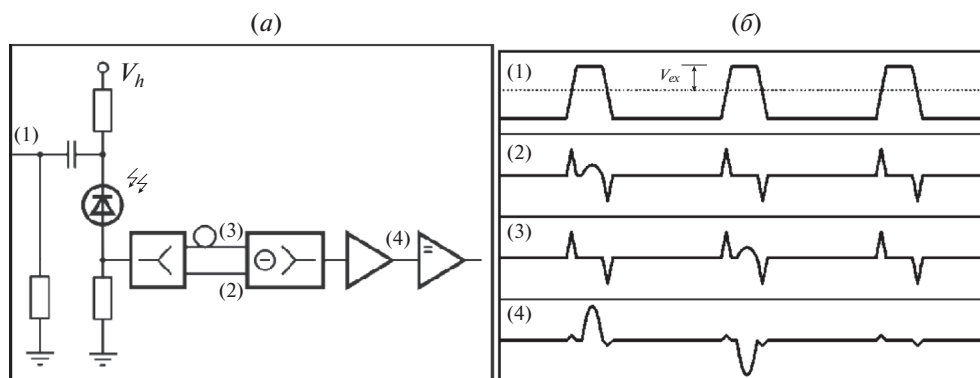


Рис. 5. Схема (а) и временные диаграммы (б) метода саморазличения для высокочастотного стробирования.

[20]. Данная частота стробирования представляет собой самую высокую частоту из ныне достигнутых, и приближается к максимальной частоте работы InGaAs/InP однофотонных лавинных фотодиодов коммерческого применения.

В 2012 г. Лианг и др. впервые разработали самостоятельный прибор, представляющий систему однофотонного детектирования с частотой синусоидальных стробов 1.25 ГГц [21]. Комплекс приборов в корпусе 2U точно контролировал температуру, смещение, амплитуду, порог компарации, задержки, обладал удобным пользовательским интерфейсом управления и допускал возможность использования дополнительных функциональных расширений.

Лианг и др. в [22] использовали стробируемый с частотой 1 ГГц однофотонный детектор для демонстрации возможности измерения расстояния с помощью лазера [23].

В 2013 г. Рестели и др. использовали вычитание гармоник вместо полосовых фильтров в ДОФ с синусоидальным стробированием [24]. Схематическое решение для метода вычитания гармоник показано на рис. 6а. Синусоидальная волна (рис. 6б (1)) и ее вторая гармоника (рис. 6б (2)) складываются и затем усиливаются (рис. 6б (3)). Хотя усиленные стробирующие сигналы искажаются, передний и задний фронты более крутые, чем у основной синусоидальной волны. Высокая амплитуда и крутой наклон позволяют дальше уменьшать ширину строба по сравнению со стандартной схемой синусоидального стробирования (рис. 4а). 1-я, 2-я и 3-я гармоники синтезируются с фазовым и амплитудным управлением, а затем комбинируются с сигналами отклика (рис. 6б (4)) на делителе мощности. В результате частотные составляющие убираются, так что оставшиеся лавинные сигналы легко распознаются при помощи малошумящего усилителя (рис. 6б (5)).

ДОФ со стробируемым режимом работы удобно применять в случае, когда оптический сигнал и стробирующий сигнал синхронизированы.

В противном случае, возможна ситуация, при которой фотон придет на ОЛФД, находящийся не в гейгеровском режиме, и не будет зарегистрирован. Данную проблему позволяет решить ДОФ с ждущим режимом работы.

4. ЖДУЩИЙ РЕЖИМ ДЕТЕКТОРОВ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ

Пассивное гашение лавины представляет собой фундаментальный подход для детекторов одиночных фотонов ждущего режима. В данных устройствах до сих пор существует ряд технических проблем, которые необходимо решить. Основная проблема — высокая вероятность возникновения послеимпульсов. Самым простым методом решения данной проблемы является увеличение мертвого времени, однако, это сильно ограничивает скорость счета. Некоторые научные группы публиковали другие способы уменьшения вероятности возникновения послеимпульсов, которые заключались в уменьшении избыточного смещения и увеличении температуры диода [25].

Помимо пассивного гашения лавины, были опубликованы также варианты использования активных схем гашения лавины в ждущих детекторах. В данном случае для подавления послеимпульсов основной задачей было уменьшение времени гашения [26, 27].

