Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИ ТГУ)
Радиофизический факультет
Кафедра квантовой электроники и фотоники (КЭиФ)

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ В ГЭК
Руководитель ООП
Д-р физ.-мат. наук, профессор

_____ А.В. Войцеховский
(подпись)
«18» июня 2021 г.

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА
(МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ)

ПАРАМЕТРЫ ДЕТЕКТОРОВ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ НА ОСНОВЕ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ ДЛЯ СИСТЕМ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ

по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика»

«Приборы и устройства нанофотоники»

Хомякова Кристина Игоревна

Руководитель ВКР
Д-р физ.-мат. наук, профессор

_____ А.П. Коханенко
(подпись)
«9» июня 2021 г.

Автор работы
студент группы № 71952

_____ К.И. Хомякова
(подпись)
«9» июня 2021 г.

Томск – 2021

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации.
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИ ТГУ)
Радиофизический факультет
Кафедра квантовой электроники и фотоники (КЭиФ)

УТВЕРЖДАЮ
Руководитель ООП
Д-р физ.-мат. наук, профессор
_____ А.В. Войцеховский
подпись
«17» сентября 2019 г.

ЗАДАНИЕ

на выполнение выпускной квалификационной работы магистра обучающемуся
Хомякова Кристина Игоревна
Фамилия Имя Отчество обучающегося

по направлению подготовки 12.04.03 Фотоника и оптоинформатика, «Приборы и устройства нанофотоники»

1 Тема выпускной квалификационной работы
Параметры детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов для систем квантовой криптографии

2 Срок сдачи обучающимся выполненной выпускной квалификационной работы:
а) в учебный офис / деканат – _____ б) в ГЭК – _____

3 Исходные данные к работе:
Объект исследования – Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов с гетероструктурой InGaAs/InP.
Предмет исследования – Процессы образования сигналов и шумов в детекторах одиночных фотонов.
Цель исследования – Измерение зависимостей параметров детекторов одиночных фотонов от температуры и напряжения смещения для систем квантовой криптографии.

Задачи:
1. Аналитический обзор работ по теме детекторов одиночных фотонов для систем квантовой криптографии.
2. Проведение измерений параметров ДОФ на экспериментальном стенде Российского квантового центра.
3. Проведение измерений параметров ДОФ на экспериментальном стенде центра «Квантовые технологии».
4. Анализ и обсуждение полученных экспериментальных результатов.

Методы исследования:
Проведение экспериментальных измерений параметров ДОФ с помощью стенда РКЦ и стенда центра «КТ»

Организация или отрасль, по тематике которой выполняется работа, –
Российский квантовый центр

4 Краткое содержание работы
В работе представлен обзор научно-технической литературы по структурам лавинных фотодиодов, по режимам работы лавинных фотодиодов, приведены сведения о

различных способах детектирования одиночных фотонов. С помощью экспериментальных стендов проведены измерения параметров детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов. Приведены результаты измерений параметров детекторов одиночных фотонов в двух режимах от температуры детектора и от напряжения смещения, подаваемого на лавинный фотодиод.

Руководитель выпускной квалификационной работы
Д-р физ.-мат. наук, профессор / А.П. Коханенко
должность, место работы *подпись* *И.О. Фамилия*

Задание принял к исполнению
Магистрант / К.И. Хомякова
должность, место работы *подпись* *И.О. Фамилия*

АННОТАЦИЯ

Магистерская диссертация с. 79, гл. 4, рис. 28, табл.1, источников 50, 1 приложение.

ЛАВИННЫЕ ФОТОДИОДЫ, КВАНТОВАЯ КРИПТОГРАФИЯ, ТЕМНОВОЙ СЧЕТ, ДЕТЕКТОР ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ, РЕЖИМ ГЕЙГЕРА, РЕЖИМ СТРОБИРОВАНИЯ, КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Объект исследования – детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов с гетероструктурой InGaAs/InP. Предмет исследования – процессы образования сигналов и шумов в детекторах одиночных фотонов.

Целью работы является измерение параметров детекторов одиночных фотонов от температуры и напряжения смещения для систем квантовой криптографии.

В работе представлен обзор научно-технической литературы по структурам лавинных фотодиодов, по режимам работы лавинных фотодиодов, приведены сведения о различных способах детектирования одиночных фотонов.

С помощью экспериментальных стендов проведены измерения параметров детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов. Приведены результаты измерений параметров детекторов одиночных фотонов в двух режимах от температуры детектора и от напряжения смещения, подаваемого на лавинный фотодиод.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ 5

ВВЕДЕНИЕ..... 6

1 Физические основы работы лавинных фотодиодов 10

1.1 Физика работы лавинного фотодиода 10

1.2 Основные параметры лавинных фотодиодов 16

1.3 Режимы работ лавинных фотодиодов 21

1.4 Структура лавинных фотодиодов 22

2 Детекторы одиночных фотонов 29

2.1 Основные параметры детекторов одиночных фотонов 29

2.2 Виды детекторов одиночных фотонов 32

2.3 Режимы работы детекторов одиночных фотонов 36

2.3.1 Синхронный режим работы детектора одиночных фотонов..... 36

2.3.2 Асинхронный режим работы детектора одиночных фотонов.... 39

3 Экспериментальные методы измерения параметров детекторов одиночных фотонов 41

3.1 Основные требования к измерению параметров детекторов одиночных фотонов 41

3.2 Описание экспериментального стенда Российского квантового центра 45

3.3 Описание экспериментального стенда центра «Квантовые технологии» 48

4 Экспериментальные данные и обсуждение 51

4.1 Результаты экспериментальных измерений детекторов одиночных фотонов, проведенные на стенде Российского квантового центра..... 52

4.2 Результаты экспериментальных измерений детекторов одиночных фотонов, проведенные на стенде центра «Квантовые технологии»..... 54

4.3 Обсуждение полученных результатов 57

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 64

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ 66

ПРИЛОЖЕНИЕ А..... 71

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В работе приняты следующие обозначения и сокращения:

APD – avalanche photodiode

SPAD – single photon avalanche diode

ЛФД – лавинный фотодиод

DCR – темновой счет

ДОФ – детектор одиночных фотонов

SSPD – сверхпроводящие тонкопленочные наноструктуры

ФЭУ – фотоэлектронные умножители

ФПУ – фотоприемное устройство

PNR – photon number resolution

SNSPD – сверхпроводящие нанопроволочные однофотонные детекторы

QE – квантовая эффективность

СПД – сверхпроводящие детекторы

DT – мертвое время

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время мир пронизан проводами, радиоволнами оптическими волокнами, многие системы связи используют их в качестве каналов обмена информацией. Но зачастую, появляется необходимость передать какую-то очень важную секретную информацию, однако, используя обычные каналы связи, нельзя ручаться за секретность переданных данных. Поэтому для обмена секретной информацией, были созданы системы передачи информации по скоростному физическому каналу, секретность которых обеспечивается законами квантовой физики. Таким образом, появились квантово-криптографические системы.

Квантовая криптография стала развиваться в 1984 году, а принцип кодирования, на котором основана работа системы, был придуман в начале века. И как любая молодая наука, квантовая криптография содержит еще очень много неразрешенных проблем. Одна из таких проблем, это скорость передачи данных в системах квантовой криптографии [1].

Многие научно-исследовательские группы, занимающиеся исследованиями квантово-криптографических систем, стремятся создать систему не только со 100% секретностью обмена информацией, но и с высокой скоростью передачи данных. Однако при повышении скорости передачи данных в квантово-криптографических системах, появляются проблемы, связанными с детектированием единичных фотонов.

Необходимость регистрации одиночных фотонов возникла еще в начале XX века, после фундаментальных работ М. Планка и А. Эйнштейна. Первые приборы, позволяющие осуществить такую регистрацию, многокаскадные фотоэлектронные умножители (ФЭУ), были созданы в 30-х годах прошлого века. Дальнейшее совершенствование ФЭУ заключалась в расширении их оптического диапазона и увеличении коэффициента усиления. Тенденция повыше-

ния быстродействия, квантовой эффективности и перехода от вакуумных приборов к полупроводниковым привела к созданию в 70 х годах твердотельных фотоэлектронных умножителей - лавинных фотодиодов (ЛФД).

На сегодняшний день существует несколько типов фотодетекторов, которые могут справиться с задачей регистрации одиночного фотона с различной степенью эффективности: ЛФД, ФЭУ, многоканальные усилители (ФЭУ–МКП), сверхпроводящие детекторы (СПД). Детекторы на основе лавинного фотодиода InGaAs/InP, хотя и обладают характеристиками хуже, чем сверхпроводниковые детекторы, сравнительно компактны для систем квантовой криптографии, и в перспективе, с началом массового производства лавинных фотодиодов, должны стать недорогими [2–3].

Разработка систем квантовой криптографии поставила задачу проектирования приемников фотонов, работающих в диапазоне 850 до 1600 нм (ближний ИК-диапазон), имеющих высокую скорость счета, высокую квантовую эффективность и малую вероятность ложного срабатывания. До настоящего времени разрабатываемые для работы в ближнем ИК-диапазоне приемники фотонов на основе ЛФД имели сравнительно небольшую скорость счета, ограниченную эффектом послелавинных срабатываний. Малые вероятности темнового отсчета достигались за счет охлаждения ЛФД при помощи жидкого азота. Для этих приемников не были достаточной степени исследованы вопросы выбора оптимальной температуры, временного разрешения, а также влияние ряда параметров на характеристики приемника. Необходимость проведения подобных исследований проистекает из того, что изначально ЛФД были ориентированы на работу в качестве чувствительных фотоприемников-усилителей (с коэффициентами усиления до нескольких десятков). При работе в качестве детектора фотонов ЛФД переводится в режим, близкий к лавинному пробою. Одиночный фотон в таком режиме способен вызвать лавинный пробой. Именно ток пробоя позволяет зарегистрировать акт поглощения фотона. Тем не менее, поскольку данный режим не является стандартным, существует до-

статочно большое количество параметров схемы включения, изменение которых позволяет добиться улучшения характеристик приемника фотонов в целом.

Целью диссертационной работы является измерение зависимостей параметров детекторов одиночных фотонов от температуры и напряжения смещения для систем квантовой криптографии.

В рамках поставленной цели решались следующие задачи:

1. Аналитический обзор работ по теме детекторов одиночных фотонов для систем квантовой криптографии.
2. Проведение измерений параметров ДОФ на экспериментальном стенде Российского квантового центра.
3. Проведение измерений параметров ДОФ на экспериментальном стенде центра «Квантовые технологии».
4. Анализ полученных экспериментальных результатов и обсуждение

Положения, выносимые на защиту:

1. Для детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP изменения значений напряжения лавинного пробоя от температуры в пределах от -40 до -60 ℃ описываются линейной зависимостью ($U = kT + \mathrm{b}$), с угловым коэффициентом $k = 0{,}1104 \pm 0{,}02$℃$^{-1}$ и $b = 79{,}448 \pm 0{,}015$ В.

2. При измерении зависимостей темнового счета детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP от температуры ДОФ при квантовой эффективности 10% обнаружена линейная зависимость ($f = kT + b$) темнового счета в диапазоне температур от -40 до -60 ℃ с угловым коэффициентом k равным 70 ± 55 ℃$^{-1}$.

Научная новизна защищаемых положений заключается в том, что установлен характер зависимости напряжения лавинного пробоя от температуры ДОФ для детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов, определяющийся материальной системой полупроводниковой структуры (InGaAs/InP).

Практическая значимость результатов работы основывается на доказательности необходимости проведения предварительных измерений параметров детекторов одиночных фотонов от температуры и напряжения смещения для выбора оптимальных параметров фотоприемнных устройств для регистрации одиночных фотонов для систем квантовой криптографии.

Магистерская диссертация состоит из четырех глав. Первая глава посвящена рассмотрению физических принципов работы лавинных фотодиодов, структур лавинных фотодиодов, режимов работы лавинных фотодиодов. Во второй главе рассмотрены способы регистрации единичных фотонов. В третьей главе описаны методы измерения параметров детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов на примере экспериментального стенда Российского квантового центра и экспериментального стенда Кафедры квантовой электроники и фотоники. В четвертой главе приведены результаты измерения параметров и построены зависимости характеристики однофотонных детекторов от температуры ЛФД и от напряжения смещения ЛФД.

В приложение А представлен патентный отчет по теме «Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах для систем квантовой криптографии».

1 Физические основы работы лавинных фотодиодов

В настоящее время основным решением для практического обнаружения одиночных фотонов является использование однофотонных лавинных диодов (avalanche photodiode – APD). В литературе, охватывающей фотоприёмники, можно увидеть использование терминов лавинный фотодиод (APD) и SPAD (single photon avalanche diode). Как правило, к устройству применяют термин APD, если он работает ниже напряжения пробоя в линейном режиме, соответственно, выходной фототок прямо пропорционален входной оптической мощности. Термин SPAD применим к приборам, работающим в режиме Гейгера [4].

1.1 Физика работы лавинного фотодиода

Лавинный фотодиод – высокочувствительный полупроводниковый прибор, преобразующий свет в электрический сигнал за счет явления внутреннего фотоэффекта. ЛФД был изобретен японским инженером Дзюнъити Нисидзава в 1952 году. Главным отличием ЛФД от обычного фотодиода (ФД) является преобразование потока фотонов в фототок за счет фотоэффекта, в сочетании с последующим усилением фототока за счет эффекта лавинного умножения фотовозбужденных электронов или дырок в достаточно сильном электрическом поле.

ЛФД являются быстродействующими фотоприемниками, их частотный диапазон может достигать 10 ГГц, и обладают высокой чувствительностью по сравнению с другими полупроводниковыми фотоприемниками, такими как фоторезисторы, фототранзисторы, фоточувствительные приборы с зарядовой связью и другие виды фотодиодов, что позволяет использовать их для регистрации малых световых мощностей (≤ 1 нВт) [5].

Первоначально были разработаны для использования в широкополосных телекоммуникационных приемниках и в лазерных дальномерах, среди но-

вых применений это квантовое распределение ключей, позитронно-эмиссионной томография, оптическая рефлектометрия, физика элементарных частиц и биомедицинские исследования.

Принцип работы ЛФД в линейном режиме заключается в том, что к *p-n* переходу прикладывается большое обратное напряжение смещения близкого к напряжению лавинного пробоя. Если структура слоев у обычного фотодиода имеет вид p^+-*i*-n^+, то у ЛФД добавляется *p*-слой (p^+-*i*-*p*-n^+), рис. 1. Причем профиль распределения легирующих примесей выбирается так, чтобы наибольшее сопротивление, следовательно, и наибольшую напряженность электрического поля имел *p*-слой. При воздействии света на *i*-слой образуются электронно-дырочные пары. Благодаря небольшому полю, происходит направленное движение носителей к соответствующим полюсам. При попадании свободных электронов из *i*-слоя в *p*-слой их ускорение становится более ощутимым из-за высокого электрического поля в p-слое. Ускоряясь в зоне проводимости в *p*-слое, такие электроны приобретают энергию достаточную, чтобы возбудить другие электроны из валентной зоны в зону проводимости. Таким образом происходит лавинообразное нарастание концентрации свободных электронов. Этот процесс носит название лавинного усиления или умножения первичного фототока и характеризуется коэффициентом умножения [6-7].

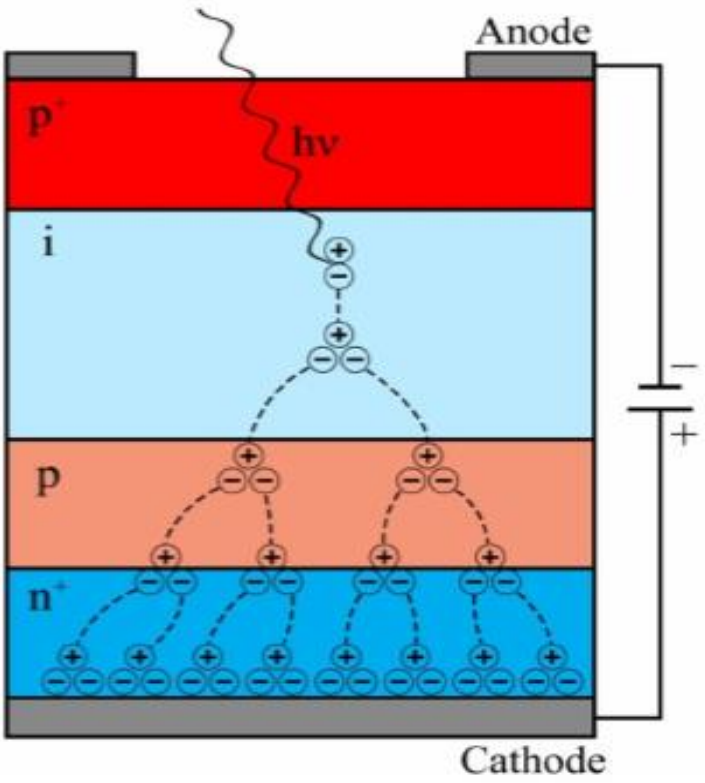

Рисунок 1 – Принцип работы лавинного фотодиода [6]

Существует ряд формул, описывающих коэффициент лавинного умножения ЛФД, довольно информативной является следующая формула [8]:

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^L \alpha(x)\,dx}, \tag{1.1}$$

где L – длина области пространственного заряда; α – коэффициент ударной ионизации для носителей заряда (вероятность возбуждения данным носителем электрон-дырочной пары на единичном расстоянии). Этот коэффициент сильно зависит от приложенного напряжения, температуры и профиля легирования. Отсюда следует требование в обеспечении хорошей стабилизации напряжения и температуры, либо учёт влияния температуры в задающей напряжение смещения схеме.

Ещё одна эмпирическая формула показывает сильную зависимость коэффициента лавинного умножения от приложенного обратного напряжения смещения [5]:

$$M = \frac{1}{1-\left(U/U_b\right)^n}, \tag{1.2}$$

где U – напряжение внешнего обратного смещения, U_b – напряжение обратного смещения, при котором наступает электрический пробой, показатель степени n принимает значения в зависимости от характеристик материала и структуры.

Усиление фототока в ЛФД определяется коэффициентом лавинного умножения [9-11]:

$$I_ф = I_{ф0} M, \tag{1.3}$$

где $I_ф$ – ток на выходе фотодиода с учётом умножения; $I_{ф0}$ – ток при отсутствии умножения.

Ток при отсутствии умножения определяется выражением:

$$I_{ф0} = \frac{e\eta}{h\nu} P_0, \tag{1.4}$$

где η – квантовый выход, e – заряд электрона, h – постоянная Планка, ν – частота, P_0 - мощность падающего излучения.

$$P_0 = h\nu n_ф, \tag{1.5}$$

где $n_ф$ - количество рожденных фотонов за единицу времени.

Фототок при лавинном умножении равен:

$$I_ф = n_e e M, \tag{1.6}$$

где n_e – количество рожденных электрон-дырочных пар за единицу времени.

Если требуются очень высокие коэффициенты усиления, возможна эксплуатация некоторых типов ЛФД при напряжениях выше пробойных. В этом случае требуется подавать на фотодиод ограниченные по току короткие быстро спадающие импульсы. Для этого могут использоваться активные и пассивные стабилизаторы тока. Приборы, действующие, таким образом работают в гейгеровском режиме. Этот режим применяется для создания детекторов, реагирующих на единичные фотоны (при условии, что шумы достаточно малы).

