

Характеристики сверхпроводникового однофотонного детектора, экранированного ИТО в условиях внешнего электрического поля

© К.О. Седых,^{1,2} Е. Сулеймен,^{3,4} С.С. Святодух,^{1,3} С.Ю. Заруцкий,⁴ А.С. Подлесный,⁴ А.Д. Голиков,^{2,3}
И.Н. Флоря,² В.В. Ковалюк,^{1,2} К.Е. Лахманский,⁴ Г.Н. Гольцман^{1,4}

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

²Университет науки и технологий МИСИС,
119049 Москва, Россия

³Московский педагогический государственный университет,
119991 Москва, Россия

⁴Российский квантовый центр,
121205 Москва, Россия
e-mail: ksedykh@hse.ru

Поступило в Редакцию 4 мая 2025 г.

В окончательной редакции 4 мая 2025 г.

Принято к публикации 4 мая 2025 г.

Исследован макет поверхностной ионной ловушки с радиочастотными (RF) электродами и сверхпроводниковым однофотонным детектором на основе нитрида ниобия, экранированного оксидом индия-олова (ИТО) при температуре 2.2 К. Амплитуда радиочастотного сигнала, подаваемого на электроды, изменялась в пределах 0.01–2 В на частотах 5–35 МГц. Представлены результаты зависимости темнового счета и эффективности детектирования однофотонного детектора от наведенного внешнего RF-поля с экранированным покрытием из ИТО.

Ключевые слова: поверхностная ионная ловушка, сверхпроводниковый однофотонный детектор, нитрид ниобия (NbN), экранирование, оксид индия-олова (ИТО), масштабируемый квантовый компьютер на ионах.

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61227.80-25

Введение

В настоящее время существуют различные технологии для возможной реализации квантовой обработки информации, в основе которых лежат манипуляции кубитами: сверхпроводниковые схемы [1], квантовые точки [2], центры окраски в алмазах [3] и другие. Среди прочих подходов одним из наиболее перспективных методов является использование кубитов, в которых информация закодирована в электронных состояниях отдельных ионов [4]. Ионы изолируются от внешней среды и удерживаются при помощи электромагнитных ловушек. Планарные ловушки являются многообещающей архитектурой для построения масштабируемых систем благодаря их компактным размерам и способности интеграции с фотонными интегральными схемами [5].

Инициализация и считывание состояния захваченных ионов выполняются путем лазерного манипулирования внутренними состояниями ионов. Поскольку возбужденное состояние оптических кубитов сопровождается флуоресценцией, для ее регистрации используются различные технологии: фотоэлектронные умножители [6], ПЗС-камеры (приборы с зарядовой связью, CCD — Charge-Coupled Device) [7] и другие. Также для детектирования состояния ионного кубита могут применяться лавинные фотодиоды (APD — Avalanche Photodiode) [8], работающие при комнатных температурах и обеспечивающие

возможность интеграции с поверхностной ловушкой. Однако, несмотря на отдельные преимущества каждой из технологий, быстрое обнаружение квантового состояния иона в поверхностной ловушке при комнатной температуре на чипе пока не достигнуто.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD, от англ. Superconducting Single-Photon Detector) [9] уже зарекомендовал себя как перспективный кандидат для осуществления процесса считывания возбужденного состояния оптического кубита [10–12] благодаря высокой эффективности детектирования в широком диапазоне длин волн и низким уровнем темнового счета [13]. Использование таких детекторов в интегральном исполнении в поверхностных ловушках позволит сократить время и увеличить точность считывания состояний ионов по сравнению с другими технологиями.

Сложность интеграции SSPD на чипе с поверхностными ионными ловушками обусловлена формированием ловушкой сложной электромагнитной и тепловой среды. Ток смещения в детекторе может подвергаться модуляции под воздействием внешнего радиочастотного (RF — radio frequency) поля ловушки, что отрицательно сказывается на эффективности процесса считывания фотонов. Также для достижения наилучшей эффективности детектирования SSPD температура сверхпроводящего перехода материала должна быть выше температуры на поверхности ловушки (обычно около 3–4 К). В ра-

боте [10] авторы продемонстрировали поверхностную ионную ловушку для ионов бериллия ${}^9\text{Be}^+$ с SSPD из молибден-кремния (MoSi) с критической температурой 5.2 K. Флуоресценция ионов измерялась на длине волны 313 nm при температуре 3.45 K. Потенциал радиочастотного поля ловушки достигал амплитуды 8.8 V на частоте ~ 67 MHz, оказывая воздействие на характеристики SSPD, экспериментальная эффективность детектирования при этом достигала порядка 48 %.

Для достижения наилучшего результата необходимо экранировать детектор от воздействия внешнего RF-поля ловушки. Различные способы экранирования по-разному влияют на проникновение поля в детектор, а значит и на эффективность детектирования. В работе [11] авторы продемонстрировали численное моделирование напряженности RF-поля ловушки для детектора на основе нитрида ниобий-титана (NbTiN) для ионов кальция ${}^{40}\text{Ca}^+$. Представленное моделирование рассматривало различные методы экранирования детектора от внешнего RF-поля ловушки: напыление металлического зеркала, расположенного под детектором; напыление металлической сетки над детектором; напыление экранирующего покрытия из оксида индия-олова (ITO). Авторы показывают, что наиболее эффективным способом экранирования детектора является комбинация расположенного под детектором металлического зеркала и экранирующего покрытия из ITO, которые уменьшают влияние напряженности RF-поля ловушки на 3 порядка при моделировании. Экспериментальная работа показала, что при приложенном потенциале RF-поля ловушки 54 V на частоте 70 MHz при температуре 4–6 K детекторы SSPD также могут успешно работать с эффективностью 40 %–68 % (при температуре 2.5 K).