Высокочастотное стробирование также может быть использовано для имитации режима ждущего детектора, и в доказательство такой возможности был продемонстрирован ряд показательных экспериментов [23, 28]. Преимуществами данного подхода являются низкая вероятность послеимпульсов и высокая скорость счета. К недостаткам можно отнести невозможность детектирования фотонов, приходящих между стробами, из-за отсутствия синхронизации между оптическими и стробирующими импульсами. Например, при стробировании частотой 1 ГГц и длительности строба 200 пс эквивалентная эффек-

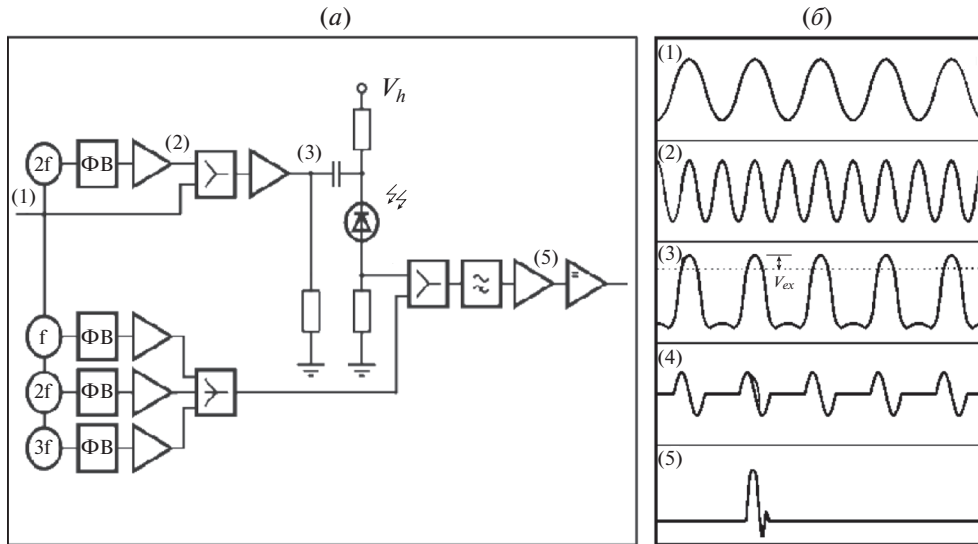


Рис. 6. Схема (а) и временные диаграммы (б) метода вычитания гармоник для высокочастотного стробирования, ФВ – фазовращатель.

тивность детектирования в ждущем режиме составляет лишь пятую часть от величины эффективности в режиме стробирования.

В данном разделе мы сосредоточимся на текущем прогрессе детекторов ждущего режима на основе пассивного гашения лавины с активным восстановлением.

На рис. 7 показана типичная схема пассивного гашения с активным восстановлением, созданная группой из Вирджинии [29]. Высокоомный резистор из стандартной схемы пассивного гашения лавины заменен высокочастотным GaAs полевым транзистором (ПТ). Рабочая точка полевого транзистора смещена таким образом, чтобы удерживать его в закрытом состоянии. Будучи закрытым, ПТ имеет высокое комплексное сопротивление, что обеспечивает пассивное гашение лавинных процессов. Лавинные сигналы связаны по постоянному току с малошумящим усилителем (МШУ) на катоде ОЛФД. Разностные выходы усиленных лавинных сигналов используются для управления генератором импульсов, который создает сбрасывающие сигналы после периода задержки. Сбрасывающие сигналы связаны по переменному току с затвором полевого транзистора для перевода его в открытое состояние. Когда ПТ открыт, у него низкий импеданс, так что напряжение на аноде ОЛФД может быть быстро восстановлено до исходного значения V_b .

В 2009 г. был разработан новый вид устройства ОЛФД с ООС (Однофотонный лавинный фотодиод с отрицательной обратной связью) [30, 31]. В данном диоде объединяются тонкопленочные резисторы большого сопротивления с полупроводниковой структурой, как показано на рис. 8а.