На рис. 2 приведена зависимость тока (I) коэффициента лавинного умножения (M) от обратного напряжения (U) на ЛФД.

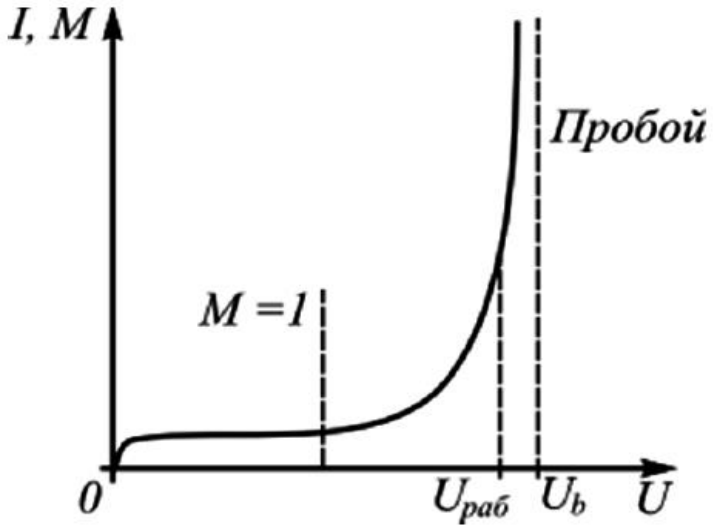

Рисунок 2 – Зависимость тока (I) коэффициента лавинного умножения (M) от обратного напряжения (U) на ЛФД [5]

Структура материалов, образующих ЛФД, его топологическая схема и технология изготовления обеспечивают работоспособность устройства в требуемом режиме. Процесс образования носителей в ЛФД, включение его в цепь, возникновение фототока и распределение напряженности электрического поля показаны на рис. 3.

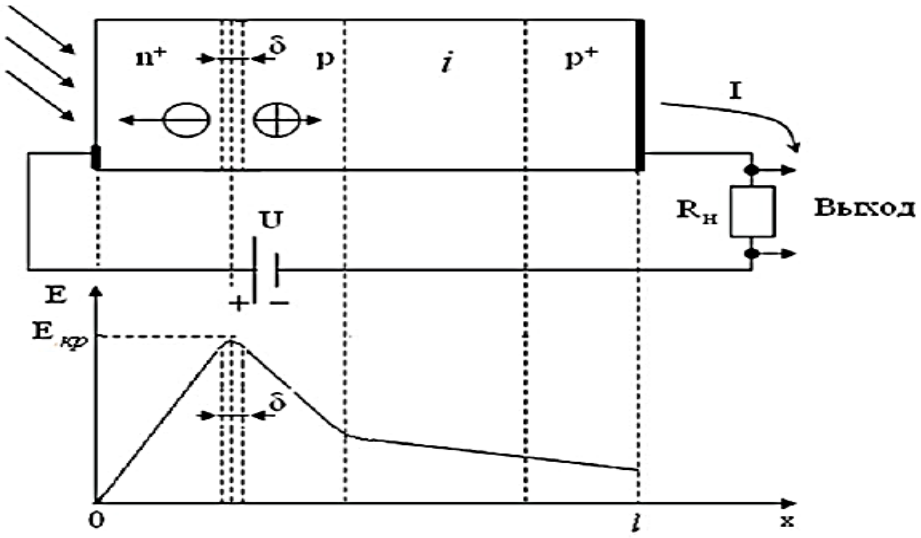

Рисунок 3 – Процесс образования носителей тока в ЛФД, возникновение фототока и распределение электрического поля в структуре [5]

Допустим, что смещение достигает величины, при которой в запирающем p-$n+$-слое электрическое поле превысит значение критической напряженности $E_{кр}$.

Тогда образованные фотонами первичные электроны и дырки получают энергию, достаточную для того, чтобы посредством ударной ионизации образовывать новые пары носителей.

Это умножение носителей происходит в довольно узкой области δ вблизи пика электрического поля. Первичные электроны и дырки на длине свободного пробега в кристаллической решётке получают от электрического поля кинетическую энергию, равную ширине запрещённой зоны. Вторичные носители заряда, в свою очередь, способствуют ударной ионизации и образованию новых пар. Таким образом, первоначально слабый фототок возрастает лавинообразно. Рассмотренный ЛФД работает при напряжениях смещения U больше напряжения пробоя U_b, соответствующего критической напряжённости $E_{кр}$.

Если бы процесс лавинного умножения был определенным, то каждая первичная электронно-дырочная пара создавала M вторичных пар. На самом деле в реальном ЛФД умножение неопределённо, то есть каждая первичная пара порождает случайное число вторичных пар, среднее число которых может быть равно $<M>$, однако мгновенное изменения M могут быть большими [7]:

Величина $<M>$ обычно имеет порядок 10–100. Конструктивно ЛФД существенно сложней p-i-n-фотодиода. Кроме того, для создания условий лавинообразного размножения носителей требуется существенно увеличить размеры обеднённой области. При больших U сильные токи приводят к разогреву полупроводника, что увеличивает темновой ток и уменьшает фототок (электрический пробой переходит в тепловой). Проигрывает ЛФД и по шумовым характеристикам. Это объясняется тем, что процесс образования лавины носит случайный характер и является дополнительным источником шума. Из-за

сильной зависимости *M(U)* использование ЛФД затрудняется необходимостью применения высокостабильного напряжения. Однако ЛФД значительно превосходит *p-i-n* – фотодиод по чувствительности.

1.2 Основные параметры лавинных фотодиодов

Чувствительность S (А/лм, А/Вт, В/лм, В/Вт). В общем случае чувствительность фотоприемника отражает изменение электрического состояния на выходе фотоприемника при подаче на его вход единичного оптического сигнала. Количественно чувствительность определяется отношением изменения измеряемой электрической величины, вызванного падающим на фотоприемник излучением, к количественной характеристике этого излучения.

В зависимости от измеряемого электрического параметра на выходе фотоприемника различают токовую и вольтовую чувствительность фотоприемника. Если измеряемой величиной является фототок, то имеем токовую чувствительность (S_I). Чувствительность фотоприемника, у которого измеряемой величиной является напряжение фотосигнала, называется вольтовой чувствительностью (S_V).

$$S_{IP} = I_{\phi} / P_0, \tag{1.7}$$

$$S_{I\Phi} = I_{\phi} / \Phi, \tag{1.8}$$

где I_{ϕ} – фототок; Φ – световой поток, P_0 – входная мощность излучения. По аналогии вычисляется вольтовая чувствительность.

При увеличении коэффициента умножения повышается чувствительность ЛФД.

Между токовой чувствительностью и квантовой эффективностью существует связь:

$$S_{IP} = \frac{Me\lambda}{hc}\eta, \tag{1.9}$$

где λ – длина волны, c – скорость света, η – квантовая эффективность. С подстановкой значений констант получаем [8-9]:

$$S_{IP} = \frac{\lambda M}{1,240 \frac{мкр \cdot Вт}{А}} \eta. \qquad (1.10)$$

Чувствительность зависит от длины волны падающего излучения. Поэтому различают интегральную и монохроматическую чувствительность фотоприемника. Таким образом, легко оценить значения токовой чувствительности для разных материалов и разных длин волн.

<u>Квантовая эффективность или квантовый выход</u> определяется как отношение числа рождающихся электрон-дырочных пар n_e к потоку падающих на ЛФД фотонов $n_ф$ за определенный промежуток времени[9,12]:

$$\eta = \frac{n_e}{n_ф} = \frac{I_ф / e}{P_0 / h\nu} = \frac{Shc}{e\lambda M}, \qquad (1.11)$$

Поглощенная в материале ФД и вызывающая фототок мощность $P_{погл}$ будет меньше падающей P_0, так как излучение частично отражается от границы раздела воздух-полупроводник, и не полностью поглощается в материале полупроводника. Полагая, что поглощение в основном происходит в *i*-слое, Поглощенная мощность равна [13]:

$$P_{погл} = P_0 (1 - R)\left(1 - e^{-\alpha L_a}\right), \qquad (1.12)$$

где R – коэффициент отражения потока от рабочей поверхности прибора, L_α – ширина области поглощения света, α – коэффициент поглощения.

Число фотонов, поглощённых в материале ЛФД, будет равно:

$$n_{фпогл} = \frac{P_{погл}}{h\nu} = n_ф (1 - R)\left(1 - e^{-\alpha L_a}\right). \qquad (1.13)$$

Введем понятие внутренней квантовой эффективности, как отношение числа рождаемых электронов n_e к потоку поглощенных в *i*-слое фотонов $n_{фпогл}$ за определенный промежуток времени:

$$\eta_{вн} = \frac{n_e}{n_{фпогл}} = \frac{I_ф / e}{P_{погл} / E_g}. \qquad (1.14)$$

Получаем еще одно выражение для определения квантового выхода:

$$\eta = \eta_{вн} (1 - R)\left(1 - e^{-\alpha d}\right). \qquad (1.15)$$

Шумовой ток в ЛФД.

Дробовой шум, обусловлен дискретным характером прохождения носителями ОПЗ фотодиода. Фототок не является непрерывным и однородным потоком, а представляет поток отдельных дискретных электронов. Фототок флуктуирует в зависимости от того, насколько много или мало пар «электрон-дырка» образуется в данный момент времени. Дробовые шумы присутствуют и тогда, когда свет не падает на фотодиод. Даже в отсутствие оптического сигнала малые флуктуации фототока генерируются за счет темнового тока и температурных колебаний [11-13].

Темновой ток – это ток, протекающий при обратном смещении через диод в отсутствии оптического излучения. Физической причиной существования темнового тока являются тепловые генерации электронов и дырок в полупроводниковом материале, которые затем начинают упорядоченно двигаться за счет сильного электрического поля.

Величина темнового тока зависит от материала полупроводника, температуры и конструкции ФД [9-10,13].

Темновой ток для ЛФД определяется:

$$I_m = MI_{my} + I_{mн}, \tag{1.16}$$

где $I_{mн}$ - неумножаемая часть темнового тока, I_{my} - умножаемая часть темнового тока.

В ЛФД, наряду с умножение фототока, имеет место и усиление шумового тока. Кроме того, шум возрастает вследствие, флуктуаций коэффициента умножения *M*. В результате дробовой шум можно оценить среднеквадратичной величиной соответствующего тока [9].

$$\overline{I_д^2} = 2e\left[M^2F(M)\left(I_ф + I_{my}\right) + I_{mн}\right]\Delta f, \tag{1.17}$$

Множитель $F(M)$ характеризует шумовые свойства ЛФД, носит название коэффициента избыточного шума, или шум-фактора и определяется как отношение среднеквадратичного значения усиления к квадрату его среднего значения:

$$F(M) = \frac{\overline{M^2}}{M^2}. \qquad (1.18)$$

Величина шум-фактора существенно зависит от отношения коэффициентов ударной ионизации α_n и α_p. Шум-фактор минимален в том случае, когда эти коэффициенты резко различаются и когда начало лавины инициируется носителями с большим коэффициентом ионизации [12-13].

Тепловой шум вызывается случайным тепловым движением электронов в ЛФД. Электроны в пространстве между электродами фотодиода ведут себя хаотично. В каждый момент времени суммарный поток случайного движения электронов может быть направлен к одному либо к другому электроду. Значение теплового шума можно оценить по формуле Найквиста среднеквадратичной величиной соответствующего тока [9].

$$\overline{I_T^2} = 4kT \triangle f / R, \qquad (1.19)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура проводника, R – активное сопротивление проводника, $\triangle f$ – ширина полосы пропускания фотодиода.

Суммарный шумовой ток будет зависеть от $\sqrt{\Delta f}$ и равен:

$$\overline{I_ш^2} = \overline{I_д^2} + \overline{I_T^2}. \qquad (1.20)$$

<u>Пороговая чувствительность</u> - это одна из наиболее важных характеристик, учитывающих шумовые свойства фотоприемника. Она определяет минимальную мощность оптического сигнала на входе фотоприемник, которая может быть задетектирована. При этом величина фототока $I_ф$ принимается равной величине тока шума $I_ш$:

$$P_{0\min} = \frac{I_ш}{S_{IP}}, \qquad (1.21)$$

(В зарубежной литературе это параметр получил обозначение NEP – по первым буквам английских слов *noise equivalent power* – мощность, эквивалентная шуму.)

Удельный порог чувствительности – зависит от площади фотоприемника и полосы пропускания.

$$P^{*}_{0\min} = \frac{P_{0\min}}{\sqrt{A_{фд} \cdot \Delta f}}, \qquad (1.22)$$

где $A_{фд}$ – площадь окна фотодиода. Этот параметр имеет размерность Вт/(см$Гц^{0,5}$) и позволяет сравнить пороговые свойства фотоприемников с различными значениями $A_{фд}$ и Δf.

Величина, обратная пороговой чувствительности, называется обнаружительной способностью [9,12].

Быстродействие определяется продолжительностью трех процессов:

- временем диффузии $\tau_{диф}$ избыточных носителей в нейтральной *p* или *n*-области к границе ОПЗ;
- временем дрейфа $\tau_{пр}$ носителей внутри ОПЗ;
- постоянной времени перезарядки барьерной емкости *p-n* перехода τ_{RC}.

Инерционность фотодиода проявляется в задержке появления фототока и искажении формы его импульса по сравнению с оптическим сигналом.

Тепловое сопротивление R_T - сопротивление фотоприемника в отсутствие падающего на него излучения.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) отражает зависимость фототока от напряжения на фотодиоде при неизменном световом потоке.

Спектральная характеристика определяет реакцию фотоприемника на воздействие излучения с различной длиной волны. Она определяет спектральную область применения приемника, а также его спектральную и интегральную чувствительность.

Энергетическая (световая) характеристика отражает зависимость фототока от светового потока возбуждающего излучения. Эта характеристика может иметь конкретный вид как ампер-ватная, вольт-ватная, люкс-амперная характеристики.

Температурные характеристики определяют зависимость таких параметров фотоприемника, как темновой ток, темновое сопротивление, чувствительность, от температуры окружающей среды [9].

В лавинных фотодиодах, как и в нелавинных приборах при выборе материала фотодиода определяющими параметрами являются квантовая эффективность в заданном спектральном диапазоне, быстродействие, шумы, температурный режим и напряжение питания.

1.3 Режимы работ лавинных фотодиодов

В линейном режиме работы фотодиода среднее число сигнальных фотоэлектронов n_s остается пропорциональным числу возбуждающих их фотонов n_p так, что n_s~η·M np. Здесь η и M – квантовая эффективность и коэффициент лавинного умножения APD.

Чувствительность APD в линейном режиме описывается хорошо изученной моделью и ограничена как шумами самого диода (флуктуацией M, дробовым шумом темнового тока, и др.), так и внутренними шумами ФПУ [14].

Новые возможности в достижении предельной чувствительности ФПУ открывают лавинные фотодиоды специальной конструкции SPAD, способные работать не только в линейном режиме, но и в сильно нелинейном, ключевом режиме, который в литературе обозначается как «режим Гейгера».

Режим Гейгера представляет собой методику, при которой лавинный фотодиод работает при обратном напряжении, превышающем напряжение пробоя Ub. При гейгеровском режиме работы в фотодиоде создается сильное электрическое поле, создающее электронно-дырочную пару при малом световом потоке, падающего на поверхность фотодиода. В таком режиме коэффициент усиления достигает порядка ($10^6 - 10^8$), а при нормальном режиме работы достигает 10-100 единиц. Увеличение коэффициента усиления приводит к росту шум-фактора и температурной нестабильности ЛФД [15-16].

Оно должно постоянно находиться под контролем, чтобы успеть с помощью соответствующей схемы гашения предотвратить повреждение фотоприемника. В своей простейшей форме, схема гашения может быть реализована на токоограничивающем резисторе, расположенном последовательно с лавинным фотодиодом, который будет гасить лавину, если значение резистора достаточно велико. Однако такие схемы обычно имеют долгое время восстановления, а оно ограничивает максимальную скорость счета. По этой причине большинство коммерчески доступных модулей счета фотонов на основе SPAD-диодов имеют активную схему гашения. Она регистрирует возникновение лавины, а затем снижает в течение нескольких наносекунд напряжение смещения на лавинном фотодиоде ниже напряжения пробоя.

Однако для ЛФД предназначенных для регистрации одиночных фотонов коэффициент усиления и шум-фактор не имеют никого значения, а приоритетными являются квантовая эффективность, темновой счет и максимальная скорость темнового счета детектора [17].

Характеристики современных фотодиодов в принципе позволяют обеспечить режим счета одиночных фотонов.

1.4 Структура лавинных фотодиодов

В лавинных диодах, как и в нелавинных приборах, необходимо добиться максимальной квантовой эффективности, требования остаются существенными. Кроме того, важно, чтобы умножение носителей в сечении освещенной регистрируемым излучением площади оставалось однородным. Должны использоваться высококачественные материалы практически без дефектов и дислокаций, в противном случае образующиеся локальные повышения электрического поля приведут к образованию преждевременной лавины или микроплазмы.

Для создания детекторов одиночных фотонов ЛФД могут быть изготовлены на основе кремния (Si), германия (Ge), нитрида галлия (GaN), HgCdTe,

или из гетероструктурных структур группы III-V, такие как InGaAs/InP и InGaAs/InAlAs в зависимости от длины световой волны, которую необходимо зарегистрировать [18].

Кремниевые ЛФД пригодны для спектрального диапазона 400-1000 нм, при этом имеют малые шумы, связанные с умножением носителей. Структура продольного сечения типичного кремниевого ЛФД представлена на рис. 4 [19].

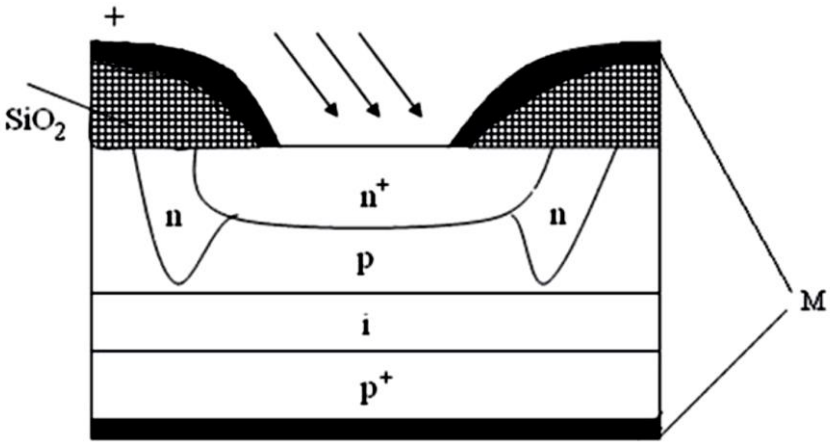

Рисунок 4 – Структура продольного сечения кремневого ЛФД [19]

В германиевых лавинных фотодиодах имеется ряд специфических проблем, из-за которых усиление не превышает 10—20 раз. Темновой ток значителен (микроамперы), поскольку высока скорость тепловой генерации носителей и велика поверхностная утечка. Кроме того, затруднено получение бездефектного материала для подложки. Германий принимает инфракрасные волны длиной до 1.7 мкм, но приборы на его основе имеют заметные шумы.

Германиевый лавинный фотодиод, как правило, представляет собой плоский резкий p + n-переход, который, чтобы избежать разрушения края и микроплазмы, использует защитные кольца (то есть области высокого пробивного напряжения, окружающие активную область) или мезуструктуры рисунок. Поскольку ширина запрещенной зоны мала, а электрическое поле велико

(при работе в режиме Гейгера), генерация электронно-дырочных пар в темноте сильна [20].