Настоящая работа является продолжением работы [12] и направлена на улучшение характеристик сверхпроводникового однофотонного детектора на основе нитрида ниобия (NbN) с экраном ITO и металлическим зеркалом из золота (Au) для экранирования RF-поля ловушки. В настоящей работе представлены результаты измерения темнового счета и эффективности детектирования макета поверхностной ионной ловушки.

1. Макет поверхностной ловушки с SSPD, экранированного ITO

Дизайн макета поверхностной ионной ловушки (ПЛ) с радиочастотными электродами и сверхпроводниковым однофотонным детектором, экранированным снизу металлическим зеркалом (Au) и сверху защитным покрытием ITO, представлен на рис. 1. Сверхпроводниковый однофотонный детектор, изготовленный из тонкой пленки нитрида ниобия толщиной 5–7 nm и шириной нанополоски 100 nm, обладает плотностью критического тока порядка 5 MA/cm². Послойная топология ПЛ представлена на рис. 1, b.

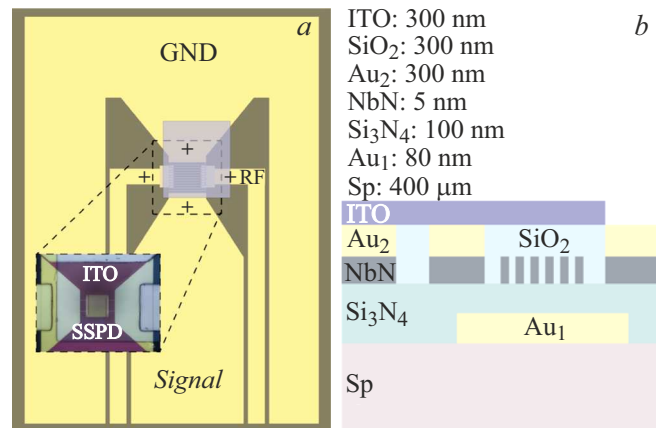


Рис. 1. Дизайн макета ПЛ с RF-контактами и SSPD с микрофотографией детектора шириной полоски 100 nm в оптический микроскоп и послойным распределением.

Макет поверхностной ловушки изготавливался методами электронной фотолитографии и плазмохимического травления. Основные этапы технологического процесса изготовления ПЛ включали в себя напыление сверхпроводящей пленки нитрида ниобия (NbN); формирование знаков совмещения; формирование активной области детектора SSPD; формирование золотых (с подслоем титана) контактов детектора; формирование золотых (с подслоем титана) RF-электродов; формирование заглушек ITO. Более подробно с технологическим маршрутом изготовления макета поверхностной ионной ловушки с SSPD без напыления ITO можно ознакомиться в работе [12].

Пленки ITO формировались методом DC магнетронного напыления на поверхность подложек. Для процесса напыления использовалась мишень диаметром 100 mm и составом In₂O₃/SnO₂ с соотношением компонент 90 %/10 % по весу. После загрузки образцов вакуумная камера откачивалась до достижения остаточного давления газов менее $5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Для напыления были выбраны следующие параметры процесса: мощность, подаваемая на мишень — 150 W; поток Ar — 1 sccm; давление в камере в процессе напыления — $1.5 \cdot 10^{-3}$ mbar. При данных параметрах скорость напыления пленки ITO составила 25 nm/min. Максимальная удельная мощность для мишени ITO ограничена эффективностью теплоотвода и должна составлять менее 3.5 W/cm² [14]. Толщина напыленных пленок измерялась методом атомно-силовой микроскопии по перепаду высот на границе структур ITO. Толщина пленки на экспериментальных образцах задавалась по времени процесса, исходя из измеренной скорости напыления. Сопротивление напыленных пленок ITO исследовалось четырехзондовым методом.

Металлическое зеркало под детектором используется для экранирования детектора и уменьшения влияния возникающих индуцированных RF-токов на характери-