В имеющем такое строение ОЛФД с ООС используется пассивное гашение лавины. Благодаря тому, что вся схема интегрирована на одном чипе, паразитные емкости цепи гашения лавинных процессов минимизированы. По данной причине ОЛФД с ООС обладает более низкой вероятностью послеимпульсов, чем ОЛФД. На эквивалентной схеме ОЛФД с ООС (рис. 8б) сопротивление интегрированного резистора R_L больше эквивалентного сопротивления диода R_d на несколько порядков. Следовательно, лавинные процессы

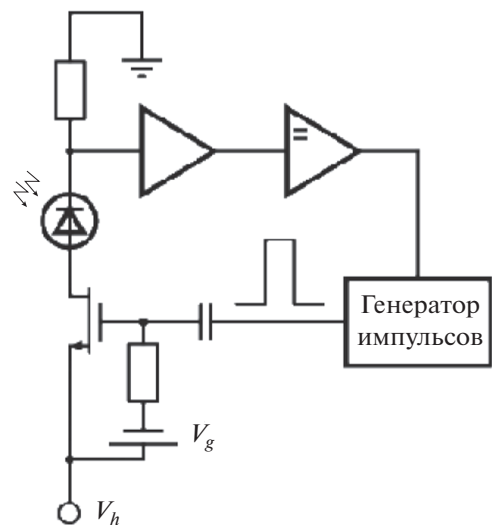


Рис. 7. Функциональная схема пассивного гашения с активным возвратом для ОЛФД в ждущем режиме; V_b – напряжение смещения, V_g – смещение по постоянному току, подаваемое на затвор транзистора.

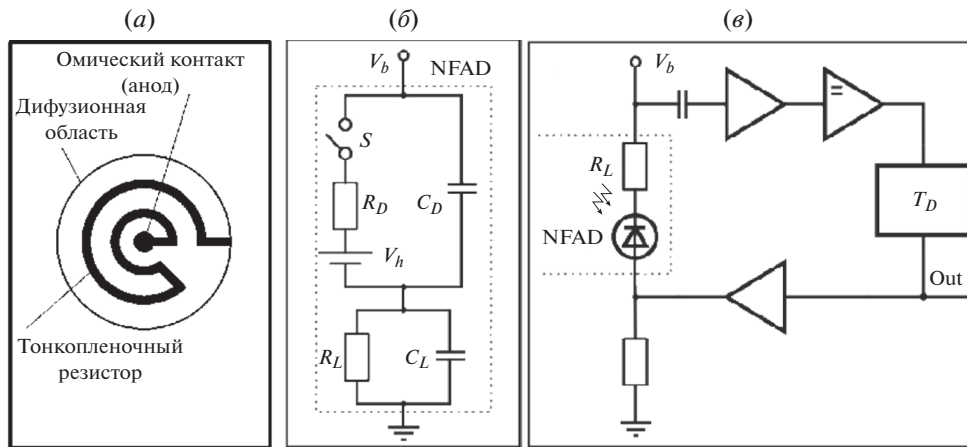


Рис. 8. Вид сверху (а), эквивалентная схема (б) и схема гашения лавинных процессов (в) однофотонных лавинных фотодиодов с отрицательной обратной связью; S – переключатель, R_d – эквивалентное сопротивление диода, C_d – емкость диода, V_{br} – напряжение пробоя, R_L – сопротивление встроенного нагрузочного резистора, C_L – емкость нагрузки, V_b – напряжение смещения, T_D – цепь задержки.

могут быть быстро погашены благодаря падению напряжения на R_L . Время восстановления ОЛФД с ООС после лавинного процесса определяется как $R_L C_d$. Электроника ОЛФД с ООС, обеспечивающая гашение лавин, может быть аналогична электронике, используемой в методе пассивного гашения и активного восстановления, как показано на рис. 8в. После усиления и операции вычитания выходы управляются схемой задержки. Когда сигналы задержки достигают максимума, напряжение смещения на ОЛФД с ООС ниже V_b , так как напряжение на аноде фотодиода увеличивается. Используя данную электрическую схему, Лунги и др. продемонстрировали детектор на базе технологии ОЛФД с ООС с эффективностью детектирования, равной 10%, и темновым счетом в 600 Гц при температуре минус 50°C [32].