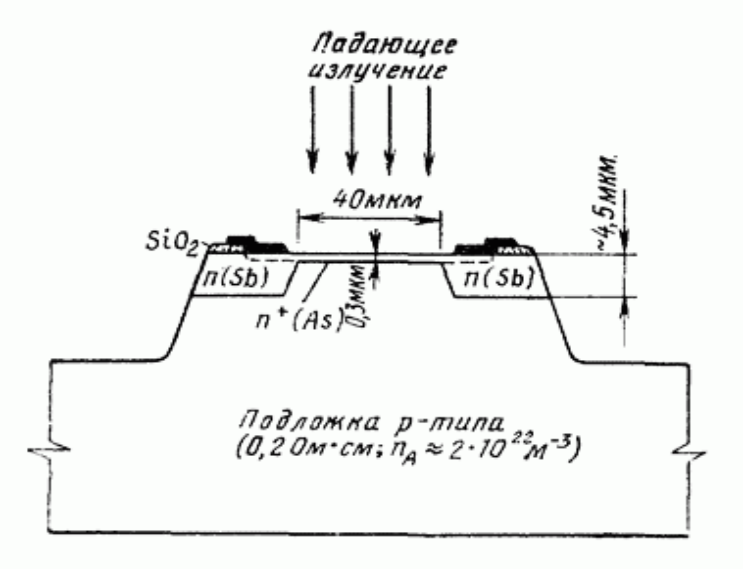

Рисунок 5 – Структура германиевого лавинного фотодиода [20]

Высокочистые материалы, однородные концентрации легирования и низкие плотность дислокаций помогает поддерживать темный счет на низких уровнях. Однако германиевые устройства требуют глубокого охлаждения до температуры жидкого азота (77 К) или ниже. При этих низких температурах эффективность обнаружения при 1550 нм значительно снижается из-за расширения запрещенной зоны. Низкая производительность в волоконно-оптических приложениях ограничивает разработка германиевых детекторов. Тем не менее, хорошая германиевая технология может дать высокую производительность фотоприемника для однофотонного счета.

Для ЛФД обеспечивающего фоточувствительность в спектральном диапазоне 0,9 до 1,7 *мкм* основным материалом является тройное соединение $In_xGa_{1-x}As$ [21]. Они нашли свое применение в линиях волоконно-оптической связи, лазерных радарах и дальномерах, в системах регистрации слабых оптических импульсов и т.п [22].

Первыми разработками были попытки реализовать ЛФД с гомоструктурой InGaAs, на примере германиевых и кремневых ЛФД. Однако для такой

структуры темновой ток в области пробивного напряжения имеет степенную зависимость, в связи, с чем усиление падает. Возникновение большого темнового тока связано с малой шириной запрещенной зоны $E_g = 0,75$ эВ и с характерным прямым переходом. При приложение большого электрического поля протекал большой межзонный туннельный ток [23].

Для подавления большого темнового тока разработали структуру, впервые введенную более 30 лет назад с отдельными областями поглощения и умножения (SAM) на основе эпитаксиальных гетероструктур InGaAs /InP или InGaAs/InAlAs [17,23-24]. Однако и в такой структуре ЛФД возникла проблема, на разрыве зон на гетеропереходе начали накапливаться дырки или электроны в зависимости от материала слоя умножения, тем самым увеличивая время отклика.

В последние годы используют структуру с отдельными областями поглощения, сортировки, заряда и умножения (SAGCM) рисунок 6 [17,23,25-26]. Данная структура позволяет уменьшить влияние эффектов туннелирования, достичь значений шум фактора, близких к единице, а еще уменьшить рабочее напряжения ЛФД для их применения в оптоэлектронных приборов.

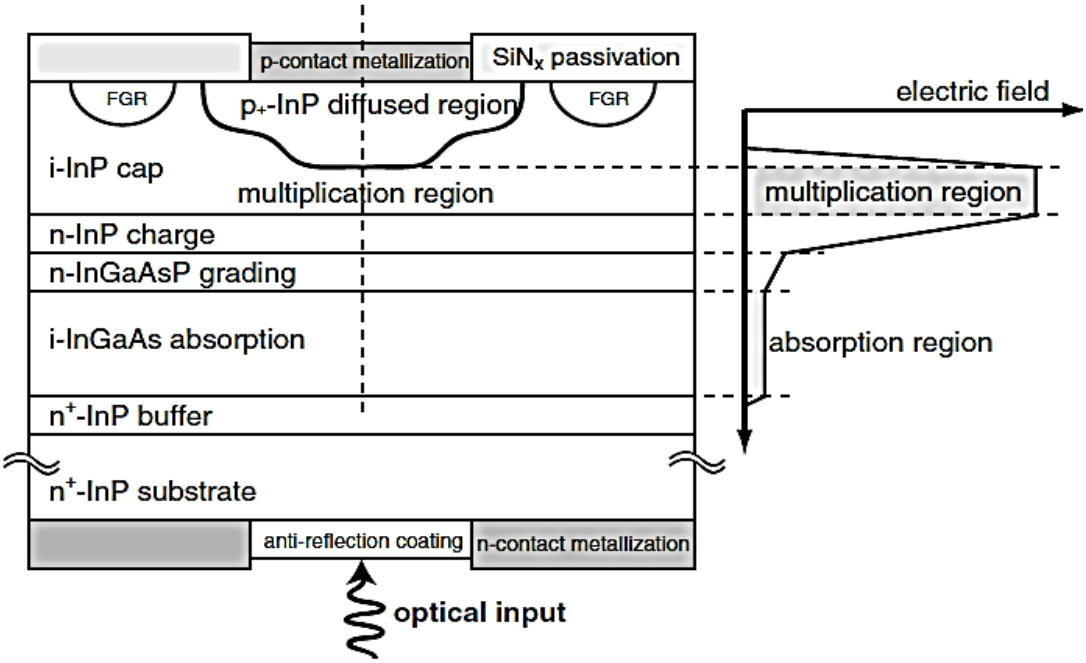

Рисунок 6 – Структура ЛФД, выполненная из материалов InGaAs/InP. Справа представлен график распределения электрического поля [27]

При создании ЛФД проводится проектирование структуры путем расчета распределения электрического поля, толщин и концентраций в основных слоях поглощения, заряда и умножения, необходимых для получения лавинного умножения, высокой квантовой эффективности, быстродействия, минимального темнового тока и шум-фактора. Из проведенного литературного обзора выделили оптимальные параметры слоев структуры ЛФД в линейном режиме [23].

1. Параметры области поглощения влияют на квантовыю эффективность, быстродействие, напряжение, темновой ток, туннельные токи. Толщину области поглощения можно оценить по закону Бугера для приемлемой квантовой эффективности $\eta = 0,87$ для *p-i-n* фотодиода, полученное значение W_n не должно превышать 2,9 мкм [28-29]. Для ЛФД толщины области поглощения выбираются несколько меньше 1-2 мкм, т.к небольшие потери в квантовой эффективности компенсируются лавинным умножение, при этом улучшаются остальные вышеперечисленные параметры [30].

Распределение электрического поля для уменьшения туннельного тока должно быть не более $1,5 \cdot 10^5 B/см$, а для обеспечения высокого быстродействия поле должно быть не менее $1 \cdot 10^4 B/см$.Концентрация в области поглощения, определяющая максимальное поле в слое поглощения, должна быть минимальной. Значение концентрации примеси (легирование) N_n в тройном соединении находиться в диапазоне $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} см^{-3}$ и определяется возможностями эпитаксии [31-33].

2. Параметры области умножения влияют на коэффициент умножения, шум-фактор и туннельные токи. При уменьшении шум-фактора желательны более тонкие области умножения, поскольку они приводят к более детерминированным лавинным процессам. Это проявление так называемого «эффекта мертвого пространства», в котором событие ударной ионизации приводит к тому, что носитель теряет большую часть своей энергии и не восстанавливает значительную вероятность ударной ионизации снова, пока он не

пройдет достаточно далеко, чтобы получить достаточную кинетическую энергию. Поскольку произведение коэффициента усиления ЛФД обратно пропорционально ширине области умножения, устройство также требуют достаточно тонких областей умножения для достижения желаемого коэффициента умножения и полосы пропускания. Обоим этим характеристикам производительности способствует использование узкого слоя умножения с шириной ≤0,5 мкм [17,31].

Для обеспечения лавинного умножения распределение электрического поля *p-n* перехода должно быть не менее $4,5 \cdot 10^5 В/см$ (для InP) и не больше электрического поля $7 \cdot 10^5 В/см$ при котором наблюдаются туннельные токи, что ограничивает минимальную толщину 0,2 мкм (для InP) и рабочее напряжение [33-34].

Концентрация примеси в слое умножения должна быть минимальной в диапазоне $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} см^{-3}$, чтобы между областями поглощения и умножения получить почти чистую инжекцию фотогенерированных дырок или электронов в области усиления [35].

3. Зарядовый слой между областями поглощения и умножения предоставляет гибкость в управлении профилем внутреннего электрического поля устройства. Он обеспечивает достаточно высокое электрическое поле в области умножения для достижения лавинного усиления при сохранении достаточно низкого электрического поля в поглотителе, чтобы подавить туннельные эффекты, возникающие в слое поглощения при сильном электрическом поле [36]. Концентрация легирования при заданном коэффициенте умножения определяется толщиной слоя умножения, рабочим напряжением и заданной напряженностью поля в слое поглощения. Для тонких слоев умножения легирование зарядового слоя должно быть достаточно высоким в диапазоне $1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17} см^{-3}$ [13,36-37].

4. Дополнительные сортировочные слои часто используются для минимизации эффектов захвата дырок, которые возникают из-за неоднородности валентной зоны, которая существует на резких гетерограницах [17].

Таким образом, для того чтобы получить, ЛФД с необходимыми параметрами нужно модифицировать слои структуры.

ЛФД предназначенные для использования в режиме линейного умножения, были испытаны в режиме Гейгера с целью получения одиночных детекторов. Преимущество ЛФД в том, что они способны зарегистрировать слабые оптические сигналы за счет внутреннего усиления благодаря процессу, известному как ударная ионизация, который приводит к множеству электронно-дырочных пар на входной фотон.

У ЛФД в режиме Гейгера доминирующим становится темновой ток, который обусловлен тепловыми генерациями, межзонным туннелированием и туннелированием через ловушки, вследствие этого шум очень большой [38-39]. Для уменьшения шума стали производить охлаждение ЛФД, чтобы понизить тепловые генерации, после чего доминирующим стал туннельный ток, который зависит от структуры и рабочего напряжения [40]. Для понижения туннельного тока требуется вносить изменения в структуру, потому что зарядовый слой не справляется с удержанием распределения электрического поля ниже электрического поля, при котором возникают эффекты туннелирования в слое умножения и в слое поглощения. Вероятность пробоя медленно растет с увеличением обратного напряжения смещения, чтобы понизить рабочие напряжения и увеличить вероятность пробоя необходимо увеличить толщину слоя умножения, тем самым уменьшить распределение электрического поле в устройстве [41].

В итоге для ДОФ были разработаны SPAD, аналогичные структуре APD с линейным умножением, за исключением некоторых требований к структуре, которые влияют на увеличение квантовой эффективности и уменьшение шума в ДОФ [42].

2 Детекторы одиночных фотонов

Фотон есть неделимая мельчайшая частица света и, следовательно, детекторы с возможностью обнаружения одиночных фотонов являются конечными устройствами обнаружения слабых световых потоков.

Однофотонные детекторы все чаще используются в таких областях, как квантовое распределение ключей (QKD), позитронно-эмиссионная томография, оптическая рефлектометрия и биомедицинские исследования.

В настоящее время известны различные устройства и методы детектирования единичных фотонов, например, фотоэлектронные умножители, однофотонные лавинные фотодиоды (SPAD, ЛФД), сверхпроводящие тонкопленочные наноструктуры и ДОФ на квантовых точках и полупроводниковых дефектах. Приведенные классы устройств различаются по конструктивным особенностям, по спектральному диапазону чувствительности, по квантовой эффективности и способности различать одиночные фотоны.

В последнее время протяженные и высокоскоростные системы QKD стимулировали развитие высокоскоростных однофотонных детекторов ближнего ИК-диапазона [43].

Для применения в задачах квантовой криптографии SPD должны обладать высокой эффективностью детектирования, высоким отношением сигнал / шум, малым мертвым временем, низким джиттером и способностью различать количество фотонов.

2.1 Основные параметры детекторов одиночных фотонов

Как и любое устройство, детектор одиночных фотонов обладает набором параметров, характеризующих эффективность регистрации кванта света.

Квантовая эффективность (QE) – вероятность регистрации одиночного фотона, другими словами, отношение количества зарегистрированных фотонов к общему числу пришедших фотонов. Достижение максимального значения данного параметра особенно желательно для фотонов трех длин волн: 810

нм, 1310 нм, 1550 нм, для которых затухание в оптоволокне достигает минимальных значений рис. 7. Для целей квантовых технологий значение этого параметра в идеале должно приближаться к единице [43].

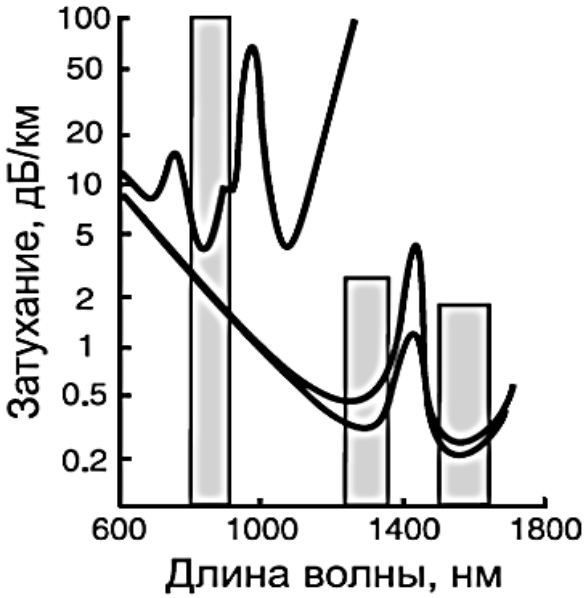

Рисунок 7 – Зависимость затухания светового сигнала от длины волны, усредненная по разным типам оптического волокна. Выделено три спектральных окна, в пределах которых световой сигнал может быть передан по оптоволокну с наименьшими потерями [16]

Частота темновых счетов (DCR) – количество ложных срабатываний детектора в единицу времени в отсутствие фотона. Данная величина является характеристикой собственных шумов детектора [15]. DCR зависит от температурных условий и от V_{bx}. Темновые счёты берут своё начало из механизмов теплового или туннельного возбуждения. При достаточно высоких температурах использования тепловое возбуждение будет вносить основной вклад в DCR, в то время как при низких температурах, но при сильном электрическом поле основной вклад в DCR будет вносить именно туннельное возбуждение [17], вызываемое избыточным смещением (V_{bx}). Хотя DCR является, по сути, аналогом темнового тока в APD в линейном режиме – например, дробовой шум обоих явлений играет сравнимую роль во вкладе в общий шум устройства – DCR в основном не коррелирует с темновым током, измеряемым в линейном

режиме работы устройства. Это связано с тем что темновой ток в линейном режиме обычно преобладает над суммарными токами утечки, не протекающими через область умножения, и, следовательно, не приводящих к возникновения лавинных процессов в режиме Гейгера.

«Мертвое» время (DT) – время после зарегистрированного импульса, в течение которого невозможна регистрация следующего фотона. Например, посылая на ДОФ отдельные лазерные импульсы с малой частотой (~кГц), можно пропустить такое явление, как вывод детектора из режима рабочей точки из-за ослепления, которое происходит при частоте следования импульсов выше, чем некоторая величина (~МГц), либо в случае, когда на ДОФ подается больше нескольких сотен импульсов подряд. Ослепление связано с динамикой некоторых процессов, отвечающих за восстановление электрического потенциала на диоде. Эта характеристика вводится для того, чтобы избежать регистрации остаточного импульса.

Временной джиттер (временное разрешение) – определяется плотностью распределения случайной величины – времени между попаданием фотона в активную зону детектора и соответствующим выходным электрическим сигналом.

Вероятность возникновения остаточного импульса (RP) – ещё один важный параметр ЛФД. В процессе лавинообразования некоторые носители захватываются дефектами и ненужными примесями в слое умножения. Впоследствии эти носители будут освобождены и могут вызвать нежелательные лавинные процессы, называемые остаточными импульсами. Поэтому еще одним важным параметром ЛФД является вероятность возникновения остаточного импульса (RP), то есть вероятность, рассчитываемая как количество возникших остаточных импульсов по отношению к ранее обнаруженным фотонам за определённый временной отрезок.

Разрешение количества пришедших фотонов (PNR) важно в специальных приложениях, таких как квантовые вычисления и квантовая оптика. При

стробировании или в свободном режиме считается, что SPAD не имеет возможности определить PNR, поскольку лавинные процессы всегда достигают стадии насыщения благодаря достаточно длительному времени гашения лавины. Управляемый таким образом SPAD может пребывать лишь в двух состояниях – «фотоны есть» или «фотонов нет».

Поскольку для секретности передачи требуется присутствие не более одного фотона в каждом лазерном импульсе, к фотодетекторам предъявляются высокие требования [17].

2.2 Виды детекторов одиночных фотонов

Большинство детекторов в ближней инфракрасной области можно отсортировать по трем основным категориям устройств: фотоумножители, сверхпроводящие устройства и полупроводниковые однофотонные детекторы на основе лавинных диодов. Помимо этих устройств, существуют также некоторые новые технологии для однофотонного обнаружения, такие как оптический стробированный транзистор с квантовыми точками и резонансные туннельные диоды с квантовыми точками.

1. **Фотоумножители**

Фотоумножитель, первый детектор, способный воспринимать один оптический фотон, схематически показан с пропускающим фотокатодом и всего 3 динодами. Фотокатод может быть сконструирован так, чтобы иметь фотоэлектроны, испускаемые с его передней или задней поверхности, и обычно используется 10 динодов. Все это требует работы в вакууме [44].

Фотон выбивает электрон из фотокатода, который изготовлен из материала с низким рабочим состоянием. Этот электрон ускоряется на первый динод, где он выбивает больше электронов. Процесс повторяется, когда электроны ускоряются. на каждый последующий динод, пока, как правило, импульс 10^6 электронов генерируются, которые затем могут быть обнаружены обычной электроникой.