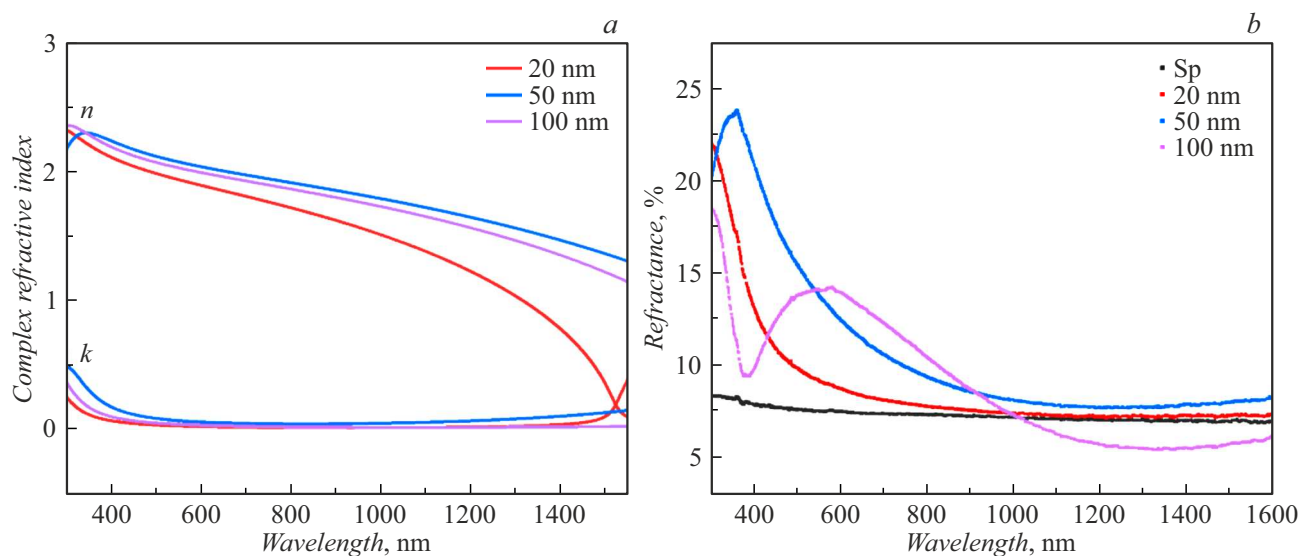


Рис. 2. Исследование свойств ИТО: *a* — зависимость действительной (n) и мнимой (k) части комплексного показателя преломления пленок ИТО от длины волны для разных толщин (20 nm — красный цвет, 50 nm — синий цвет, 100 nm — фиолетовый цвет); *b* — зависимость коэффициента отражения от длины волны для разных толщин пленок ИТО (20 nm — красный цвет, 50 nm — синий цвет, 100 nm — фиолетовый цвет, Sp — черный цвет).

стики детектора. Более того, металлический экран представляет собой интегральную компоненту резонаторного слоя, направленного на увеличение вероятности поглощения фотона сверхпроводниковым детектором. Выбор золота для данного элемента обусловлен его высокой отражательной способностью, а толщина нитрида кремния длиной волны, испускаемых фотонов ионами кальция $^{40}\text{Ca}^+$ [15], обеспечивая высокую итоговую эффективность поглощения.

Поимка и охлаждение одиночных ионов в поверхностной ловушке осуществляется с использованием ультрафиолетовых (УФ) лазеров. Конфигурация электрических полей ловушки подбирается таким образом, чтобы образуемая седловая точка для ионов находилась на расстоянии 30–250 μm от поверхности электродов. При использовании оптики свободного пространства воздействие УФ излучения неизбежно приводит к индуцированным зарядам в диэлектрических материалах ловушки, что усложняет компенсацию паразитных электрических полей, необходимых для удержания иона. Это также может вызывать нежелательный нагрев иона за счет взаимодействия с RF-полем ловушки. Для минимизации данного эффекта, а также экранирования внешнего RF-поля, в эксперименте применялся прозрачный в видимом диапазоне слой ИТО, который был заземлен в ходе измерений. Однако вследствие ограничений, связанных с проводимостью и глубиной скин-эффекта в ИТО, в будущих экспериментах планируется использование сверхпроводящей сетки с коэффициентом пропускания более 90 %, что должно обеспечить более эффективную защиту от паразитных полей и минимизировать нежелательные эффекты нагрева.

Предварительно были протестированы слои разной толщины ИТО — 20, 50 и 100 nm. На рис. 2, *a* показаны результаты измерений зависимости действительной (n — показатель преломления) и мнимой (k — показатель поглощения) части комплексного показателя преломления пленок ИТО от длины волны для разных толщин. Измерения проводились с использованием установки Filmetrics, откалиброванной по тонкопленочному образцу SiO_2 с известной толщиной на кремниевой подложке. Для повышения точности результатов проводилось вычитание фонового излучения, а также использовалась чистая кремниевая подложка в качестве контрольного образца. Определение толщины и показателя преломления выполнялось при плавающих значениях n в диапазоне длин волн 200–1600 nm. Освещение осуществлялось с помощью дейтериево-вольфрамового и галогенного источников света. На рис. 2, *b* представлена зависимость коэффициента отражения от длины волны для разных толщин пленок ИТО и сапфира (Sp) в качестве референсного значения. Поверхностные сопротивления пленок ИТО на сапфировой подложке составили 428, 160 и 82 $\Omega/\square$ для пленок толщиной 20, 50 и 100 nm соответственно. Для последующей интеграции с волноводными структурами для локальной адресации ионов, имеющими перепад высот около 100 nm, нами использовалось более толстая пленка.

Для определения критической температуры детектора SSPD устанавливался на держатель макета, который постепенно опускался в сосуд Дьюара с жидким гелием. При изменении температуры образца строилась кривая зависимости сопротивления от температуры с характерным переходом детектора из нормального в сверхпроводящее состояние. Изготовленные нами детекторы

обладали критической температурой 7.5 K, позволяющей проводить измерения скорости темнового счета, а также эффективности детектирования SSPD при температуре 2.2 K в условиях внешнего RF-поля.