В 2012 г. Ян и др. реализовали детектор в ждущем режиме с использованием ОЛФД с ООС. В данной схеме для считывания лавинных сигналов был использован трансформатор. При температуре минус 80°C, эффективность детектирования составляла 10%, а темновой счет достигал 100 Гц [33]. Группа из Женевы существенно улучшила шумовые характеристики детектора в ждущем режиме, используя охладитель Стирлинга. При температуре минус 110°C была получена эффективность детектирования 10%, при этом темновой счет был уменьшен до рекордного уровня – 1 Гц, а вероятность послеимпульсов достигала 2.2% при “мертвом” времени в 20 мкс. Подобные характеристики означают, что детекторы на основе ОЛФД с ООС могут быть сравнимы с однофотонным детектором на сверхпроводящих нанопроволоках по уровню шумов, однако имеют ограничения по скорости работы, и обладают значительно меньшей квантовой эффективностью. В частно-

сти, данные детекторы будут оптимально использовать при передаче квантового ключа на большие расстояния, где ограничение по скорости счета не представляет собой проблему.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ДОФ В КВАНТОВЫХ КОММУНИКАЦИЯХ

Широкое применение InGaAs/InP ОЛФД нашли в оптоволоконных квантовых линиях связи. При распределении квантового ключа прогресс в дальности передачи всегда был тесно связан с прогрессом в разработке малощумящих детекторов одиночных фотонов. InGaAs/InP ОЛФД в режиме низкочастотного стробирования впервые были применены в системах КРК в конце 1990-х, при этом использовались системы автокомпенсации по принципу plug-and-play [35]. В 1999 г. Буреннан и др. провели эксперимент с передачей информации по волноводному кабелю на 40 км [36]. Хьюз и др. реализовали однопроводную схему распределения квантового ключа с кодированием фазы и осуществили протоколы BB84 и B92 на 48 км по оптическому волокну [37]. В 2002 г. Стак и др. опубликовали данные о полевом эксперименте по передаче квантового ключа на 67 км по протянутому между Женевой и Лозанной кабелю [38]. Затем Косака и др. увеличили дальность КРК до 100 км, используя ДОФ на основе InGaAs/InP ОЛФД, спроектированные по принципу двоярных ОЛФД, описанных ранее [39]. В 2004 г. группа Тошиба еще больше увеличили дальность КРК, до 122 км, используя ОЛФД с низким темновым счетом [40]. Во всех экспериментах по передаче квантового ключа использовались ослабленные лазерные импульсы для имитации источника одиночных фотонов. Такой подход уязвим с точки зрения атаки с разделением числа фотонов,

что значительно снижает максимальную дальность передачи ключа. Благодаря предложенной впоследствии схеме с использованием обманных состояний [41] данное ограничение было преодолено. В 2007 г. Пенг и др. впервые продемонстрировали квантовое распределение ключа с использованием обманных состояний с помощью детекторов с эффективностью 10% и темновым счетом на уровне 600 Гц при температуре минус 50°C.

Большие расстояния и высокие скорости генерации ключа были достигнуты при использовании высокочастотного стробирования с малыми значениями вероятности послеимпульсов. В 2007 г. Намеката и др. впервые осуществили эксперимент по квантовому распределению ключа с использованием технологии синусоидального стробирования ОЛФД [43]. На 500 МГц окончательная скорость передачи защищенного ключа составила 330 кбит/с на расстоянии в 15 км. Та же научная группа затем достигла скорости в 24 кбит/с на расстоянии более чем 100 км на частоте синхронизации 2 ГГц и улучшила характеристики ДОФ, добившись низкой вероятности темнового счета на строб, равной 2.8×10^{-8} при эффективности детектирования 6% [44]. В 2014 г. авторы провели эксперимент [45] по распределению квантового ключа с частотой повторения импульсов 1 ГГц с помощью классических оптических линий связи, в которых квантовые состояния и двунаправленные классические данные (10 Гбит/с) были объединены в одном кабеле с плотным мультиплексированием с разделением по длине волны. Скорость передачи ключа достигла 2.38 Мбит/с на 35 км, и предельная дальность между узлами распределения квантового ключа составила 70 км.

Благодаря коротким стробирующим импульсам и временам задержки, вероятность темнового отсчета на строб становится пренебрежимо малой, и послеимпульсы становятся основным шумовым фактором в КРК. По этой причине оптимальный температурный режим для эксплуатации ОЛФД может быть близок к комнатной температуре, что может быть оптимально для коммерческого использования систем КРК [46].

Для использования на расстояниях больше 100 км применяют, как правило, однофотонные детекторы на сверхпроводящих нанопроволоках. Тем не менее, в 2015 г. передача квантового ключа произошла на расстоянии более чем в 300 км по оптоволоконному кабелю с использованием малошумящих ОЛФД с ООС в ждущем режиме [47].