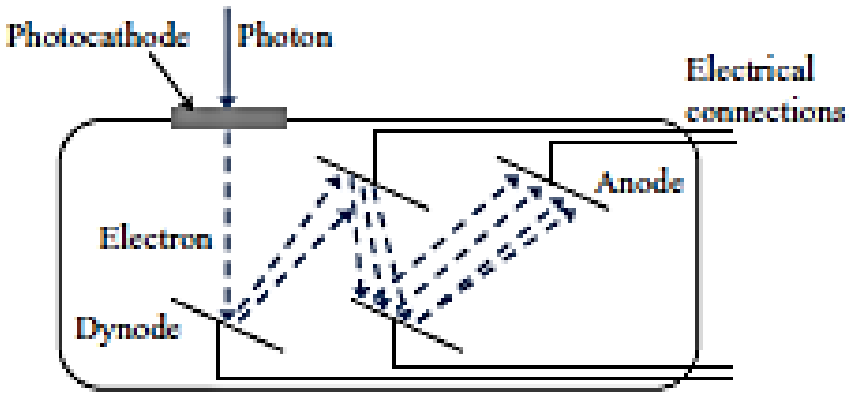

Рисунок 8– Фотоумножитель [44]

2. **Сверхпроводящие устройства**

Сверхпроводящие устройства включают сверхпроводящие нанопроволочные однофотонные детекторы (SNSPD), датчики переходного края (TES) и сверхпроводящие туннельные переходы (STJ). В SNSPD точка доступа создается после поглощения одного фотона в сверхпроводящих нанопроводах, и впоследствии сверхпроводящая плотность тока увеличивается из-за расширения размера точки доступа. Как только сверхпроводящая плотность тока в нанопроводах достигает критического значения, нанопроволоки переходят из состояния сверхпроводимости в состояние нормального сопротивления. Этот переход генерирует сигнал напряжения однофотонного детектирования [44].

Участок сверхпроводящего нанопроволочного однофотонного детектора с током смещения чуть ниже критической плотности тока, которая будет приводить провод в нормальное состояние рис.9. (a). Поступающий фотон создает небольшую нормальную область внутри нанопроволоки (b). Сверхпроводящий ток выталкивается из нормальной области, увеличивая плотность тока в смежных областях нанопроволоки. (c) Это увеличение плотности тока достаточно для нормального управления соседними областями, что, в свою очередь, приводит к измеряемому падению напряжения на детекторе.

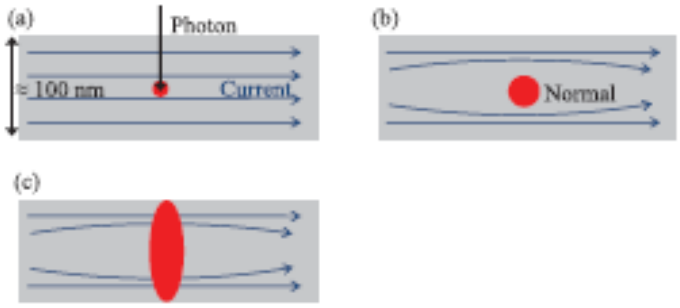

Рисунок 9 – Участок сверхпроводящего нанопроволочного ДОФ. (a). Поступающий фотон создает небольшую нормальную область внутри нанопроволоки (b). Увеличения плотноста тока в смежных областях нанопроволоки. (c) Увеличение плотности тока достаточно для нормального управления соседними областями [44]

Основными преимуществами SNSPDs являются низкая скорость темного счета, высокая скорость счета фотонов и очень точное разрешение по времени. Эффективность обнаружения была низкой (на уровне нескольких процентов) для устройств раннего поколения, но в последнее время этот параметр был значительно улучшен благодаря усилиям сообщества SNSPD. Однако криогенные условия эксплуатации, требуемые для SNSPDs, ограничивают их использование для практических применений. На рис.10 показан внешний вид SNSPD.

Рисунок 10 – Внешний вид сверхпроводящего детектора одиночных фотонов на нанонити ID281

3. **Полупроводниковые однофотонные детекторы на основе SPAD**

Доступны детекторы одиночных фотонов на основе различных полупроводниковых материалах для разных длин волн. Для детектирования одиночных фотонов в телекоммуникационных приложениях на длине волны 1550 нм разрабатываются детекторы на основе индий галлий арсенид/индий фосфид (InGaAs/InP) лавинного фотодиода, работающего в гейгеровском режиме. Как только в диоде создается носитель заряда, он движется через переход и порождает зарядовую лавину, приводящую к макроскопическому токовому импульсу. Носитель заряда может быть индуцирован поглощением фотона, и в этом случае токовый импульс позволяет детектировать фотон. После детектирования фотона лавину требуется погасить, чтобы подготовить диод к приему новых фотонов [45].

Фотоприемное устройство (рис.11), базирующиеся на системах SPAD, состоит из двух основных частей: SPAD [13] и электрическая система гашения лавины [45]. Таким образом, производительность подобных устройств зависит не только от SPAD, но в равной степени и от системы гашения.

Рисунок 11 – ID230 Инфракрасный однофотонный детектор [13]

2.3 Режимы работы детекторов одиночных фотонов

Детектор одиночных фотонов представляет из себя систему, состоящую из полупроводникового чувствительного элемента, управляющей электроники и термостата.

Сигнальная плата является составной частью детектора одиночных фотонов и предназначена для преобразования электрических сигналов, действующих на лавинном фотодиоде, в выходные импульсные сигналы, регистрирующие приход фотона на оптический входной разъем детектора. Наряду с лавинным фотодиодом, сигнальная плата является ключевым компонентом детектора одиночных фотонов, в значительной степени определяя характеристики устройства в целом [18].

Основные функции сигнальной платы заключаются в следующем:

- Определение режима работы детектора одиночных фотонов – ждущий (асинхронный) или синхронный (стробированный).
- Гашение лавины, вызванной поглощением фотона в рабочей области полупроводника.
- Выделение полезного лавинного сигнала – подавление или фильтрация емкостного отклика.
- Обработка полезного сигнала – дифференциация и усиление.
- Определение величины и включение мертвого времени или времени восстановления детектора одиночных фотонов, когда световые импульсы, приходящие на оптический вход устройства, не воспринимаются.
- Обработка выходного сигнала.

2.3.1 Синхронный режим работы детектора одиночных фотонов

Режим стробирования – это простой и эффективный подход к подавлению DCR и явления остаточных импульсов для синхронного детектирования одиночных фотонов. Когда электронные стробирующие сигналы связываются

со SPAD-ом, производные сигналы создаются благодаря ёмкостному отклику SPAD-а, а лавинные сигналы накладываются на производные сигналы [46]. Производные сигналы подавляются для эффективного извлечения лавинных сигналов, это главная цель в синхронизируемой гасящей электронике. Амплитуды производных сигналов зависят от времени нарастания и затухания стробирующих сигналов, а также от их амплитуд и гасящих лавины цепей. Амплитуды лавинных сигналов зависят от *Vbx* и *tw*. *tw* –самый важный параметр в стробируемой гасящей цепи.

Если это время не может быть достаточно малым, т.е. 1 нс или короче, то вклад остаточных импульсов всё ещё достаточно высок. Чтобы подавить эффект остаточных импульсов, требуется большое время задержки, на уровне нескольких микросекунд, что существенно ограничивает частоту стробирования [47]. Если использовать стандартные методы стробирования, то максимальная частота снижается до нескольких десятков МГц. Существует низкочастотное стробирование с частотой ниже 100 Мгц и высокочастотное стробирование с частотой выше 100 Мгц.

Метод совпадений [48] является стандартным для извлечения лавинных сигналов в низкочастотной области. Электронные сигналы стробов, показанные на Рис. 12b (1), связаны по переменному току с катодом SPAD-а.

Выходные сигналы с наложением лавинных и производных сигналов на аноде SPAD-а (Рис. 12b (2)) различаются компаратором. Выходы компаратора (Рис.12b (3)) и вспомогательные сигналы, синхронизированные стробами (Рис.12b (4)), являются входами для логического элемента «И», чьи выходные сигналы — лавины. Временной сдвиг вспомогательных сигналов точно контролируется, чтобы избежать случайного совпадения с разностными выходами производных сигналов.

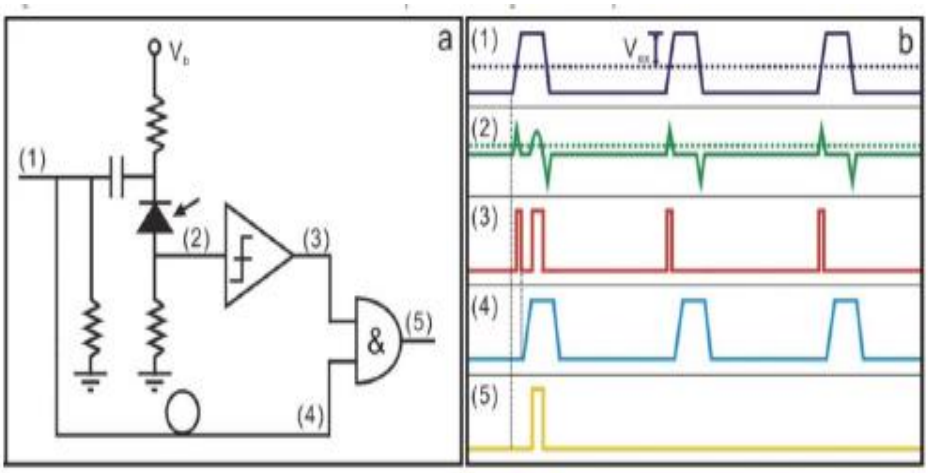

Рисунок 12 – Принципиальная схема (a) и временные диаграммы (b) метода совпадений; *Vb* – напряжение смещения, *Vex* – избыточное смещение; амплитуды сигналов на этом и последующих рисунках не масштабированы [4]

Метод совпадений можно легко осуществить, используя аналоговые и цифровые цепи. Однако есть некоторые недостатки использования такой схемы. Например, чтобы избежать ложных срабатываний детектора вследствие электронного шума, порог компаратора необходимо увеличивать. Это может привести к тому, что небольшие лавинные сигналы не будут зарегистрированы, например, те, у которых было меньше времени на нарастание, поскольку они образовались ближе к концу строба. Если производные сигналы сильно подавить, амплитудное соотношение лавинных к фоновым сигналам может быть эффективно улучшено, и, как следствие, можно будет снизить порог компаратора. Есть также другие методы низкочастотного стробирования [4].

Увеличение частоты стробирования для SPAD-ов критично для случаев, требующих высокую частоту подсчета. Высокочастотные методы стробирования изначально были изобретены для осуществления QKD (quantum key distribution). Для системы QKD из точки в точку доля ключа (R_{raw}) приблизительно считается, как [1]:

$$R_{raw} = \frac{1}{2} ftn\mu, \tag{2.1}$$

где f – системная частота синхронизации, t – время передачи по каналу, η – эффективность детектирования. Когда система работает на определённом расстоянии, t и η фиксированы. Также в целях сохранности системы μ нельзя легко увеличить. Следовательно, увеличение f – единственная возможность повысить скорость передачи [1].

Как описано ранее, основная проблема работы на высоких частотах – эффект остаточных импульсов. Один из самых эффективных подходов к их подавлению – уменьшение *tw*. Главная цель перехода на высокие частоты – детектирование слабых лавинных сигналов из шумового фона, когда *tw* очень мало.

Преимуществами такого подхода являются низкая вероятность остаточной пульсации и высокая скорость счёта, к недостаткам можно отнести потерю фотонов из-за рабочего цикла. Например, при стробировании частотой 1 ГГц и длительности строба 200 пс эквивалентная эффективность детектирования в режиме свободной генерации составляет лишь 1/5 от величины эффективности в режиме стробирования.

2.3.2 Асинхронный режим работы детектора одиночных фотонов

Пассивное гашение лавины является фундаментальным подходом для детекторов обеспечения ждущего режима детекторов одиночных фотонов, эта схема была впервые показана два десятилетия назад [15]. Тем не менее, существуют ещё два технических затруднения, которые необходимо решить. Первая заключается в длительном времени восстановления и сдвиге связанной базовой линии из-за лавинных всплесков во время восстановления. Другая проблема – высокая вероятность возникновения остаточных импульсов. Проблему восстановления можно преодолеть, используя на практике сбрасывающие цепи. Таким образом, проблема остаточных импульсов остаётся ключевой при реализации детекторов в ждущем режиме. Простое увеличение времени задержки сильно ограничивает скорость счёта.

Некоторые научные группы публиковали различные способы уменьшения влияния остаточных импульсов. Уорбертон и др. [49] осуществили InGaAs/InP SPAD-ы свободного хода путём постепенной оптимизации условий эксплуатации. Она подразумевала уменьшение избыточного смещения и увеличение температуры. Группа Вирджинии осуществила [50] довольно изящный способ уменьшения влияния остаточных импульсов. Они извлекли устройство и соединили контакты непосредственно, SPAD-а и гасящей цепи с помощью проводов, «чип-в-чип». Таким образом, была минимизирована паразитная ёмкость. Помимо пассивного гашения лавины, были опубликованы также варианты использования активных схем гашения лавины в SPAD-ах свободного хода. В таком случае для подавления остаточной пульсации ключевым было уменьшения времени гашения. Группа Женевы создала детектор свободного хода с активной схемой гашения лавины ASIC для минимизации паразитной ёмкости электроники.

3 Экспериментальные методы измерения параметров детекторов одиночных фотонов

3.1 Основные требования к измерению параметров детекторов одиночных фотонов

Для проведения измерения параметров ДОФ необходимо наличие специального экспериментального стенда.

1. Стенд должен обеспечивать измерение следующих параметров детектора:

   - измерение темнового счета или вероятности темнового срабатывания детектора (DCR);
   - измерение квантовой эффективности детектора (QE);
   - измерение временного разрешения детектора (TR);
   - измерение вероятности послеимпульса (APP);
   - измерение продолжительности мертвого времени (DT);
   - измерение длительности и амплитуды выходного импульса.

2. Стенд должен обеспечивать установку следующих параметров детектора:

   - температура фотодиода;
   - напряжение смещения фотодиода;
   - амплитуда строба фотодиода.

   Установленные параметры детектора сохраняются в энергонезависимой памяти детектора и применяются при следующем включении питания.

3. Стенд должен обеспечивать контроль состояния детектора и отображение контролируемых параметров:

   - температура фотодиода;
   - код амплитуды строба;
   - значение амплитуды строба;
   - код напряжения смещения;
   - значение напряжения смещения;

- температура корпуса радиатора;
- ток и напряжение элементов Пельтье холодильника;
- название детектора.

4. Стенд должен выполнять обработку результатов измерений, сохраненных в базе данных с целью построения зависимостей:
   - темновой счет или вероятность темнового срабатывания от температуры и напряжения смещения при различной амплитуде строба с возможностью получения среза по необходимому параметру;
   - квантовой эффективности от температуры и напряжения смещения при различной амплитуде строба с возможностью получения среза по необходимому параметру;
   - временного разрешения от температуры и напряжения смещения при различной амплитуде строба с возможностью получения среза по необходимому параметру;
   - вероятности послеимпульса от температуры и напряжения смещения при различной амплитуде строба с возможностью получения среза по необходимому параметру.
5. Стенд должен обеспечивать контроль состояния оборудования, входящего в его состав, а также отображение состояния готовности оборудования и детектора к проведению измерений.
6. Стенд должен вести базу данных измерений по ключу «Серийный номер», «Название фотодетектора».

   Перечень параметров может дополняться на этапе согласования интерфейса.

Таким образом, существует множество различных схем стендов, предназначенных для проведения автоматизированных измерений параметров детектора одиночных фотонов стробируемого и ждущего. В нашем случае работа проводилась на двух экспериментальных стендах.

Детектор одиночных фотонов предназначен для регистрации одиночных фотонов в диапазоне длин волн оптического излучения от 900 до 1600 нм. Зарегистрированный одиночный фотон формирует на выходе детектора электрический импульс. Стробируемый детектор способен выполнить регистрацию фотона только в определенный момент времени, тогда как ждущий может выполнить регистрацию в любой момент.

Исследования параметров ДОФ проводились для детектора одиночных фотонов производства РКЦ. Он представляет из себя систему, состоящую из полупроводникового чувствительного элемента, управляющей электроники и термостата. Структурная схема детектора представлена на рис. 13.

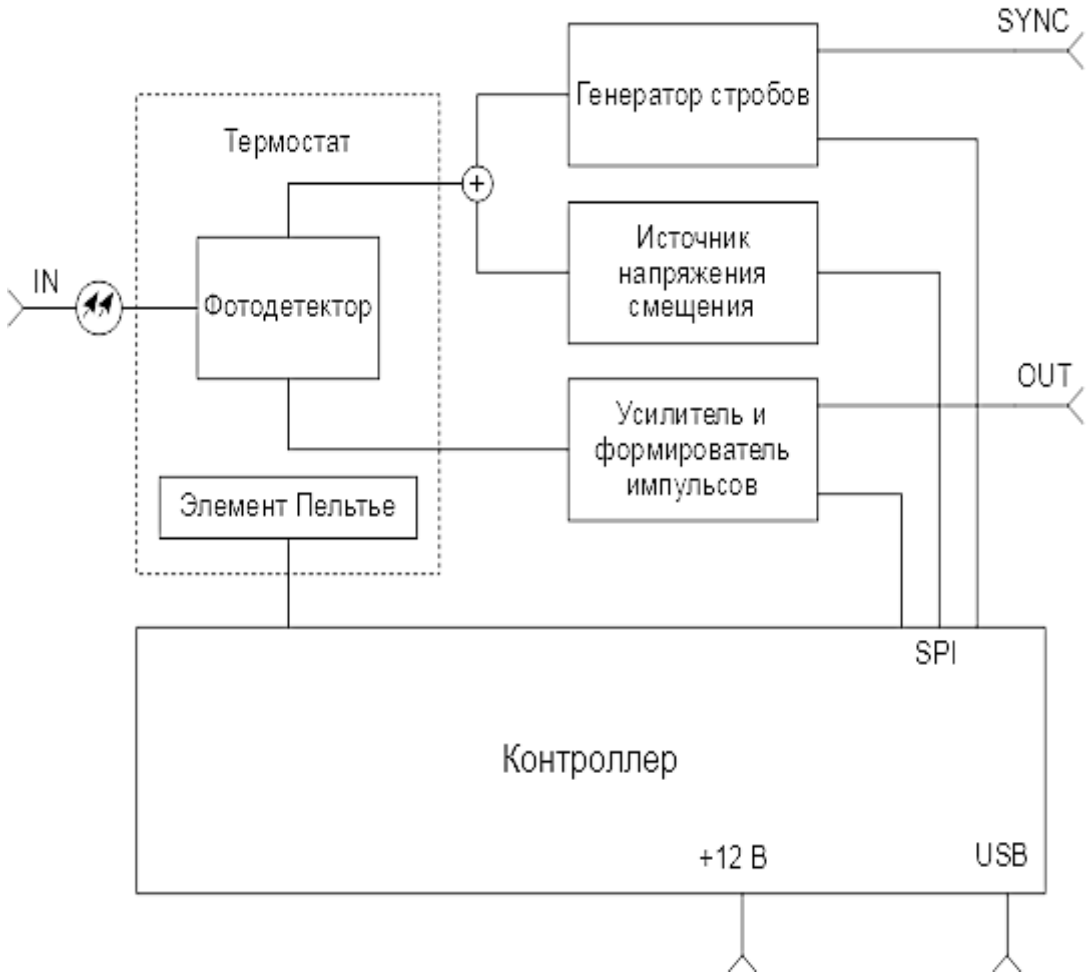

Рисунок 13– Детектор одиночных фотонов

Полупроводниковый чувствительный элемент, фотодетектор, расположен внутри объема термостата и с помощью контроллера поддерживается при

отрицательной температуре. Стабилизация температуры внутри термостата обеспечивается с помощью элемента Пельтье. Контроллер обеспечивает стабилизацию температуры с точностью 0,01 град. С. Однофотонный сигнал поступает на вход фотодетектора по оптоволоконной линии. У стробированного режима работы генератор стробов и источник напряжения смещения формируют совместно необходимое для регистрации одиночных фотонов смещение фотодетектора. Для формирования стробов фотодетектора, необходимо подать на вход SYNC генератора стробов прямоугольные импульсы скважностью 50%, амплитудой от 1,5 В до 3,3 В, частотой 100 МГц. Электропитание детектора одиночных фотонов осуществляется от источника напряжения + 12 Вольт. Установка и контроль параметров детектора осуществляется посредством интерфейса USB. Применяется программная модель HID-устройства.