2. Изменение характеристик SSPD, экранированного ИТО в условиях внешнего поля

Исследование макета проводилось при температуре 2.2 K. Основные элементы экспериментальной установки представляли собой: криостат замкнутого цикла Гиффорда–МакМагона, блок смещения детектора (Scontel), счетчик импульсов, генератор сигналов внешнего RF-поля, осциллограф и датчик температуры. Образец, установленный на плату держателя, помещался на холодную плату криостата, после этого камера криостата откачивалась с помощью турбомолекулярного насоса до $\sim 10^{-3} - 10^{-5}$ mbar. Затем включался компрессор криостата для охлаждения камеры криостата и образца до 2.2 K. С помощью блока смещения на детектор подавался ток смещения в диапазоне от 0 до значения критического тока ($\sim 15 \mu\text{A}$). Отсчеты детектора фиксировались с помощью счетчика импульсов (Keysight 53230A), параллельно данные импульсов отображались на экране осциллографа (Tektronix MSO54). Внешнее радиочастотное поле подавалось на соответствующие RF-контакты с помощью генератора сигналов произвольной формы (Tektronix AFG 31000) с разными значениями частоты и амплитуды.

Во время измерений скорости темнового счета оптический вход криостата закрывался специальной заглушкой, позволяющей минимизировать внешнюю засветку. Для измерений эффективности детектирования использовался суперконтинуумный лазерный источник (LEUKOS ROCK 400) и фильтр (LEUKOS BEBOP), с помощью которого можно регулировать длину волны в пределах 450–850 nm и спектральную полосу пропускания лазерного излучения. Охлаждение одиночных ионов кальция может быть реализовано с помощью излучения в видимом и инфракрасном диапазонах, при этом флуоресценция наблюдается на длине волны 397 nm. Измерение эффективности детектирования однофотонного сверхпроводникового детектора (SSPD) проводилось на длине волны 729 nm, соответствующей кубитному переходу ионов кальция. С уменьшением длины волны возрастает эффективность детектирования SSPD, за счет более высокой энергии фотонов, приводящей к генерации большего числа квазичастиц в сверхпроводнике, а следовательно, более сильному подавлению параметра порядка и большей вероятности появления отклика детектора. Системная эффективность SSPD определяется внутренней эффективностью и коэффициентом поглощения фотонов. Ультрафиолетовые фотоны обладают большей энергией по сравнению с инфракрасными, что

снижает порог разрушения куперовских пар и соответственно облегчает их регистрацию. Благодаря высокой энергии ультрафиолетового излучения вероятность генерации отклика детектора увеличивается, что способствует повышению эффективности детектирования. Следовательно, полученные характеристики детектора на длине волны 729 nm могут служить референсными значениями для оценки эффективности детектирования фотонов, испускаемых ионами в ловушках [16].

В начале измерений был выбран оптимальный уровень триггера, позволяющий отделить сигнал с детектора от различных шумов и наводок, а также обособить его от внешнего RF-поля ловушки [12]. Выбранный уровень триггера (100 mV) использовался для работы на всей серии измерений. Обычно частота RF-сигнала во время работы с конкретными ионами в трехмерных ловушках известна и фиксирована, но поскольку исследование проводится с целью интеграции детектора SSPD в поверхностную ловушку, где ионы расположены ближе к поверхности электродов и необходимые поля для работы ловушки меньше, то необходимо найти оптимальные значения частоты и амплитуды внешнего поля для согласования работы ловушки и детектора.

На рис. 3 представлены зависимости темновых (выколотые точки, нижняя часть графика) и световых (закрашенные точки, верхняя часть графика) отсчетов детектора SSPD с экранирующим покрытием ИТО от тока смещения. Измерения проводились в диапазоне частот 5–35 MHz (рис. 3, *a–d*), включая измерения характеристик без наведенного поля ловушки (RF off). По оси *x* — значение тока смещения, по оси *y* — количество отсчетов за секунду (counts per second, cps). Из полученных результатов видно, что крайняя точка темновых отсчетов — критический ток — постепенно уменьшается с увеличением амплитуды внешнего поля с 14.94 до 14.05 μA при фиксированной частоте 5 MHz и с 14.84 до 12.84 μA при фиксированной частоте 35 MHz. При увеличении частоты внешнего поля от 5 до 35 MHz значение критического тока уменьшается с 14.84 до 13.85 μA при фиксированной амплитуде 100 mV (рис. 3, *e*) и с 14.64 до 12.84 μA при фиксированной амплитуде 200 mV (рис. 3, *f*). Данное явление, с одной стороны, можно объяснить появлением дополнительных индуцированных RF-токов, что приводит к увеличению вероятности перехода детектора в нормальное состояние. С другой стороны, происходит дополнительная зарядка конденсаторов в схеме съема сигналов, что приводит к увеличению тока смещения и преждевременному подавлению сверхпроводимости [12].