В 2016 г. была реализована генерация квантового ключа на расстоянии 404 км [48], для этого применялось оптоволоконно с низким коэффициентом затухания (0.16 дБ/км на длине волны 1550 нм). Скорость генерации квантового ключа составляла 1.15 бит/ч, и авторам потребовалось три месяца для генерации 2584 бит.

В 2017 г. были представлены пять достижений в области КРК: КРК “земля-самолет” [49] и “спутник-земля” [50, 51], распределение запутанных состояний с помощью спутника на расстояние более 1200 км [52] и телепортация одиночных фотонных кубитов “земля-спутник” на расстояние до 1400 км [53]. Наконец, в 2018 г. у Ляо и его коллеги успешно реализовали КРК с обманными состояниями между спутником на низкой орбите и несколькими наземными станциями, разнесенными на 7600 км на Земле [54]. Таким образом, были сделаны существенные шаги в направлении реализации квантовых сетей на большие расстояния.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Однофотонные лавинные фотодиоды на основе полупроводниковой гетероструктуры $A^{III}B^V$ на данный момент являются наиболее практичным решением в области детектирования слабых оптических сигналов в диапазоне ближнего ИК. За прошедшие десятилетия разработчики микроэлектроники в данной области достигли значительных результатов по улучшению свойств таких однофотонных лавинных фотодиодов. Сама структура однофотонных лавинных фотодиодов со временем была значительно улучшена, например, появились однофотонные лавинные фотодиоды со встроенной отрицательной обратной связью – ОЛФД с ООС [30, 31]. Это сильно улучшило некоторые параметры фотодиодов, что дало рост производительности систем на их основе и облегчило проектирование гасящей электроники.

Также были разработаны однофотонные лавинные фотодиоды с интегрированными в чип системами пассивного, а затем и активного гашения лавин, что позволило нивелировать многие паразитные параметры, возникающие при соединении выводов корпуса фотодиода с управляющей гасящей электроникой, а также еще сильнее упростить последнюю. Подобные решения позволяют улучшить массогабаритные параметры разрабатываемых на их основе детекторов. Что касается схемотехнических решений в области детектирования одиночных фотонов, в данной области также были достигнуты определенные успехи – как для стробированных детекторов, так и для детекторов ждущего режима. Так, частота стробирования уже превысила 2 ГГц, что приближается к предельным значениям для коммерческих решений однофотонных лавинных фотодиодов [19]. Детекторы с высокочастотным стробированием довольно быстро нашли применение в технологии квантового распределения ключа. В данном обзоре мы рассмотрели различные технические достижения в технологиях ждущего режима, низкочастотного и высокочастотного стробирования, а также описали полезные схемотехнические

решения в области разработки электроники для детекторов одиночных фотонов.

Уменьшение размеров активной области ОЛФД может являться эффективным подходом для уменьшения темнового счета и вероятности послеимпульса, что показано в работе [55].