3.2 Описание экспериментального стенда Российского квантового центра

Экспериментальный стенд Российского квантового центра является одним из методов измерения параметров ДОФ на основе ЛФД (рис.14). Данный стенд максимально автоматизирован и удобен в эксплуатации.

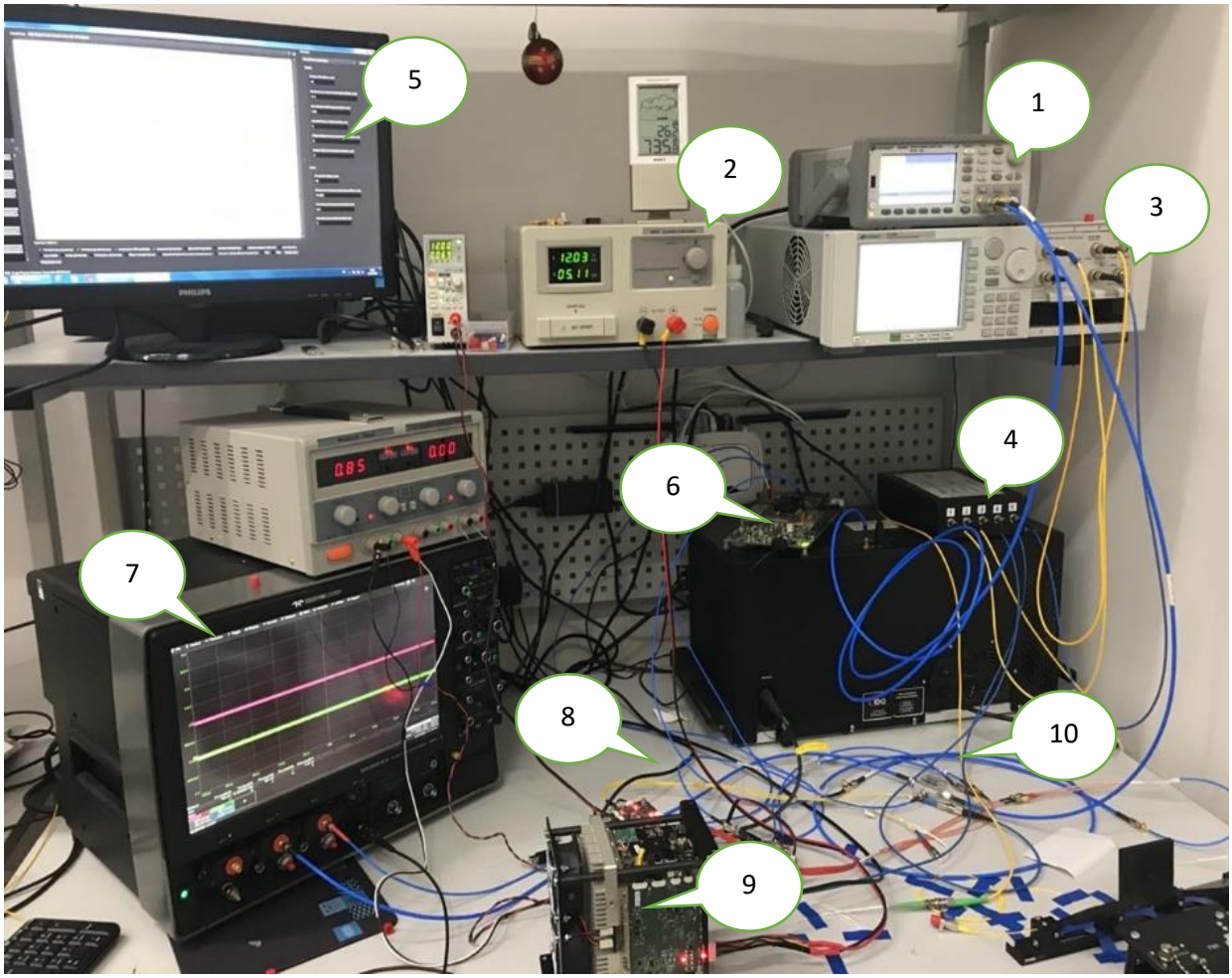

Рисунок 14 – Внешний вид экспериментального стенда РКЦ. 1 Частотомер Keysight 53230A, 2. Источник питания MOS QJ3020E, 3. Оптическая измерительная система Keysight 8164B, 4. Оптический блок, 5. Персональный компьютер, 6. Отладочная плата, 7. Осциллограф Lecroy WaveRunner 8404R, 8. Отладочная плата KC705 в комплекте с лазерным драйвером, 9. ДОФ, 10. Сплиттер Mini Circuits ZFRSC-42-S+

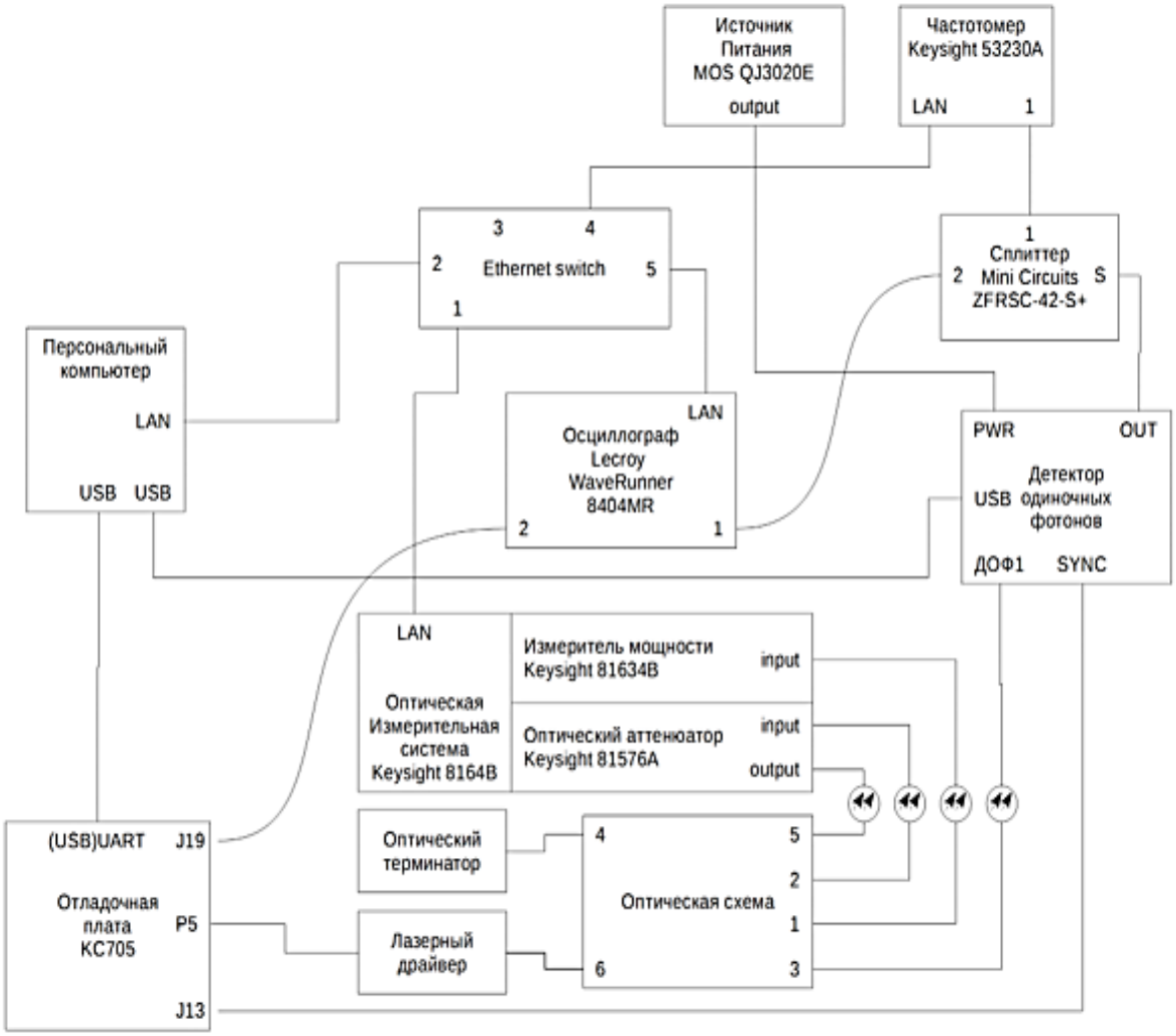

Рисунок 15 – Структурная схема стенда РКЦ

Оптическая измерительная система Keysight 8164B, укомплектованная измерителем мощности Keysight 81634B и оптическим аттенюатором Keysight 81576A, предназначена для ослабления входящих лазерных импульсов до однофотонного уровня и контроля работоспособности источника лазерных импульсов путем измерения его выходной мощности.

Отладочная плата KC705 в комплекте с лазерным драйвером предназначена для:

- генерации коротких лазерных импульсов, используемых для получения однофотонного сигнала;

- генерации сигнала синхронизации, используемого для синхронизации детектора одиночных фотонов;

- генерации сигнала синхронизации, используемого при измерении на осциллографе.

Персональный компьютер используется для выполнения управляющей программы характеристик ДОФ стенда, разрабатываемой в соответствии с требованиями, подключается ко всем остальным составным частям стенда совместно с коммутатором сети Ethernet.

Источник питания MOS QJ3020E предназначен для питания испытуемого детектора одиночных фотонов.

Частотомеры Keysight 53230A предназначены для измерения отклика испытуемого детектора.

Сплиттер Mini Circuits ZFRSC-42-S+ предназначен для ответвления выходного электрического импульса испытуемого детектора на частотомер и на осциллограф.

Осциллограф Lecroy WaveRunner 8404R предназначен для измерения параметров, формируемых испытуемым изделием импульсов, таких как разрешение по времени и вероятность послеимпульса, амплитуда и длительность импульса.

Управляемые компоненты схемы испытаний используют подключение к ПК по Ethernet и программную модель управления LXI.

Отладочная плата из состава стенда подключается к ПК по интерфейсу USB и использует модель устройства COM-порта в режиме терминала.

Испытуемое изделие подключается к ПК по интерфейсу USB и использует программную модель HID-устройства.

Оптическая схема измерения ДОФ приведена на рис. 16.

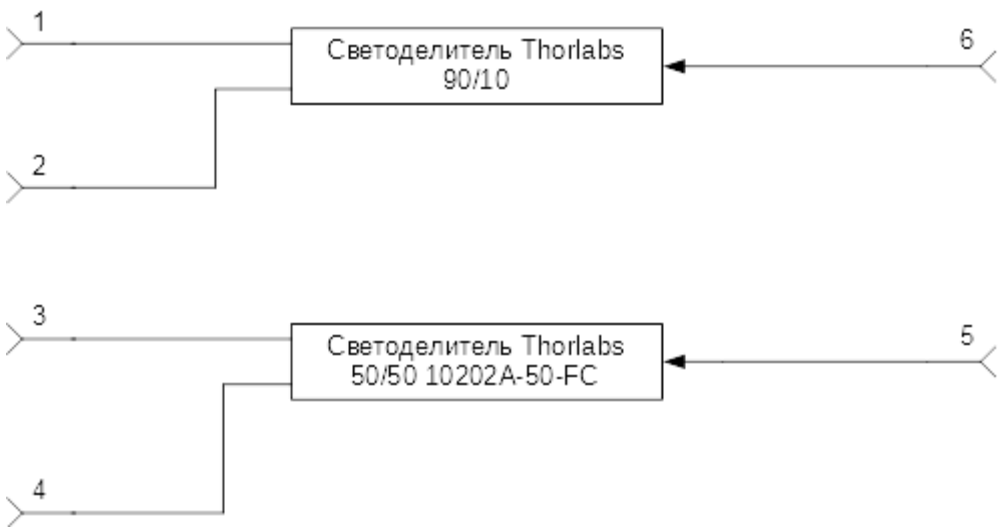

Рисунок 16 – Оптическая схема измерения ДОФ

Схема представляет из себя два светоделителя подключенных к выходным разъемам типа FC. Светоделитель с соотношением 90/10 % предназначен для подключения измерителя мощности и оптического аттенюатора. Выход 10% подключается ко входу аттенюатора, а выход 90% - к измерителю мощности. Светоделитель с соотношением 50/50% предназначен для подключения испытуемого и контрольного детектора (не используется).

3.3 Описание экспериментального стенда центра «Квантовые технологии»

Для исследования параметров детектора одиночных фотонов на основе лавинного фотодиода, был создан экспериментальный стенд, представленный на рис.17.

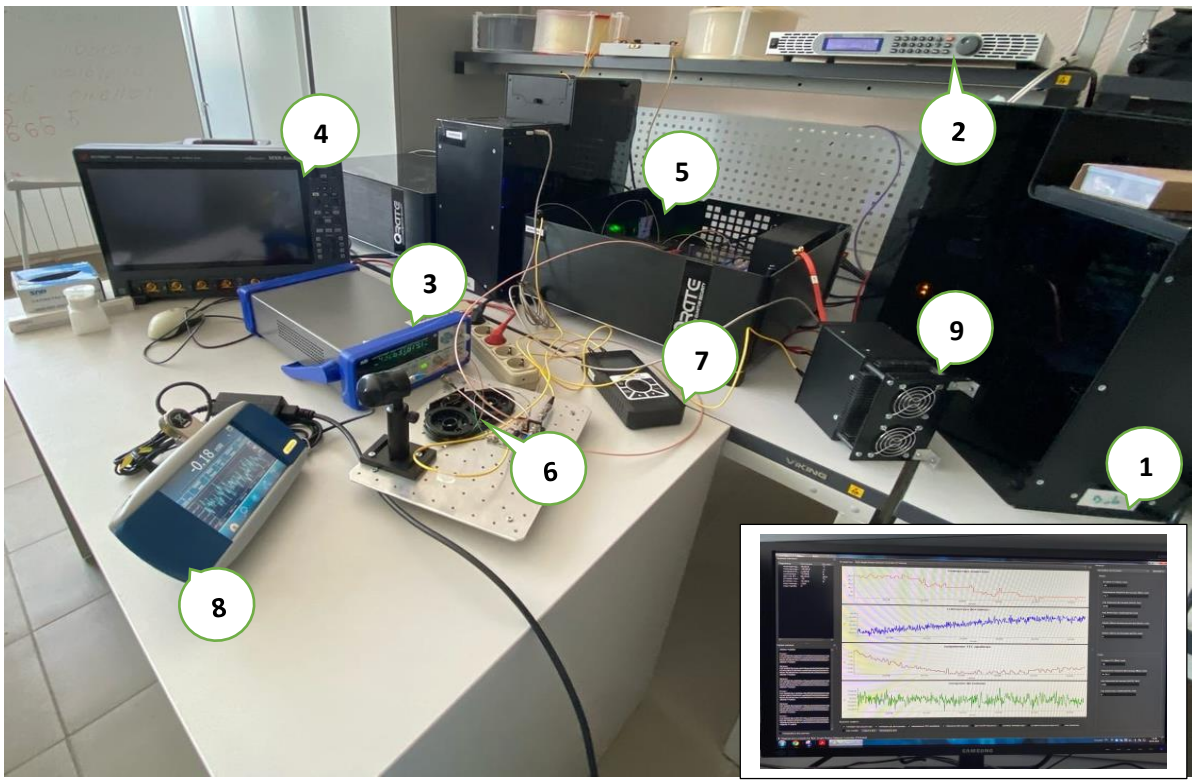

Рисунок 17 – Внешний вид экспериментального стенда центра «КТ». 1. Персональный компьютер, 2. Источник питания АКИП-1128, 3. Частотомер электронно-счетный Ч3-85/6, 4. Осциллограф KEYSIGHT MXR608A, 5. Полупроводниковый лазерный драйвер, 6. Оптический светоделитель мощности 95/5 %, 7. Переменный аттенюатор, 8. Измеритель мощности, 9. ДОФ

Персональный компьютер используется для выполнения управляющей программы характеристик ДОФ стенда, разрабатываемой в соответствии с требованиями.

Источник питания предназначен для питания испытуемого детектора одиночных фотонов.

Частотомер предназначен для измерения отклика испытуемого детектора.

Разветвитель мощности предназначен для ответвления выходного электрического импульса испытуемого детектора на частотомер и на осциллограф.

Осциллограф предназначен для измерения параметров, формируемых испытуемым изделием импульсов, таких как разрешение по времени и вероятность послеимпульса, амплитуда и длительность импульса. Лазерный драйвер предназначен для генерации оптических импульсов с заданной частотой.

Оптическая схема (рис.18) предназначена для ослабления входящих лазерных импульсов до однофотонного уровня и контроля работоспособности источника лазерных импульсов путем измерения его выходной мощности.

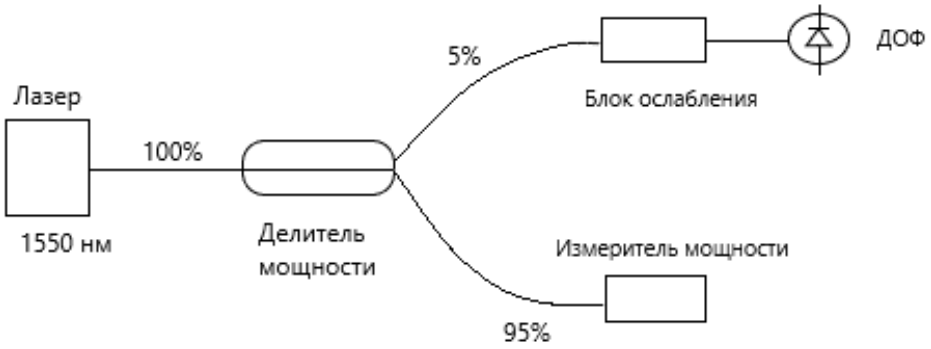

Рисунок 18 – Оптическая схема измерения ДОФ

Схема представляет из себя один светоделитель подключенного к выходным разъемам типа FC. Светоделитель с соотношением 90/5% предназначен для подключения измерителя мощности и оптического аттенюатора. Выход 5% подключается ко входу аттенюатора, а выход 95% - к измерителю мощности.

4 Экспериментальные данные и обсуждение

В работе представлены экспериментальные результаты измерений детекторов одиночных фотонов, работающих в режиме Гейгера, при различных температурах и приложенных напряжений на экспериментальном стенде.

Измерения проводились на пяти фотоприёмниках (ДОФ), изготовленных на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP фирмы Princeton Lightwave, для двух режимов работы: ждущего и стробированного. Четыре детектора (Д1, Д2, Д4, Д5) работают в ждущем режиме и один (Д3) в стробированном режиме. Для измерения характеристик на ДОФ подавались импульсы полупроводниковым лазером с длиной волны 1550 нм, с частотой следования 100 кГц, ослабленные на величину 0,1 фотон/имп с помощью переменного 40,1 Дб и постоянного 35 Дб аттенюаторов. С помощью специального программного обеспечения производилось изменение температуры (от -40 до -60°С) и напряжения смещения ЛФД. Измерение характеристик ДОФ: квантовая эффективность, темновой счет (DCR), проводилось с помощью осциллографа и частотомера.