Анализируя представленные данные на рис. 3, можно заметить, что значение скорости темнового счета не сильно возрастает с увеличением амплитуды внешнего RF-поля. В сравнении с результатами, представленными в работе [12], где максимально возможное значение амплитуды внешнего поля ловушки на частотах достигало 800 mV для 5 MHz, в настоящей работе было увеличено

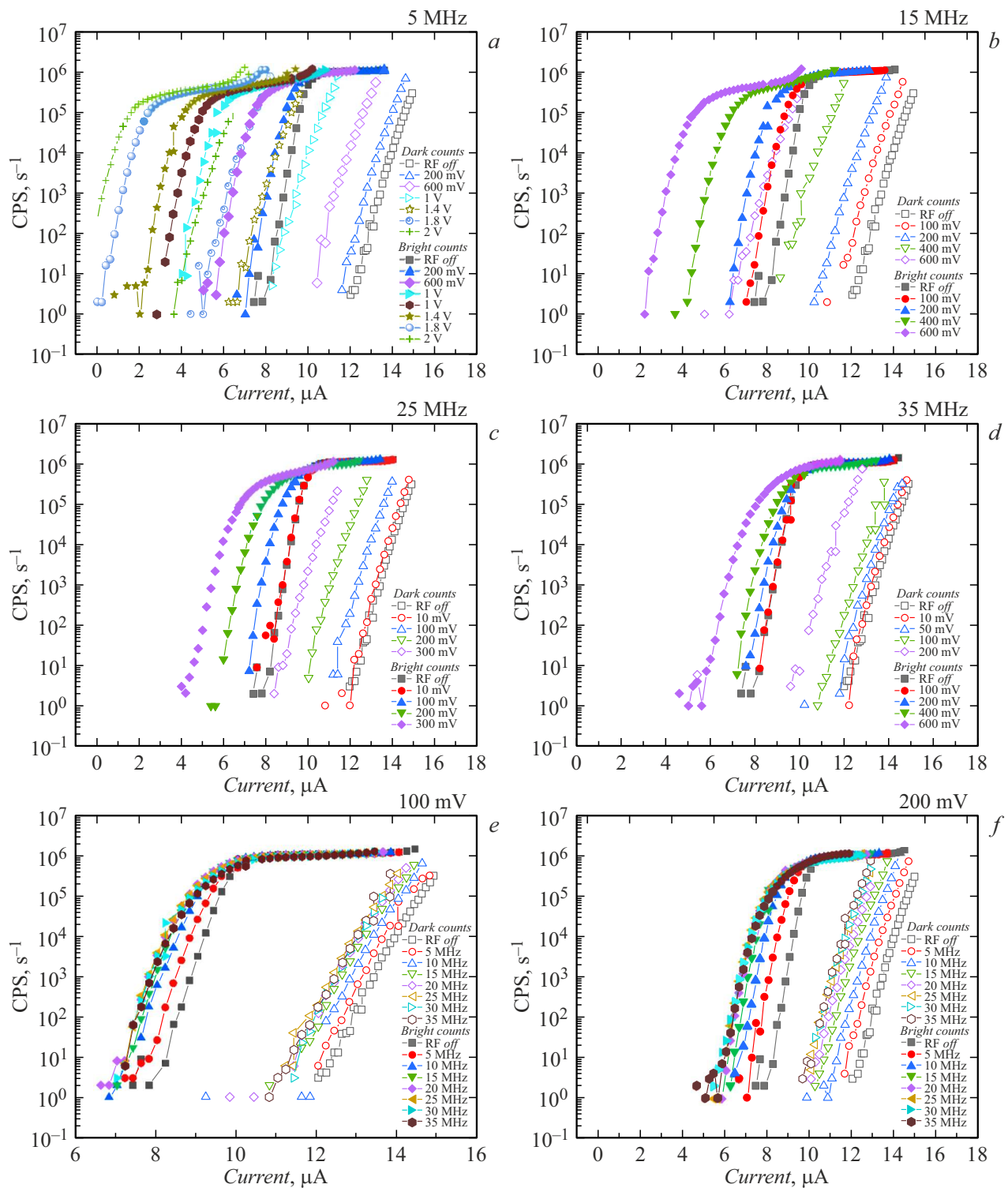


Рис. 3. Зависимость темновых (полые маркеры) и световых (сплошные маркеры) отсчетов детектора SSPD от тока смещения при различных амплитудах и частотах RF-поля: *a* — 5, *b* — 15, *c* — 25, *d* — 35 MHz; зависимость для диапазона частот 5–35 MHz с амплитудой: *e* — 100, *f* — 200 mV.

до 2000 mV для 5 MHz, что является положительным результатом для возможностей интеграции сверхпроводникового однофотонного детектора из нитрида ниобия в поверхностную ионную ловушку.