В последнее время вырос интерес к проектированию сверхпроводящих однофотонных детекторов на основе нанопроволок из различных материалов [56–58]. Во многом это стало возможным благодаря широкому распространению в мире технологии изготовления планарной оптики. Следует отметить, что эффективность подобных систем детектирования близка к идеальной – 92% при темновом счете 130 Гц [56] и все новые и новые материалы открываются и тестируются.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Eisaman M.D., Fan J., Migdall A., Polyakov S.V.* Invited Review Article: Single-photon sources and detectors // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. I. 7. P. 071101.
2. *Kiktenko E.O., Pozhar N.O., Anufriev M.N., Trushechkin A.S., Yunusov R.R., Kurochkin Y.V., Lvovsky A.I., Fedorov A.K.* Quantum secured blockchain // *Quantum Sci. Technol.* 2018. V. 3. № 3. P. 035004.
3. *Yu C., Shangguan M., Xia H., Zhang J., Dou X., Pan J.* Fully integrated free-running InGaAs/InP single-photon detector for accurate lidar applications // *Opt. Express.* 2017. V. 25. P. 14611–14620.
4. *Zhang X., Shi Y., Shan Y., Sun Z., Qiao W., Zhang Y.* Enhanced v-optical time domain reflectometry using gigahertz sinusoidally gated InGaAs/InP single-photon avalanche detector // *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 2016. V. 55. P. 094101.
5. *Lee C., Johnson B., Jung T., Molnar A.* A 72×60 Angle-Sensitive SPAD Imaging Array for Lens-less FLIM // *Sensors (Basel)*. 2016. V. 16. P. 1422.
6. *Al-Rawhani M., Hu C., Giagkoulovits C., Annese V., Cheah B.C., Beeley J., Velugotla S., Accarino C., Grant J., Mitra S., Barrett M., Cochran S., Cumming D.* Multimodal Integrated Sensor Platform for Rapid Biomarker Detection // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 2020. V. 67. I. 2. P. 614–623.
7. *Ceccarelli F., Gulinatti A., Labanca I., Rech I., Ghioni M.* Development and characterization of an 8×8 SPAD-array module for gigacount per second applications // *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 2017. V. 10229. P. 102290E.
8. *Bennett C.H., Brassard G.* Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing // *Proc. IEEE Int. Conf. Comp. Syst. Sign. Proc. Bangalore. India.* 1984. P. 175–179.
9. *Bennett C.H., Bessette F., Brassard G., Salvail L., Smolin J.J.* Experimental Quantum Cryptography // *J. of Cryptology.* 1992. V. 5. P. 3–28.
10. *Bedington R., Arrazola J.M., Ling A.* Progress in satellite quantum key distribution // *Npj. Quantum Inf.* 2017. V. 3. № 30.
11. *Toonabi A., Darareh M., Janbaz S.* A two-dimensional quantum key distribution protocol based on polarization-phase encoding // *Int. J. of Quantum Inf.* 2019. V. 17. № 7.
12. *Dutton N., Gyongy I., Parmesan L., Henderson R.* Single Photon Counting Performance and Noise Analysis of CMOS SPAD-Based Image Sensors // *Sensors (Basel)*. 2016. V. 16. P. 1122.
13. *Pernice W., Schuck C., Minaeva O., Li M., Goltsman G.N., Sergienko A.V., Tang H.X.* High-speed and high-efficiency travelling wave single-photon detectors embedded in nanophotonic circuits // *Nat. Commun.* 2012. V. 3. № 1325.
14. *Ribordy G., Gisin N., Guinnard O., Stucki D., Wegmuller M., Zbinden H.* Photon counting at telecom wavelengths with commercial InGaAs/InP avalanche photodiodes: Current performance // *J. Mod. Opt.* 2004. V. 51. P. 1381–1398.
15. *Bethune D.S., Risk W.P.* An autocompensating fiber-optic quantum cryptography system based on polarization splitting of light // *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. V. 36. I. 3. P. 340–347.
16. *Tomita A., Nakamura K.* Balanced, gated-mode photon detector for quantum-bit discrimination at 1550 nm // *Opt. Lett.* 2002. V. 27. I. 20. P. 1827–1829.
17. *Namekata N., Sasamori S., Inoue S.* 800 MHz Single-photon detection at 1550-nm using an InGaAs/InP avalanche photodiode operated with a sine wave gating // *Opt. Express.* 2006. V. 14. I. 21. P. 10043–10049.
18. *Yuan Z.L., Kardynal B.E., Sharpe A.W., Shields A.J.* High speed single photon detection in the near infrared // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. I. 4.
19. *Zhang J., Thew R., Barreiro C., Zbinden H.* Practical fast gate rate InGaAs/InP single-photon avalanche photodiodes // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. I. 9.
20. *Zhang J., Eraerds P., Walenta N., Barreiro C., Thew R., Zbinden H.* 2.23 GHz gating InGaAs/InP single-photon avalanche diode for quantum key distribution // *Proc. SPIE.* 2010. V. 7681. P. 76810Z.
21. *Liang X., Liu J., Wang Q., Du D.B., Ma J., Jin G., Chen T., Zhang J., Pan J.W.* Fully integrated InGaAs/InP single-photon detector module with gigahertz sine wave gating // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. I. 8.
22. *Liang Y., Wu E., Chen X., Ren M., Jian Y., Wu G., Zeng H.* Low-Timing-Jitter Single-Photon Detection Using 1-GHz Sinusoidally Gated InGaAs/InP Avalanche Photodiode // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2011. V. 23. I. 13. P. 887–889.
23. *Ren M., Gu X., Liang Y., Kong W., Wu E., Zeng H.* Laser ranging at 1550 nm with 1-GHz sine-wave gated InGaAs/InP APD single-photon detector // *Opt. Express.* 2011. V. 19. I. 14. P. 13497–13502.
24. *Restelli A., Bienfang J.C., Migdall A.L.* Single-photon detection efficiency up to 50% at 1310 nm with an InGaAs/InP avalanche diode gated at 1.25 GHz // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. I. 14.
25. *Acerbi F., Anti M., Tosi A., Zappa F.* Design Criteria for InGaAs/InP Single-Photon Avalanche Diode // *IEEE Photonics J.* 2013. V. 5. I. 2.
26. *Rochas A., Guillaume-Gentil C., Gautier J., Pauchard A., Ribordy G., Zbinden H., Leblebici Y., Monat L.* ASIC for high-speed-gating and free running operation of SPADs // *Proc. SPIE.* 2007. V. 6583. P. 65830F.
27. *Thew R.T., Stucki D., Gautier J.D., Zbinden H.* Free-running InGaAs/InP avalanche photodiode with active quenching for single photon counting at telecom wavelengths // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. I. 20.