Квантовая эффективность рассчитывалась по формуле:

$$\eta = \frac{f_{\sin} - f_D}{\nu \cdot \mu}, \tag{4.1}$$

где ν- частота следования лазерных импульсов, μ - среднее число фотонов на импульс, $f_{\sin}$ - частота импульсов на выходе детектора при подаче лазерных импульсов с различным средним числом фотонов, f_D - частота темновых счетов с выключенным лазером.

Темновые счёты берут своё начало из механизмов теплового или туннельного возбуждения. При достаточно высоких температурах использования тепловое возбуждение будет вносить основной вклад в DCR, в то время как при низких температурах, но при сильном электрическом поле основной вклад в DCR будет вносить именно туннельное возбуждение, вызываемое избыточным смещением.

4.1 Результаты экспериментальных измерений детекторов одиночных фотонов, проведенные на стенде Российского квантового центра

На рис. 19 представлены зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и соответствующих напряжениях смещения для трех детекторов. Д1, Д2 детекторы работали в ждущем режиме, а Д3 ДОФ в стробированном. Видно, что с ростом температуры резко растут значения темнового счета (DCR) для Д1, Д2 ДОФ. Значения DCR ДОФ Д3 в режиме стробирования значительно ниже и рост более пологий.

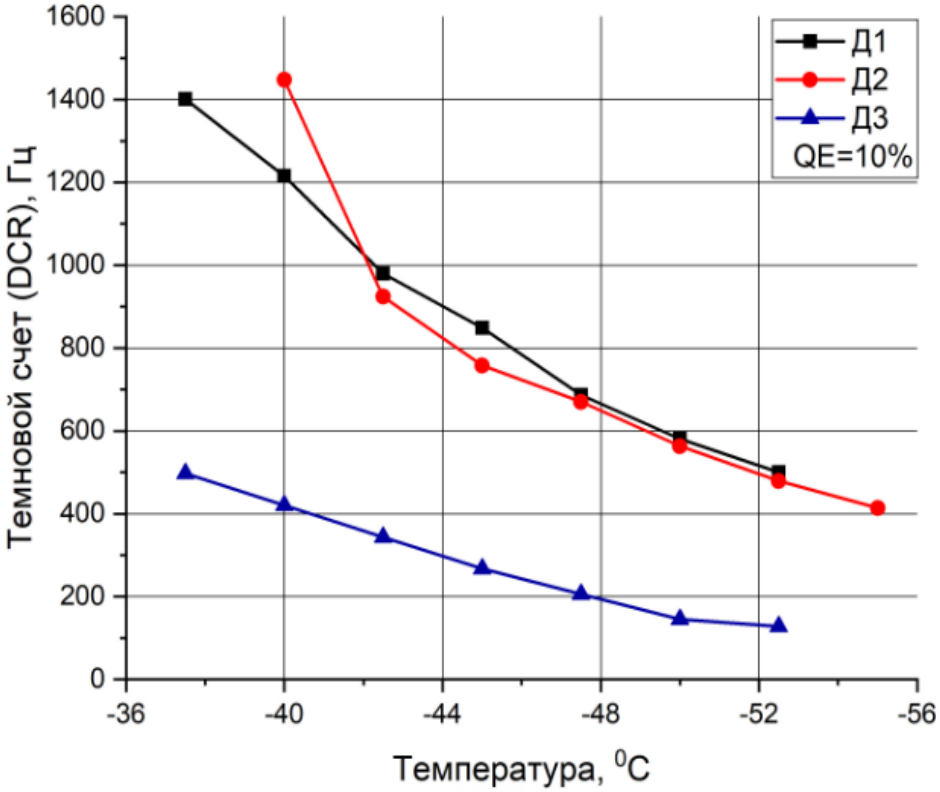

Рисунок 19 – Зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и соответствующих напряжениях смещения

Измерения зависимостей темнового счета от избыточного напряжения смещения для двух детекторов в ждущем режиме (Д1, Д2) и для ДОФ (Д3) в

стробированном режиме проводился при температуре - 40°С. Экспериментальные данные (рис. 20) позволяют пронаблюдать резкий рост темнового счета с ростом избыточного напряжения.

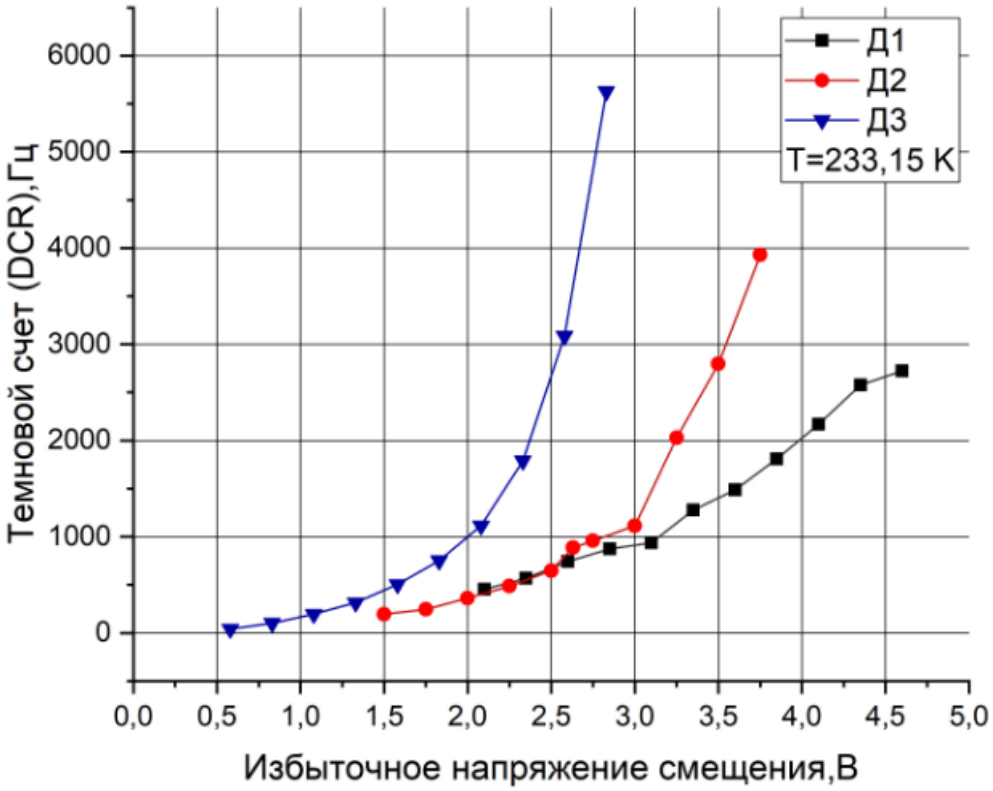

Рисунок 20 – Зависимости темнового счета от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные были получены для Д1, Д2, Д3 ДОФ

Зависимости квантовой эффективности от избыточного напряжения смещения ЛФД, представлены на рис. 21. По графику, видно, что при увеличении напряжения смещения квантовая эффективность растет, это связано с тем, что вероятность образования электронно-дырочной пары возрастает с ростом величины электрического поля. Экспериментальные данные были получены для двух детекторов в ждущем режиме (Д1, Д2) и для ДОФ (Д3) в стробированном режиме проводился при температуре - 40°С. Видно, что значения квантовой эффективности значительно выше для Д3 ДОФ в стробированном режиме.

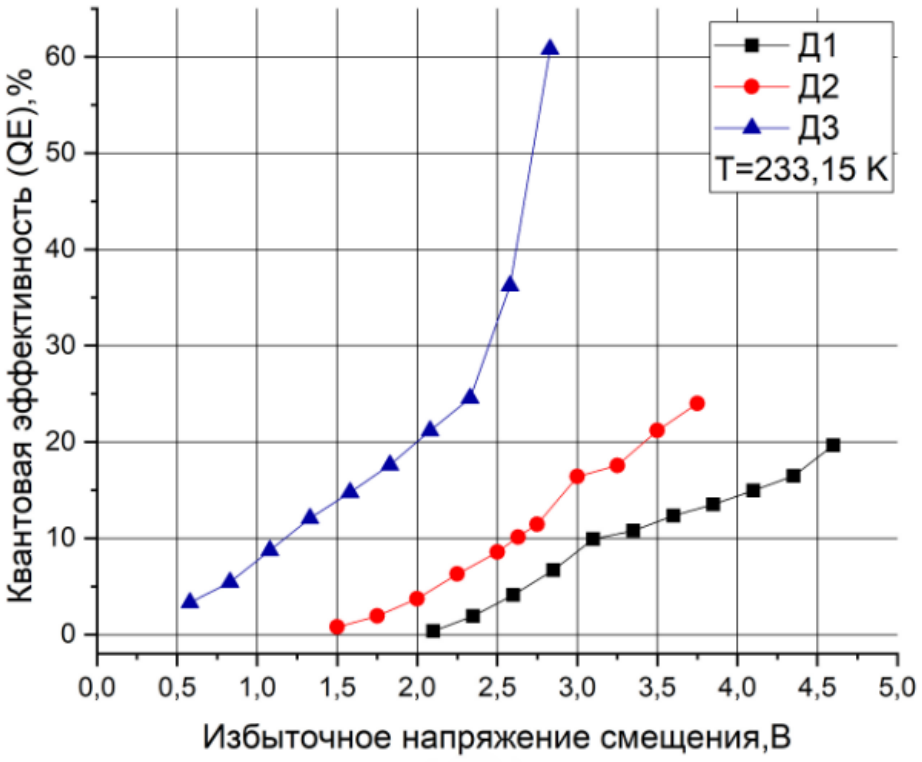

Рисунок 21 – Зависимости квантовой эффективности от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные были получены для Д1, Д2, Д3 ДОФ

4.2 Результаты экспериментальных измерений детекторов одиночных фотонов, проведенные на стенде центра «Квантовые технологии»

На рис. 22 представлены зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и соответствующих напряжениях смещения для двух Д4 и Д5 детекторов одиночных фотонов, работающих в ждущем режиме. Видно, что с ростом температуры более резко растут значения DCR для Д4 ДОФ, чем для Д5 детектора. Кроме этого, значения DCR для Д4 ДОФ значительно ниже, чем у Д5 ДОФ.

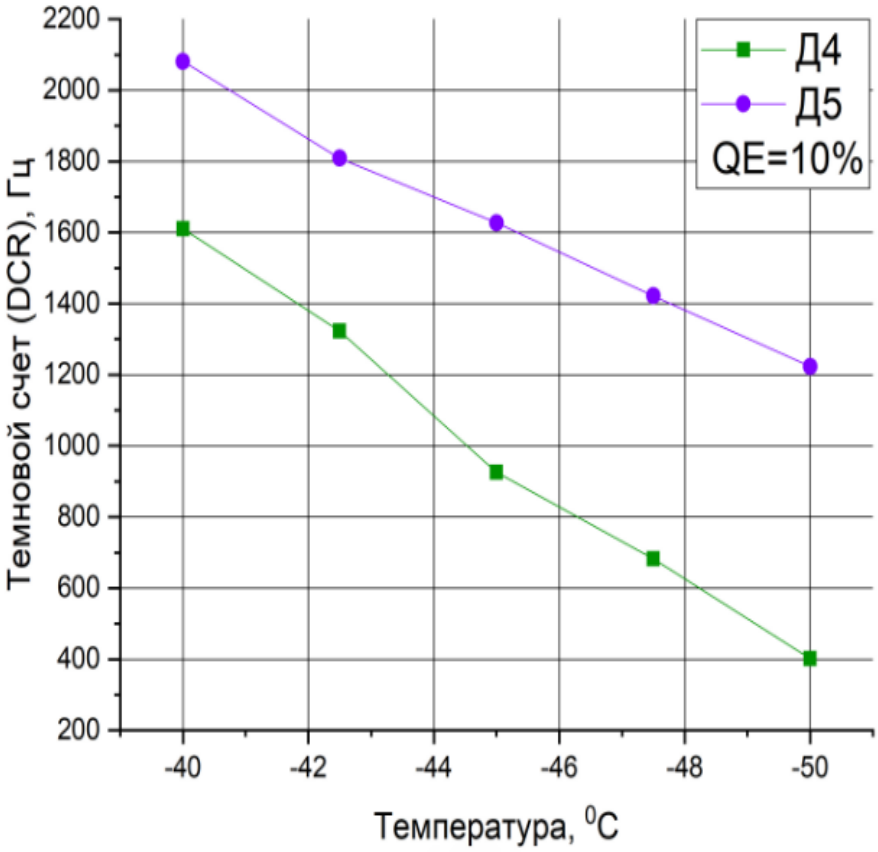

Рисунок 22 – Зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и соответствующих напряжениях смещения

Построение зависимостей (рис. 23) темнового счета от избыточного напряжения смещения для двух Д4 и Д5 детекторов одиночных фотонов, работающих в ждущем режиме, проводились при температуре - 40°C. Темновой счет Д4 ДОФ имеет более резкую зависимость от напряжения смещения в отличие от Д5 ДОФ.

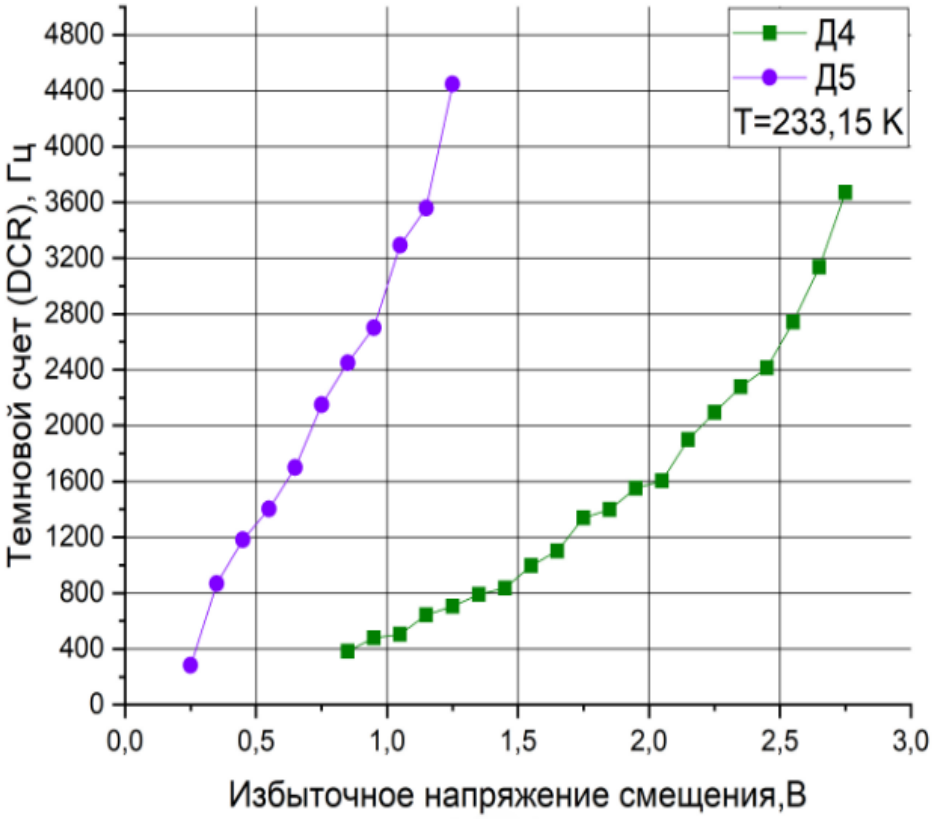

Рисунок 23 – Зависимости темнового счета от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные были получены для Д4 и Д5 ДОФ

Зависимости квантовой эффективности от избыточного напряжения смещения представлены на рис. 24. Экспериментальные данные были получены для двух Д4 и Д5 ДОФ при температуре детектора - 40°C. По графику, видно, что квантовая эффективность обеих ДОФ близка по значению при выборе соответствующих напряжений одинаковых значений DCR.

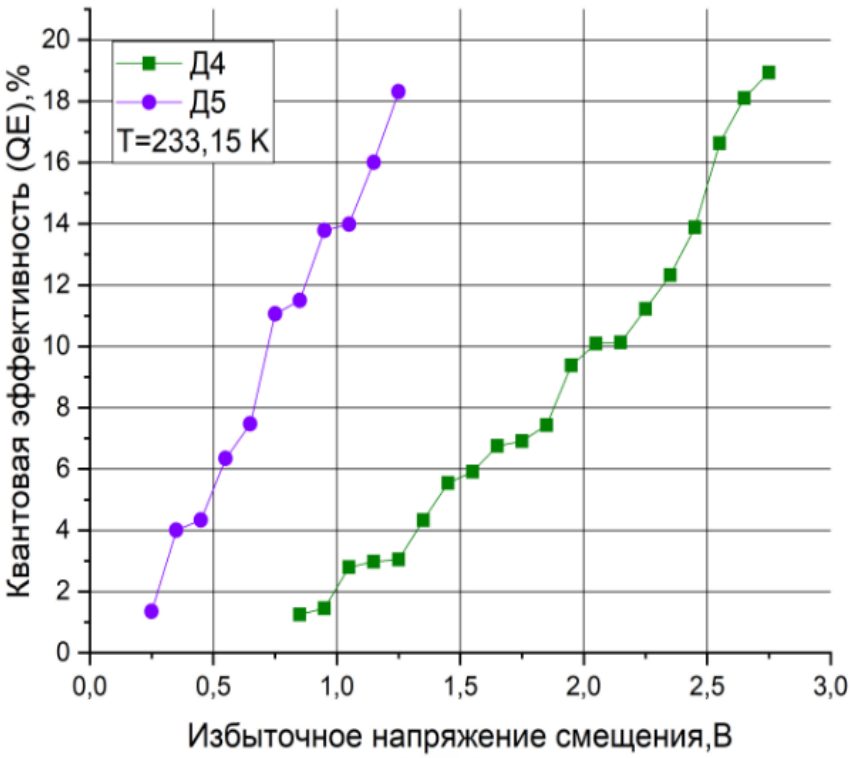

Рисунок 24 – Зависимости квантовой эффективности от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные для Д4 и Д5 ДОФ

4.3 Обсуждение полученных результатов

В работе измерения проводились на двух экспериментальных стендах Российского квантового центра и центра «Квантовые технологии» для пяти фотоприёмных устройств, которые способны зарегистрировать очень слабый сигнал. Были получены зависимости темнового счета и квантовой эффективности от температуры и напряжения смещения ЛФД.

На рис. 25 представлены графики зависимости напряжения лавинного пробоя от температуры. Можно сделать вывод, что напряжения лавинного пробоя уменьшается с охлаждением ЛФД.