На рис. 4, *a* представлены данные изменения критического тока в зависимости от внешнего RF-поля. Критический ток изменяется более чем в 2 раза в выбранном диапазоне полей. Можно выделить область наименьшего

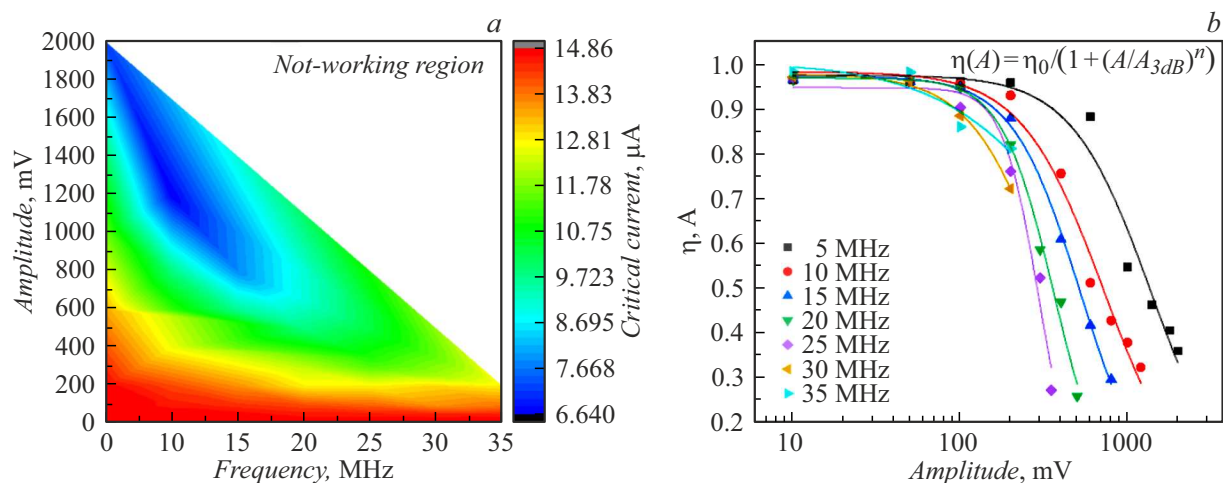


Рис. 4. Влияние внешнего RF-поля на характеристики SSPD детектора: *a* — трехмерная карта изменения критического тока детектора, *b* — эффективность детектирования.

значения тока (темно-синяя область), в то время как в работе [12] критический ток уменьшался равномерно с увеличением значений внешнего поля. Белая область на трехмерной карте показывает нерабочую область, в котором детектор еще находится в сверхпроводящем состоянии, однако схема съема сигнала начинает регистрировать внешнее RF-поле. В работе [12] белая область на трехмерной карте соответствовала области нормального состояния детектора, в которой любые измерения уже недоступны.

Эффективность детектирования SSPD определяется как отношение числа зарегистрированных фотонов за единицу времени к числу фотонов, падающих на детектор за тот же промежуток времени. При воздействии внешнего RF-поля наблюдается снижение эффективности детектирования, поэтому в настоящей работе введена нормированная эффективность:

$$\eta_N = \frac{N_{field}}{N_{RFoff}}, \tag{1}$$

где N_{RFoff} и N_{field} — количество световых отсчетов детектора при отсутствии и наличии RF-поля соответственно, измеренные при таком значении тока, которому соответствует 100 темновых отсчетов в обоих случаях. Для определения порогового значения амплитуды поля (A_{3dB}), при котором эффективность детектирования снижается вдвое, использовалась аппроксимация следующего вида:

$$\eta(A) = \frac{\eta_0}{1 + (A/A_{3dB})^n}, \tag{2}$$

где η_0 — эффективность детектирования без поля; A — значение амплитуды внешнего поля; n — определяет кривизну наклона степенной функции. Зависимость нормированной эффективности детектирования от амплитуды поля для различных частот представлена на рис. 4, *b*.

Данные, характеризующие изменение порогового значения амплитуды внешнего поля при фиксированной

Значения параметров амплитуды внешнего поля при эффективности 50 % и кривизны наклона функции в зависимости от частоты

Частота RF поля, MHz	A_{3dB} , mV	n
5	1392.19	1.82
10	726.33	1.75
15	526.38	2.11
20	364.91	2.78
25	296.19	3.97
30	347.58	1.86
35	775.58	1.01

частоте, а также кривизну наклона функции приведены в таблице. Отмечается, что поведение параметров A_{3dB} и n коррелирует с изменением критического тока детектора, представленного на рис. 4, *a*. С увеличением частоты изначально высокое пороговое значение амплитуды (~ 1400 mV при 5 MHz) постепенно снижается, достигая минимального значения (~ 300 mV при 25 MHz). Дальнейшее уменьшение пороговой амплитуды не зафиксировано из-за недостаточности данных для частот 30 и 35 MHz.

Высокоскоростное и высокоточное считывание квантового состояния одиночных захваченных ионов является одной из ключевых задач при масштабировании архитектуры квантовых вычислений на основе ионных ловушек. Данный процесс осуществляется путем регистрации флуоресценции, зависящей от квантового состояния, в видимом диапазоне с последующей детекцией испускаемых фотонов.

Традиционные полупроводниковые фотонные детекторы, включая фотоумножители и лавинные фотодиоды, обеспечивают однофотонную чувствительность, однако их эффективность ограничена ($\sim 30\%$), а высокий уровень темновых отсчетов (~ 6000 s $^{-1}$) существенно уве-

личивает время, необходимое для точного различения квантовых состояний иона. В качестве альтернативы рассматриваются SSPD, изначально разработанные для ближнего инфракрасного диапазона, которые могут быть оптимизированы для регистрации флуоресцентного излучения ионов. Эти детекторы демонстрируют низкий уровень темновых отсчетов ($\sim 1 \text{ s}^{-1}$), что представлено на рис. 3.