28. *Eraerds P., Legre M., Zhang J., Zbinden H., Gisin N.J.* Photon Counting OTDR: Advantages and Limitations // *J. Lightwave Technol.* 2010. V. 28. I. 6. P. 952–964.
29. *Hu C., Liu M., Zheng X., Campbell J.C.* Dynamic Range of Passive Quenching Active Reset Circuit for Single Photon Avalanche Diodes // *IEEE J. Quantum Electron.* 2010. V. 46. I. 1. P. 35–39.
30. *Korzh B., Lunghi T., Kuzmenko K., Boso G., Zbinden H.* Afterpulsing studies of low-noise InGaAs/InP single-photon negative-feedback avalanche diodes // *J. Mod. Opt.* 2014. V. 62. I. 14. P. 1151–1157.
31. *Boso G., Korzh B., Lunghi T., Zbinden H.* Low noise InGaAs/InP single-photon negative feedback avalanche diodes: characterization and applications // *Proc. SPIE.* 2015. V. 9492. P. 94920Q.
32. *Lunghi T., Barreiro C., Guinnard O., Houlmann R., Jiang X., Itzler M.A., Zbinden H.* Free-running single-photon detection based on a negative feedback InGaAs APD // *J. Mod. Opt.* 2012. V. 59. I. 17. P. 1481–1488.
33. *Yan Z., Hamel D.R., Heinrichs A.K., Jiang X., Itzler M.A., Jennewein T.* An ultra low noise telecom wavelength free running single photon detector using negative feedback avalanche diode // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. I. 7.
34. *Korzh B., Walenta N., Lunghi T., Gisin N., Zbinden H.* Free-running InGaAs single photon detector with 1 dark count per second at 10% efficiency // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. I. 8.
35. *Ribordy G., Gautier J.D., Gisin N., Gautier O., Zbinden H.* Automated ‘plug and play’ quantum key distribution // *Electron. Lett.* 1998. V. 34. I. 22. P. 2116–2117.
36. *Bourennane M., Gibson F., Karlsson A., Hening A., Jons-son P., Tsegaye T., Ljunggren D., Sundberg E.* Experiments on long wavelength (1550nm) “plug and play” quantum cryptography systems // *Opt. Express.* 1999. V. 4. I. 10. P. 383–387.
37. *Hughes R.J., Morgan G.L., Peterson C.G.* Quantum key distribution over a 48 km optical fibre network // *J. Mod. Opt.* 2000. V. 47. P. 533–547.
38. *Stucki D., Gisin N., Guinnard O., Ribordy G., Zbinden H.* Quantum key distribution over 67 km with a plug&play system // *New J. Phys.* 2002. V. 4. P. 41.
39. *Kosaka H., Tomita A., Nambu Y., Kimura T., Nakamura K.* Single-photon interference experiment over 100 km for quantum cryptography system using balanced gated-mode photon detector // *Electron. Lett.* 2003. V. 39. I. 16. P. 1199–1201.
40. *Gobby C., Yuan Z.L., Shields A.J.* Quantum key distribution over 122 km of standard telecom fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. I. 19.
41. *Cova S., Ghioni M., Lacaíta A., Samori C., Zappa F.* Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection // *Appl. Opt.* 1996. V. 35. I. 12. P. 1956–1976.
42. *Peng C.Z., Zhang J., Yang D., Gao W.B., Ma H.X., Yin H., Zeng H.P., Yang T., Wang X.B., Pan J.W.* Experimental Long-Distance Decoy-State Quantum Key Distribution Based on Polarization Encoding // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. I. 1.
43. *Namekata N., Fujii G., Inoue S.* Differential phase shift quantum key distribution using single-photon detectors based on a sinusoidally gated InGaAs/InP avalanche photodiode // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. I. 1.