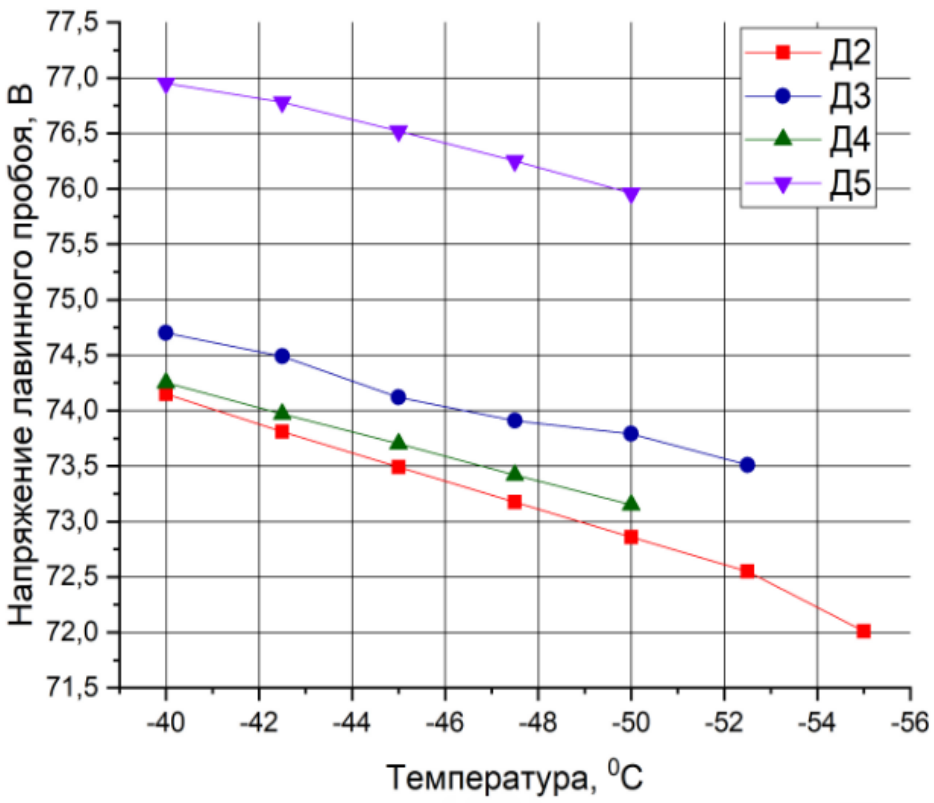

Рисунок 25 – Зависимости напряжения лавинного пробоя от температуры. Экспериментальные данные были получены для четырех ДОФ Д2, Д3, Д4, Д5

При анализе зависимостей напряжения лавинного пробоя от температуры была проведена аппроксимация для зависимостей напряжения лавинного пробоя от температуры детектора в диапазоне значений от -40 до -60°C. Она выявила линейный закон изменения напряжения лавинного пробоя при уменьшении температуры ДОФ вида $U = kT + b$. Угловой коэффициент значений k равен: 0,1104 ± 0,02 °C^{-1}, а действительное число b равно 79,448 ± 0,015 В.

По экспериментальным результатам было сформулировано первое научное положение: Для детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP изменения значений напряжения лавинного пробоя от температуры в пределах от -40 до -60 °C описываются линейной зависимостью ($U = kT + \mathrm{b}$), с угловым коэффициентом k = 0,1104 ± 0,02°C^{-1} и b = 79,448 ± 0,015 В.

На рис. 26 представлены зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и соответствующих напряжениях смещения для четырёх детекторов (Д1, Д2, Д4, Д5), работающих в ждущем режиме, и один (Д3) в стробированном режиме. Видно, что с уменьшением температуры резко уменьшается значения DCR. По графику видно, что по сравнению с ДОФ работающими в ждущем режиме у детектора в стробированном режиме темновой счет намного меньше.

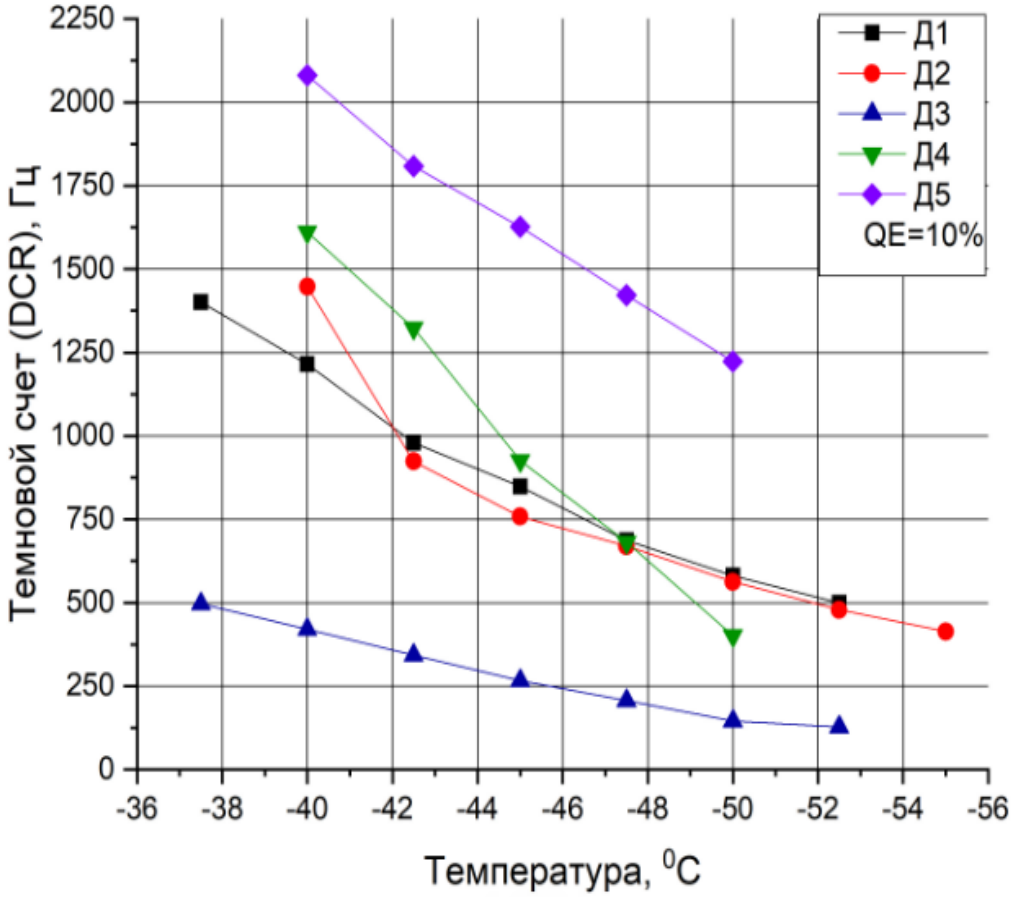

Рисунок 25 – Зависимости темнового счета от температуры при квантовой эффективности 10% и постоянных напряжениях смещения для пяти ДОФ

Анализируя зависимости темнового счета от температуры для всех ДОФ можно пронаблюдать спад DCR от уменьшения температуры. Во-вторых, можно выделить зависимость для Д3 ДОФ, что чем меньше температуры, тем уменьшается спад DCR. Темновой счет при одинаковых температурах имеет большой разброс в значениях. В-третьих, аппроксимация была проведена для

зависимостей темнового счета от температуры ДОФ в диапазоне значений от -40 до -60 ℃ при квантовой эффективности 10% дала линейный закон изменения темнового счета при уменьшении температуры ДОФ вида $f = kT + b$. Угловой коэффициент k равен 70 ± 55 ℃$^{-1}$ и b равен 4010 ± 2500 Гц. Значительный разброс значений коэффициента k для конкретного детектора, можно объяснить качеством технологического получения структуры фотодиода.

По результатам, было сформулировано 2 научное положение: При измерении зависимостей темнового счета детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP от температуры ДОФ при квантовой эффективности 10% обнаружена линейная зависимость ($f = kT + b$) темнового счета в диапазоне температур от -40 до -60 ℃ с угловым коэффициентом k равным 70 ± 55 ℃$^{-1}$.

На рис.27 и 28 представлены зависимости темнового счета и квантовой эффективности от напряжения смещения для четырёх детекторов (Д1, Д2, Д4, Д5), работающих в ждущем режиме, и для одного (Д3) в стробированном режиме. По графику заметно, что каждый детектор имеет свое рабочее напряжения смещения для получения квантовой эффективности 10 %. Темновой счет и квантовая эффективность растут с увеличением напряжения смещения.

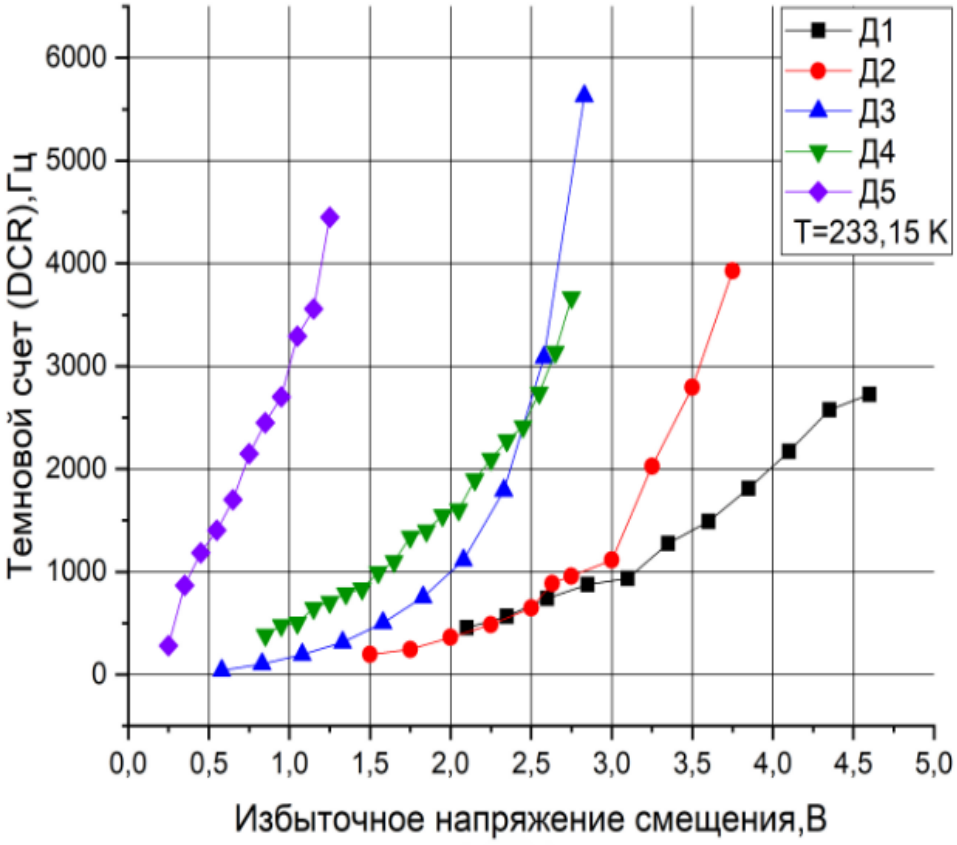

Рисунок 27 – Зависимости темнового счета от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные были получены для пяти ДОФ

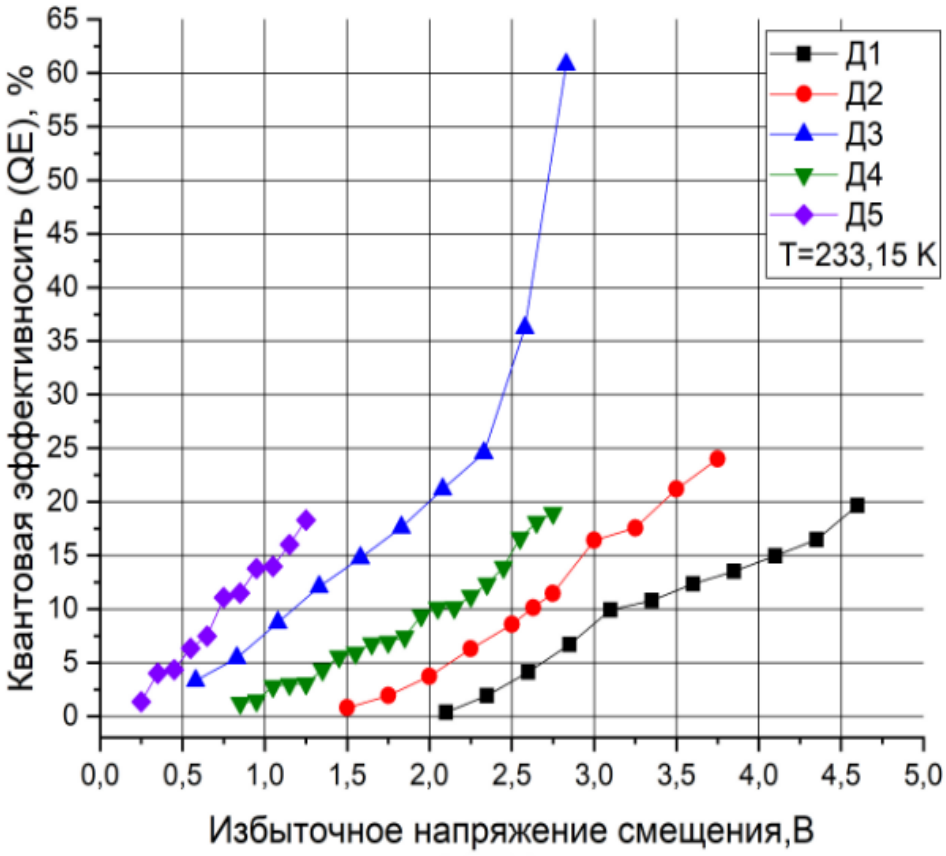

Рисунок 28 – Зависимости квантовой эффективности от избыточного напряжения смещения. Экспериментальные данные были получены для пяти ДОФ

При анализе зависимостей темнового счета от напряжения смещения наблюдается широкий разброс значений избыточного напряжения для полученных конкретных значений DCR. Тоже самое наблюдается при рассмотрении зависимостей квантовой эффективности от напряжения смещения.

Полученные экспериментальные данные представлены в таблицы 1.

Таблица 1 – Параметры однофотонных детекторов

№	DT, мкс	$U_{пробоя}$, В при T= 40°C	U при QE=10% при T= - 40°C	DCR, Гц при QE = 10% и T= - 40°C	QE, % при DCR = 3 кГц и = - 40°C
Д1	40	68,66	71,95	1215	19,65
Д2	40	74,12	76,78	1448	21,18
Д3	10	74,7	75,85	205	22,3
Д4	45	74,25	76,32	1610	18,1
Д5	45	76,95	77,69	2081	13,12

Для измеренных четырех детекторов в ждущем режиме наблюдаем вариативность в значениях DCR и квантовой эффективности Полученные зависимости можно объяснить разбросом полученных параметров ЛФД из-за неточности технологического изготовления полупроводниковой структуры.

Таким образом, по параметрам выигрывает Д3 ДОФ, работающий в режиме стробирования, так как у него очень высокая квантовая эффективность и небольшие шумы, потому что в режиме стробирования стробирующий импульс снижает вклад остаточных импульсов в общую картину шумов. Между ждущими детекторами разница в параметрах присутствует из-за точности технологического изготовления структуры ЛДФ. В учебно-исследовательских установках квантовой криптографии удобно использовать ДОФ в ждущем режиме, потому что проще определить время прихода первого импульса в трейне и синхронизовать всю остальную работу устройства квантовое безопасной передачи данных.

Для учебно-исследовательской установки квантовой криптографии центра «Квантовые технологии» был выбран оптимальный режим работы при следующих параметрах ДОФ для Д4: T= 50°C, DCR=350 Гц, QE=7%, для Д5: T= 50°C, DCR=1200 Гц, QE=10,5%.

В производственных установках квантового распределения ключа используют ДОФ в режиме стробирования для ускорения скорости передачи и для уменьшения количества ложных срабатываний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения магистерской диссертации, был проведен литературный обзор по физическим принципам работы лавинного фотодиода, основным параметрам лавинного фотодиода, режимам работы.

Проведен обзор научных работ по разработке лавинных фотодиодов на основе кремния (Si), германия (Ge), нитрида галлия (GaN), HgCdTe, или из гетероструктурных структур группы III-V, такие как InGaAs/InP и InGaAs/InAlAs.

Рассмотрены все виды фотоприёмные устройств, используемых для регистрации одиночных фотонов, а также режимы работы ДОФ на основе лавинных фотодиодов.

С помощью экспериментальных стендов (Российского квантового центра и центра «Квантовых технологий» при ТГУ) проведены измерения параметров детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов. В работе приведены результаты измерений зависимостей параметров детекторов одиночных фотонов в двух режимах от температуры лавинного фотодиода и от напряжения смещения подаваемого на лавинный фотодиод.

Построены и проанализированы зависимости темного счета от температуры ЛФД, темного счета и квантовой эффективности от напряжения смещения ЛФД, напряжения лавинного пробоя от температуры ЛФД.

Показано, что по параметрам ДОФ в режиме стробирования превосходят параметры ДОФ в ждущем режиме. Между параметрами различных ДОФ в ждущем режиме существует разница в значения измеренных параметров, что можно объяснить разбросом параметров эпитаксиальной полупроводниковой структуры ЛФД.

Таким образом, полученные экспериментальные зависимости позволят выбрать рабочую точку для оптимального режима регистрации одиночных фотонов для систем квантовой криптографии, исходя из допустимого уровня

ложных срабатываний и квантовой эффективности. Для учебно-исследовательской установки квантовой криптографии центра «Квантовые технологии» был выбран оптимальный режим работы при следующих параметрах ДОФ для Д4: T= 50°C, DCR=350 Гц, QE=7%, для Д5: T= 50°C, DCR=1200 Гц, QE=10,5%.

В настоящее время отсутствует полноценное отечественное устройство детектирования одиночных фотонов, способное удовлетворить нужды разработчиков промышленных систем связи, в частности, систем квантовой криптографии по распределению квантового ключа. Необходимо проводить исследования в этом направлении как в области разработки технологии создания эпитаксиальных структур, так и в области изучения оптимальных режимов работы таких приборов.

По итогам работы сформулированы два научных положения.

По теме магистерской диссертации имеется 2 публикации:

1. Izhnin I. I. Single photon avalanche diode detectors based on group IV materials / I. I. Izhnin, K. A. Lozovoy, A. P. Kokhanenko, K. I. Khomyakova, R.M.H. Douhan, V. V. Dirko, A. V. Voitsekhovskii, O. I. Fitsych, N. Yu. Akimenko. – DOI: 10.1007/s13204-021-01667-0 // Applied Nanoscience. – 2020. – P. 1-11.
2. Хомякова К.И. Измерение характеристик детектора одиночных фотонов для квантовых коммуникаций // XV Всеросийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов (СНИИ - 2021). – 2021. Томск: НИ ТГУ. (в печати).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gisin N. et al. Quantum cryptography // Rev. Mod. Phys. – 2002. – Vol. 74. – P. 145–195.
2. Trifonov A. Single photon counting at telecom wavelength and quantum key distribution / D. Subacius, A. Berzanskis, A. Zavriyev // Journal of Modern Optics. – 2004. – Vol. 51. №. 9 10. – P. 1399–1415.
3. Stucki D. Photon counting for quantum key distribution with peltier cooled InGaAs/InP APDs / G. G. Ribordy, A. Stefanov, et al //Journal of Modern Optics. – 2001. – Vol. 48. №. 13. – P. 1967–1981.
4. Zhang J. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication / M. A. Itzler, H. Zbinden, J. W. Pan. – DOI:10.1038/lsa.2015.59 // Light Sci Appl – 2015. – Vol. 4. – e286.
5. Пихтин А. Н. Оптическая и квантовая электроника: учебник для ВУЗов // М.: Высшая школа. – 2001.
6. Izhnin I. I. Single photon avalanche diode detectors based on group IV materials / I. I. Izhnin, K. A. Lozovoy, A. P. Kokhanenko, K. I. Khomyakova, R.M.H. Douhan, V. V. Dirko, A. V. Voitsekhovskii, O. I. Fitsych, N. Yu. Akimenko. – DOI: 10.1007/s13204-021-01667-0 // Applied Nanoscience. – 2020. – P. 1-11.
7. Тсанга У. Техника оптической связи // Под ред. ́Мир – Москва. –1988.
8. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. // М.: Радио и связь. – 1989. – С. 504.
9. Нойкин Ю.М., Махно П.В. Физические основы оптической связи [Электронный ресурс]: электронное пособие. – Ростов-на-Дону. – 2011. – Режим доступа: http://foos.sfedu.ru/index.html.
10. Автономов В.А. Быстродействующие фотодиоды для оптоэлектронных устройств / И.В. Варламов и др. // Электронная техника. – 1971. №2. – С.9.
11. Шалимова К. В. Физика полупроводников // М.: Энергия, – 1976.