При интеграции SSPD непосредственно в ионную ловушку (с активной площадью $15 \times 15 \text{ }\mu\text{m}$) необходимо оптимизировать расстояние между ионом и электродами с учетом тепловых эффектов и угла обзора, определяющего эффективность сбора фотонов. Для этого проводились измерения эффективности детектора при различных амплитудах и частотах внешнего RF-поля. В диапазоне расстояний $30\text{--}150 \text{ }\mu\text{m}$ угол обзора изменяется в пределах $\sim 0.03\%\text{--}3\%$.

С точки зрения эффективности сбора фотонов интеграция детектора в структуру ловушки не дает значительных преимуществ по сравнению с использованием объективов, фокусирующих излучение в свободном пространстве на детекторы. Однако данный подход критически важен для масштабируемости криогенных поверхностных ловушек, а также обеспечивает эксплуатацию детектора с однофотонной чувствительностью в криогенных условиях, что значительно сокращает время считывания по сравнению с альтернативными методами.

В процессе считывания ион $^{40}\text{Ca}^+$ испускает в среднем $\sim 2 \cdot 10^7$ фотонов в секунду на переходе $^4\text{S}_{1/2} \leftrightarrow ^4\text{P}_{1/2}$. Поскольку излучение одиночного иона в ловушке носит однофотонный характер, низкое мертвое время ($\sim 10 \text{ ns}$) SSPD обеспечивает возможность регистрации последовательных фотонов, испускаемых в процессе считывания квантового состояния. Это особенно актуально в контексте масштабируемых квантовых вычислений, где важным условием повышения производительности является минимизация времени выполнения квантового алгоритма, в том числе за счет сокращения продолжительности считывания квантового состояния. В ионных квантовых процессорах время считывания составляет существенную долю общего квантового цикла по сравнению с длительностями одно- и двухкубитных операций, а также этапами инициализации и охлаждения. Высокая чувствительность к единичным фотонам, малое мертвое время ($\sim 10 \text{ ns}$) и низкий уровень темновых отсчетов SSPD позволяют существенно уменьшить длительность считывания. Такое сокращение времени регистрации является ключевым для реализации промежуточных измерений в рамках выполнения квантового алгоритма, в частности, при реализации квантовой коррекции ошибок, где требуется многократное измерение состояний вспомогательных кубитов в реальном времени в пределах времени когерентности ионных кубитов ($\sim 1 \text{ h}$ [17]). Для детектора с активной площадью $25 \times 25 \text{ }\mu\text{m}$ и системной эффективностью детектирования $\sim 60\%$ на длине волны 397 nm , при расстоянии между ионом и электродами ловушки

$30 \text{ }\mu\text{m}$, ожидаемое число регистрируемых фотонов составляет $\sim 9 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Поляризационная селективность SSPD снижает это значение до $\sim 4.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Благодаря однофотонной чувствительности SSPD и низкого уровня темнового счета квантовое состояние иона может быть считано за время менее $10 \text{ }\mu\text{s}$. Дальнейшая оптимизация детектора, обеспечивающая эффективность регистрации фотонов выше 95% на ультрафиолетовой длине волны, позволит сократить время считывания до $< 1 \text{ }\mu\text{s}$, что особенно важно для кубитных систем.

Заключение

Представлена реализация макета поверхностной ионной ловушки, интегрированной со SSPD на основе нитрида ниобия, защищенного экранирующим покрытием из ИТО. В ходе исследования проведены измерения зависимости скорости темновых отсчетов от тока смещения, а также анализ изменений критического тока и эффективности детектирования при различных амплитудах внешнего электрического поля в диапазоне частот $5\text{--}35 \text{ MHz}$ при температуре 2.2 K .

Напыление экранирующего покрытия из ИТО позволило расширить рабочий диапазон напряжений, который может быть приложен к контактам поверхностной ионной ловушки без выхода детектора из сверхпроводящего состояния до 2000 mV . Результаты измерений демонстрируют, что при увеличении тока смещения детектора и эффективной экранировке от воздействия радиочастотного поля SSPD может быть оптимизирован для работы в условиях высоких RF-полей.

Дальнейшие исследования будут направлены на улучшение характеристик детектора путем интеграции распределенного брэгговского отражателя, оптимизированного для длины волны 397 nm , а также на повышение устойчивости к внешним полям ловушки за счет использования сверхпроводниковой сетки с коэффициентом пропускания более 90% и микрополосковых детекторов шириной $1\text{--}10 \text{ }\mu\text{m}$, критические токи которых достигают $600\text{--}700 \text{ }\mu\text{A}$.

Кроме того, рассматривается альтернативный метод считывания квантового состояния ионов с использованием планарной ловушки Пеннинга, в которой применяются исключительно статические электрические и магнитные поля. Ожидается, что такой подход позволит значительно снизить уровень индуцированных токов в детекторе [18,19].

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования FSME-2025-0004 (исследование детекторов) и федеральной программы академического лидерства „Приоритет 2030“ СТП „Квантовый интернет“ НИТУ МИСИС (изготовление детекторов).