44. *Namekata N., Takesue H., Honjo T., Tokura Y., Inoue S.* High-rate quantum key distribution over 100 km using ultra-low-noise, 2-GHz sinusoidally gated InGaAs/InP avalanche photodiodes // *Opt. Express.* 2011. V. 19. I. 11. P. 10632–10639.
45. *Patel K.A., Dynes J.F., Lucamarini M., Choi I., Sharpe A.W., Yuan Z.L., Penty R.V., Shields A.J.* Quantum key distribution for 10 Gb/s dense wavelength division multiplexing networks // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. I. 5.
46. *Comandar L.C., Fröhlich B., Lucamarini M., Patel K.A., Sharpe A.W., Dynes J.F., Yuan Z.L., Penty R.V., Shields A.J.* Room temperature single-photon detectors for high bit rate quantum key distribution // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. I. 2.
47. *Korzh B., Lim C.C.W., Houlmann R., Gisin N., Li M.J., Nolan D., Sanguinetti B., Thew R., Zbinden H.* Provably secure and practical quantum key distribution over 307 km of optical fibre // *Nat. Photonics.* 2015. V. 9. P. 163–168.
48. *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., Chen H., Li M.J., Nolan D., Zhou F., Jiang X., Wang Z., Zhang Q., Wang X.B., Pan J.W.* Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution Over a 404 km Optical Fiber // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. I. 19.
49. *Pugh C.J., Kaiser S., Bourgoin J.P., Jin J., Sultana N., Agne S., Anisimova E., Makarov V., Choi E., Higgins B.L., Jennewein T.* Airborne demonstration of a quantum key distribution receiver payload // *Quantum Sci. Technol.* 2017. V. 2. № 2. P. 0240029.
50. *Liao S.K., Lin J., Ren J.G. et al.* Space-to-Ground Quantum Key Distribution Using a Small-Sized Payload on Tiangong-2 Space Lab // *Chin. Phys. Lett.* 2017. V. 34. № 9. P. 090302.
51. *Takenaka H., Carrasco-Casado A., Fujiwara M., Kitamura M., Sasaki M., Toyoshima M.* Satellite-to-ground quantum-limited communication using a 50-kg-class microsatellite // *Nature Photon.* 2017. V. 11. P. 502–508.
52. *Yin J., Cao Y., Li Y.H. et al.* Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers // *Science.* 2017. V. 356. I. 6343. P. 1140–1144.
53. *Ren J., Xu P., Yong H. et al.* Ground-to-satellite quantum teleportation // *Nature.* 2017. V. 549. P. 70–73.
54. *Liao S.K., Cai W.Q., Handsteiner J. et al.* Satellite-Relayed Intercontinental Quantum Network // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. I. 3.
55. *Zavodilenko V., Losev A., Miller A., Kurochkin V., Kurochkin Y.* Dependence of InGaAs/InP avalanche photodiode based single photon detector’s noise characteristics on the photodiode’s active area // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 917. I. 6. P. 062034.
56. *Zadeh I.E., Los J.W.N., Gourgues R. B. M., Steinmetz V., Bulgarini G., Dobrovolskiy S.M., Zwiller V., Dorenbos S.N.* Single-photon detectors combining high efficiency, high detection rates, and ultra-high timing resolution // *APL Photonics.* 2017. V. 2. I. 11.
57. *Korneev A., Korneeva Y., Florya I., Semenov A., Goltsman G.* Photon Switching Statistics in Multistrip Superconducting Single-Photon Detectors // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2018. V. 28. I. 7. P. 1–4.
58. *Korneev A., Kovalyuk V., An P., Golikov A., Zubkova E., Ferrari S., Kahl O., Pernice W., Goltsman G.* Superconducting single-photon detector for integrated waveguide spectrometer // *EPJ Web of Conf.* 2018. V. 190. P. 1–2.