12. Гермогенов В.П. Материалы, структуры и приборы полупроводниковой оптоэлектроники: учеб. Пособие // Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, – 2015. – С.272.
13. C. Ma. Characterization and modelling of SAGCM InP/InGaAs avalanche photodiodes for multigigabit optical fiber communications // Ottawa: National Library of Canada. – 1996.
14. Cova S. et al. Avalanche photodiodes and quenching circuits for singlephoton detection. // Appl. Opt. – 1996. – Vol. 35. № 12. – P. 1956–1976.
15. Acerbi, F. Design criteria for InGaAs/InP single-photon avalanche diode / M. Anti, A. Tosi, F. Zappa. // IEEE Photonics – 2013. – J. 5, – P. 6800209.
16. Yuan Li. Optimum Design of the Charge Layer for Avalanche Photodiodes/ Y. Zhao // International Conference on Frontiers of Sensors Technologies. – 2017, – P. 36-39.
17. Campbell, J. C. Recent advances in Telecommunications Avalanche Photodiodes (англ.) // IEEE Journal of Lightwave Technology: journal. – 2007. – Vol. 25. – P. 109-121.
18. Itzler M. A. Advances in InGaAsP-based avalanche diode single photon detectors / X. D. Jiang, M. Entwistle, K. Slomkowski, A. Tosi, F. Acerbi, F. Zappa, and S. Cova // J. Mod. Opt. – 2011. – Vol. 58(3-4). – P. 174–200.
19. Cova S. Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits. / M. Ghioni, A. Lotito, I. Rech and F. Zappa // 15 Jule. Opt. – 2004. – Vol. 51. № 9-10. – P. 1267–1288.
20. Tosi A. Germanium and InGaAs/InP SPADs for Single-Photon Detection in the Near-Infrared / A. Dalla Mora, F. Zappa, and S. Cova // Proc. of SPIE – 2015. –Vol. 6771 – 67710. – P.12.
21. Бурлаков И. Д. Аналитическое описание характеристик лавинных фотодиодов (обзор) Часть I / А. М. Филачев, В. А. Холоднов // Успехи прикладной физики, –2016. –Т.4. № 1. – С.52-77.
22. Keiser G. Optical Fiber Communications. – New York: McGraw-Hill Inc. – 1991. – P. 461.

23. Будтолаева А. К. ЛФД на основе гетероструктур InGaAs/InP (обзор) / П. Е. Хакуашев, И. В. Чинарева // Успехи прикладной физики. – 2015. – Т.3, № 4. – С.386-394.
24. Campbell J. C, High-performance avalanche photodiode with separate absorption, ‘grading’, and multiplication regions / A. G. Dentai, W. S. Holden, and B. L. Kasper // Electron. Lett., –1983. – Vol.19. – P. 818 – 820.
25. Campbell, J. C. Recent advances in Telecommunications Avalanche Photodiodes (англ.) // IEEE Journal of Lightwave Technology: journal. – 2007. – Vol. 25. – P. 109 – 121.
26. Chen J. Optimization of InGaAs/InAlAs avalanche Photodiodes / Z. Zhang, M. Zhu, J. Xu, and X. Li // Nanoscale Research Letters. – 2017. – Vol. 12. №. 1.
27. Jiang X. InGaAsP- InP avalanche photodiodes for single photon detection / M. A. Itzler. R. Ben-Michael, and K. Slomkowski // IEEE J Sel Top. Quantum Electron. – Jul. 2007. –Vol. 13. №. 4. – P.895-905.
28. Будтолаев А. К. Эпитаксиальные структуры для лавинных фотодиодов на основе InGaAs/InP / П. В. Горлачук, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, Ю. Л. Рябоштан, П. Е. Хакуашев, И. В. Чинарева, И. В. Яроцкая // Прикладная физика. – 2016. № 1. – С.82-82.
29. David, J.P.R. and Tan, C.H. Material Considerations for Avalanche Photodiodes // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2008. – Vol. 14. – P.998-1009.
30. Jiang Y. Optimization of the Linearity of InGaAs/InAlAs SAGCM APDs / J. Chen. – doi: 10.1109/JLT.2019.2917262 // in Journal of Lightwave Technology, – 15 Jul. 2019. – Vol. 37. № 14. – P.3459-3464.
31. Susa N. Characteristics in InGaAs/InP avalanche photodiodes with separated absorption and multiplication regions / H. Nakagome, H. Ando, and H. Kanbe, // IEEE Journal of Quantum Electronics, – 1981. – Vol. 17(2). – P.243-250.

32. Kleiniw P. Charge-Layer Design Considerations in SAGCM InGaAs/InAlAs Avalanche Photo-diodes / F. Rutz, R. Aidam, W. Bronner, H. Heussen and M. Wlther. // Physica Status Solidi (A). – 2015. – Vol. 213. – P.925-929.
33. Hu D. Optimization and analysis on several impact factors of high-gain separate absorption, grading, charge and multiplication avalanche photodiodes / B. Xu, X. Zhou, and F. Guo // in: Symposium on Photonics and Optoelectronics – 2009. – P.1 – 4.
34. Hyun K. S. Breakdown characteristics in InP/InGaAs avalanche photodiode with p-i-n multiplication layer structure / C Y. Park. // Journal of Applied Physics. – 1997. – Vol.81(2). – P.974–984.
35. Zhao, Y. InGaAs–InP avalanche photodiodes with dark current limited by generation-recombination / Zhang, D., Qin, L., Tang, Q., Wu, R., Liu, J., Y. Zhang, H. Zhang, X. Yuan, and W. Liu. // Optics Express, – 2011. – Vol.19(9). – P.8546.
36. Siyu Cao. Theoretical Analysis of InGaAs/InAlAs Single-Photon Avalanche Photodiodes / Y. Zhao, S. Feng, Y. Zuo, L. Zhang, B. Cheng, L. Chuanbo. // Nanoscale Research Letters. – 2019. – Vol.14. №1. – P. 3.
37. Kang Y. Dark count probability and quantum efficiency of avalanche photodiodes for single-photon detection / H. X. Lu, Y. H. Lo, D. S. Bethune, and W. P. Risk // Appl. Phys. Lett. 83. – 2003. – P.2955–2957.
38. G. Karve et al., Origin of dark counts in In0.53Ga0.47As/In0.52Al0.48As avalanche photodiodes operated in Geiger mode // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. №. 6. – P. 063505-1–063505-3.
39. Wen, J: Origin of large dark current increase in InGaAs/InP avalanche photodiode / W.J. Wang, X.R. Chen, W. Lu, // J. Appl. Phys. 123. – 2018. – P.161530.
40. Li M. Low Dark Count Rate and High Single-Photon Detection Efficiency Avalanche Photodiode in Geiger-Mode Operation / X.Bai, C.Hu, X.Guo, J.C.Campbell, Z.Pan, and M.M.Tashima // IEEE.Phot.Tech.Lett. – 2007. – Vol. 19. №. 6. – P. 378-380.

41. Itzler M. A. Single photon avalanche. Diodes for 1.5 μm photon counting applications / R. Ben-Michael, C.-F. Hsu, K. Slomkowski, A. Tosi, S. Cova, F. Zappa, R. Ispasoiu, // J. Modern Optics. – 2007. – Vol. 54. №. 2-3.
42. Pellegrini S. Design and performance of an InGaAs–InP single-photon avalanche diode detector / R. E. Warburton, L. J. J. Tan, J. S. Ng, A. Krysa, K. Groom, et al. // EEE J. Quantum Electron. – Apr. 2006. – Vol.42. №. 4. – P.397-403.
43. Itzler M. a. et al. Single photon avalanche diodes (SPADs) for 1.5 μm photon counting applications // J. Mod. Opt. – 2007. – Vol. 54. № 2-3. – P. 283–304.
44. Robert h. Hadfield. Single-photon detectors for optical quantum information applications // Nature Photonics, – 2009. – Vol.3. – Issue 12. – P. 696-705.
45. Shannon C. E. Communication theory of secret systems // Bell Syst. Techn. Journey. – 1949. – Vol.28. – P. 678-715.
46. Tosi A. et al. Fully programmable single-photon detection module for InGaAs/InP single-photon avalanche diodes with clean and sub-nanosecond gating transitions. // Rev. Sci. Instrum. – 2012. – Vol. 83. № 1. – P. 13104.
47. Tosi A. et al. InGaAs/InP single-photon avalanche diode with reduced afterpulsing and sharp timing response with 30 ps tail // IEEE J. Quantum Electron. – 2012. – Vol. 48. № 9. –P.1227–1232.
48. Warburton R.E. Free-running, room temperature operation of an InGaAs/InP single-photon avalanche diode / M. Itzler, G.S. Buller. // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 94. № 7. – P. 71116.
49. Liu M. et al. Reduce afterpulsing of single photon avalanche diodes using passive quenching with active reset // IEEE J. Quantum Electron. – 2008. – Vol. 44. № 5. – P. 430–434.
50. Thew R.T. et al. Free-running InGaAs/InP avalanche photodiode with active quenching for single photon counting at telecom wavelengths // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. № 20. – P. 89–92.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
(МИНОБРНАУКИ РФ)
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (ТГУ)
Радиофизический факультет
Кафедра квантовой электроники и фотоники (КЭиФ)

УТВЕРЖДАЮ

Руководитель ООП
д-р физ.- мат. наук, профессор
_____ А.В.Войцеховский
"18" июня 2021

ОТЧЕТ
О ПАТЕНТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах для систем квантовой криптографии

Томск 2021

Оглавление

Задание на проведение патентных исследований 73

Регламент поиска 74

Материалы, отобранные для последующего анализа 75

Выводы по результатам патентного исследования 79

Задание на проведение патентных исследований

Наименование работы (темы): Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах для систем квантовой криптографии.

Сроки его выполнения с 17 сентября 2019 по 2 июня 2021 г.

Задачи патентных исследований: Поиск литературы по детекторам одиночных фотонов, применяемых в квантовой криптографии. Исследование методов и устройств реализующие регистрацию очень слабых оптических импульсов. Исследование технического уровня ДОФ на основе лавинных фотодиодах. Анализ научно-технической деятельности ведущих фирм.

Ответственный исполнитель

магистрант группы 0755_____К.И. Хомякова

Руководитель проекта

профессор каф. КЭиФ РФФ ТГУ, д.ф.-м.н., _____ А.П. Коханенко

Регламент поиска

Наименование работы (темы): «Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах для систем квантовой криптографии».

Номер и дата утверждения задания: 17 сентября 2019 по 2 июня 2021 г.

Цель поиска информации: анализ патентной ситуации в отношении объектов техники по данной тематике в России, исследование технического уровня объектов научной деятельности, выявление патентовладельцев.

Обоснование регламента поиска: патентный поиск проводится в отношении России с глубиной поиска 20 лет.

Начало поиска 17 сентября 2019.

Окончание поиска 2 июня 2021 г.

Предмет поиска (объект исследования, его составные части, товар)	Страны поиска	Источники информации, по которым будет проводиться поиск		Ретроспективность	Наименование информационной базы
		Наименование	Классификационные рубрики: МПК		
Детектор одиночных фотонов на основе лавинного фотодиода Single photon detectors based on avalanche photodiodes	Россия, США	Рефераты изобретений и их полное описание	H04B H01L B82B H04L G01J	2000-2020г.	База данных ФИПС (Россия) База данных USPTO (США)

Материалы, отобранные для последующего анализа

Таблица 1 - Патентная документация

Предмет поиска (объект исследования, его составные части)	Страна выдачи, вид и номер охранного документа. Классификационный индекс	Заявитель (патентообладатель), страна. Номер заявки, дата приоритета, конвенционный приоритет, дата публикации	Название изобретения (полной модели, образца)	Сведения о действии охранного документа
Детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах Single photon detectors based on avalanche photodiodes	RU № 2517686C2, МПК H04B 10/90 (2013.01)	Патентообладатель(и)0: Общество с ограниченной ответственностью Научно Исследовательская Компания "Каскад" (RU) Заявка: 2012137185/07, 31.08.2012	Способ передачи информации с использованием одиночных квантовых частиц (варианты)	Не действует
	RU № 2566335C1, МПК H04L 9/08 (2006.01)	Патентообладатель(и): Общество с ограниченной ответственностью "Лаборатория оптико-электронных приборов" (ООО "ЛОЭП") (RU) Заявка: 2014113183/08, 04.04.2014	Способ генерации секретных ключей с помощью перепутанных по времени фотонных пар	Действует

	RU № 2609729C1, МПК H01L 39/16 (2006.01)	Патентообладатель(и): Закрытое акционерное общество "Сверхпроводниковые нанотехнологии" (RU) Заявка: 2015147036, 02.11.2015	Сверхпроводниковый однофотонный детектор с управляемым эффектом памяти	Не действует
	RU № 2641621C2, МПК H01L 31/02 (2006.01) B82B 1/00 (2006.01)	Патентообладатель(и): Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский педагогический государственный университет (RU) Заявка: 2015146821, 30.10.2015	Сверхбыстрый и сверхчувствительный гибридный сверхпроводниковый нановолноводный однофотонный детектор с низкой скоростью темнового счёта	Действует
	RU № 2300825C1,	Патентообладатель(и): Закрытое акционерное	Быстродействующи	Не действует

	МПК H01L 31/101 (2006.01) H01L 39/02 (2006.01)	общество "Сверхпро-водниковые нанотех-нологии" (RU) Заявка:	й сверхпров одниковы й однофото нный дете ктор	
	RU № 2 011 952C1, МПК G01J 1/44 (1990.01)	Патентообладатель(и): БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕН-НЫЙ УНИВЕРСИ-ТЕТ Заявка: 90 4886971,	Устройств о для счета фотонов	Не действует
	Patent US No. 9,246,041 МПК H01L 31/107 G01T 1/248 H03K 17/0416 H01L 29/74 H03K 17/74	Патентообладатель(и): Bernard (Meyrin, CH), Monat; Lau-rent (Omex, FR), Ro-chas; Alexis (Val-leiry, FR) Заявка: 13/792418, 26.01.2016	Apparatus and method for allowing avalanche photodiode based singl e-photon detectors t o be driven by the same electrical circuit in gated and in free-running modes	Не действует

	Patent US No. 9,068,881 МПК G01J 1/08 G01J 1/42 G01J 1/44 G01J 2001/4466 G01J 2001/442	Патентообладатель(и): Michael (Millburn, NJ), Antonelli; Cristian (Sulmona, IT), Oh; Jungmi (Daejeon, KR) Заявка: 12/834,956 13.07. 2010	Characterization of single-photon detectors using a continuous wave laser source	Не действует

Выводы по результатам патентного исследования

Целью магистерской диссертации, в рамках которой проводились патентные исследования, является исследование детекторов одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодах. Патентный поиск показал, насколько актуально изучение ДОФ не только для систем квантовой криптографии. Были найдены Российские патенты. В данных патентах рассматриваются различные виды фотоприемных устройств для регистрации очень слабых импульсов, которыми успешно пользуются.

В научной работе главной целью является сравнение характеристик фотоприемных устройств, регистрирующих очень слабые импульсные сигналы. Поэтому актуальность работы больше подтверждается перечнем статей зарубежных и российских учёных, которые занимаются решением схожих задач.

В процессе патентного поиска были использованы следующие источники:

а) Российская БД:

1. Федеральный институт промышленной собственности (ФИПС), http://fips.ru/

б) Зарубежная БД:

1. United states patent and Trademark Office, http://www.uspto.gov/web/menu/search/

Патентные исследования выполнены в соответствии с заданием, регламент поиска выполнен в полном объеме. Результаты патентных исследований могут быть использованы в документации, связанной с обеспечением охраны объекта промышленной собственности в России.

Проведённые патентные исследования подтверждают научную значимость и прикладную перспективность теоретических и практических исследований.

Exactus Like (/index.php)

(/index.php/ru/) (/index.php/en/)

Поиск заимствований в научных текстах$^{\beta}$

Введите текст:

...или загрузите файл:

Файл не выбран... **Выбрать файл...**

Укажите год публикации: 2021

Выберите коллекции

- Все
- Рефераты
- Авторефераты
- Иностранные конференции
- PubMed
- Википедия
- Российские конференции
- Иностранные журналы
- Российские журналы
- Энциклопедии
- Англоязычная википедия

Анализировать

Проверить по расширенному списку коллекций системы Руконтекст (http://text.rucont.ru/like)

Обработан файл:
BP.pdf.

Год публикации: 2021.

Оценка оригинальности документа - 97.02%

Процент условно корректных заимствований - 0.0%

Процент некорректных заимствований - 2.98%

Просмотр заимствований в документе

Время выполнения: 22 с.

Документы из базы

Источники заимствования	В списке литературы	Источники Заимствования
1. **Лавинный фотодиод (https://ru.wikipedia.org/wiki?curid=2159224)** Год публикации: 2016. Тип публикации: статья википедии. https://ru.wikipedia.org/wiki?curid=2159224 (https://ru.wikipedia.org/wiki?curid=2159224) Показать заимствования (9)	–	1.44%
2. **Моделирование квантовых линий связи (http://cyberleninka.ru/article/n/modelirovanie-kvantovyh-liniy-svyazi)** Авторы: ВОЛОСАТОВА ТАМАРА МИХАЙЛОВНА, ЧИЧВАРИН НИКОЛАЙ ВИКТОРОВИЧ. Год публикации: 2015. Тип публикации: статья научного журнала. http://cyberleninka.ru/article/n/modelirovanie-kvantovyh-liniy-svyazi (http://cyberleninka.ru/article/n/modelirovanie-kvantovyh-liniy-svyazi) Показать заимствования (9)	–	1.44%

3. Приемники одиночных фотонов инфракрасного диапазона на основе лавинных фотодиодов (http://dlib.rsl.ru/loader/view/01003040784?get=pdf)

Авторы: Анисимов, Андрей Александрович.
Год публикации: 2005. Тип публикации: автореферат диссертации. — 0.96%
http://dlib.rsl.ru/loader/view/01003040784?get=pdf (http://dlib.rsl.ru/loader/view/01003040784?get=pdf)
Показать заимствования (4)

4. Методы повышения пропускной способности квантовой криптографии (http://dlib.rsl.ru/loader/view/01005009000?get=pdf)

Авторы: Курочкин, Юрий Владимирович.
Год публикации: 2011. Тип публикации: автореферат диссертации. — 0.58%
http://dlib.rsl.ru/loader/view/01005009000?get=pdf (http://dlib.rsl.ru/loader/view/01005009000?get=pdf)
Показать заимствования (4)

Дополнительно

Значимые оригинальные фрагменты

Библиографические ссылки

Искать в Интернете

© 2015 2021 Институт системного анализа Российской академии наук (http://www.isa.ru/index.php?lang=ru)

Научный руководитель / Кохановский А.П. /