Благодарность

Авторы благодарят А. Зайцева из МИЭТ за напыление покрытия ИТО.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Kjaergaard, M.E. Schwartz, J. Braumüller, Ph. Krantz, J. I.-J. Wang, S. Gustavsson, W.D. Oliver. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, **11**, 369 (2020). DOI: 10.1146/annurev-conmatphys-031119-050605
- [2] T. Heindel, J.-H. Kim, N. Gregersen, A. Rastelli, S. Reitzenstein. *Opt. Photonics*, **15** (3), 613 (2023). DOI: 10.1364/AOP.490091
- [3] T. Iwai, K. Kawaguchi, T. Miyatake, T. Ishiguro, S. Miyahara, Y. Doi, S. Nur, R. Ishihara, S. Sato. *Proceed. IEEE 73rd Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, 967 (2023). DOI: 10.1109/ECTC51909.2023.00165
- [4] J.M. Pino, J.M. Dreiling, C. Figgatt, J.P. Gaebler, S.A. Moses, M.S. Allman, C.H. Baldwin, M. Foss-Feig, D. Hayes, K. Mayer, C. Ryan-Anderson, B. Neyenhuis. *Nature*, **592**, 209 (2021). DOI: 10.1038/s41586-021-03318-4
- [5] C.D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell, J.M. Sage. *Appl. Phys. Rev.*, **6** (2), 021314 (2019). DOI: 10.1063/1.5088164
- [6] A.H. Myerson, D.J. Szwer, S.C. Webster, D.T.C. Allcock, M.J. Curtis, G. Imreh, J.A. Sherman, D.N. Stacey, A.M. Steane, D.M. Lucas. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 200502 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.200502
- [7] R.J. Hendricks, J.L. Sørensen, C. Champenois, M. Knoop, M. Drewsen. *Phys. Rev. A*, **77**, 02140 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.77.021401
- [8] W.J. Setzer, M. Ivory, O. Slobodyan, J.W. Van Der Wall, L.P. Parazzoli, D. Stick, M. Gehl, M.G. Blain, R.R. Kay, H.J. McGuinness. *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 154002 (2021). DOI: 10.1063/5.0055999
- [9] G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (6), 705 (2001). DOI: 10.1063/1.1388868
- [10] S.L. Todaro, V.B. Verma, K.C. McCormick, D.T.C. Allcock, R.P. Mirin, D.J. Wineland, S.W. Nam, A.C. Wilson, D. Leibfried, D.H. Slichter. *Phys. Rev. Lett.*, **126** (1), 010501 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.010501
- [11] B. Hampel, D.H. Slichter, D. Leibfried, R.P. Mirin, S.W. Nam, V.B. Verma. *Appl. Phys. Lett.*, **122** (17), 174001 (2023). DOI: 10.1063/5.0145077
- [12] К.О. Седых, Е. Сулеймен, М.И. Святодух, А. Подлесный, В.В. Ковалюк, П.П. Ан, Н.С. Каурова, И.Н. Флорья, К.Е. Лахманский, Г.Н. Гольцман. *ЖТФ*, **93** (7), 974 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55756.88-23 [K.O. Sedykh, Y. Suleimen, M.I. Svyatodukh, A. Podlesnyy, V.V. Kovalyuk, P.P. An, N.S. Kaurova, I.N. Florya, K.E. Lakhmanskiy, G.N. Goltsman. *Tech. Phys.*, **68** (7), 908 (2023). DOI: 10.61011/TP.2023.07.56637.88-23]
- [13] K. Smirnov, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin, P. Morozov, Ph. Zolotov, A. Antipov, V. Seleznev. *Supercond. Sci. Technol.*, **31**, 035011 (2018). DOI: 10.1088/1361-6668/aaa7aa
- [14] Электронный ресурс. Режим доступа: https://www.lesker.com/newweb/deposition_materials/depositionmaterials_sputtertargets_1.cfm?pgid=in3
- [15] R. Blatt, H. Häffner, C.F. Roos, C. Becher, F. Schmidt-Kaler. *Quantum. Inf. Process.*, **3**, 61 (2004). DOI: 10.1007/s11128-004-3105-1
- [16] Y. Pan, H. Zhou, X. Zhang, H. Yu, L. Zhang, M. Si, H. Li, L. You, Z. Wang. *Opt. Express*, **30** (22), 40044 (2022). DOI: 10.1364/OE.472378
- [17] P. Wang, C.-Y. Luan, M. Qiao, M. Um, J. Zhang, Y. Wang, X. Yuan, M. Gu, J. Zhang, K. Kim. *Nat. Commun.*, **12**, 233 (2021). DOI: 10.1038/s41467-020-20330-w
- [18] S. Jain, T. Sägger, P. Hrmo, C. Torkzaban, M. Stadler, R. Oswald, C. Axline, A. Bautista-Salvador, C. Ospelkaus, D. Kienzler, J. Home. *Nature*, **627**, 510 (2024). DOI: 10.1038/s41586-024-07111-x
- [19] T. Polakovic, W.R. Armstrong, V. Yefremenko, J.E. Pearson, K. Hafidi, G. Karapetrov, Z.-E. Meziani, V. Novosad. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **959**, 163543 (2020). DOI: 10.1016/j.nima.2020.163543