

Статистика фотоотсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора из трехслойной пленки WSi

И.Н. Флоря¹, Ю.П. Корнеева^{1,5}, М.Ю. Михайлов², А.Ю. Девизенко⁴,
А.А. Корнеев^{1,3}, Г.Н. Гольцман^{1,3}

¹Московский педагогический государственный университет
ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, г. Москва, 119991, Россия

²Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина

³Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова, Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая, 20, г. Москва, 101000, Россия

⁴Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Кирпичева, 2, г. Харьков, 61002, Украина

⁵Институт физики микроструктур РАН, г. Н. Новгород, 603950, Россия
E-mail: akorneev@rplab.ru, mikhailov@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 октября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SNSPD) успешно применяются в квантовой оптике, когда требуется рекордное временное разрешение, высокое быстродействие и рекордно низкий уровень темнового счета (ложных срабатываний). Однако эффективность детектирования SNSPD ограничена коэффициентом поглощения излучения ультратонкой пленкой сверхпроводника. Один из перспективных способов увеличить поглощение в детекторе, не ограничивая его широкополосности, — изготовить детектор в виде нескольких слоев, расположенных друг над другом, и соединить их параллельно. Нами впервые исследовано однофотонное детектирование в многослойной структуре, состоящей из трех сверхпроводящих слоев аморфного силицида вольфрама (WSi), разделенных тонкими слоями аморфного кремния. Продемонстрированы два режима работы детектора: режим лавины (avalanche regime) и триггерный (arm-trigger regime) режим, а также определено, что смена режимов происходит в интервале токов $\sim 0,5\text{--}0,6$ от критического тока детектора.

Надпровідникові однофотонні детектори (SNSPD) успішно застосовуються в квантовій оптиці, коли потрібна рекордна часова роздільність, висока швидкодія і рекордно низький рівень темнових відліків (помилкових спрацьовувань). Однак ефективність детектування SNSPD обмежена коефіцієнтом поглинання випромінювання ультратонкою плівкою надпровідника. Один з перспективних способів збільшити поглинання в детекторі, не обмежуючи його ширококосмуговості, — виготовити детектор у вигляді декількох шарів, розташованих один над одним, і з'єднати їх паралельно. Нами вперше досліджено однофотонне детектування в багат шаровій структурі, що складається з трьох надпровідних шарів аморфного силіциду вольфраму (WSi), що розділені тонкими шарами аморфного кремнію. Продемонстровано два режими роботи детектора: режим лавини (avalanche regime) та тригерний (arm-trigger regime) режим, а також визначено, що зміна режимів відбувається в інтервалі струмів $\sim 0,5\text{--}0,6$ від критичного струму детектора.

PACS: 74.78.-w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
85.25.Pb Сверхпроводниковые детекторы инфракрасных, субмиллиметровых и миллиметровых волн.

Ключевые слова: тонкие сверхпроводящие пленки; сверхпроводниковые однофотонные детекторы; эффективность детектирования; статистика фотоотсчетов; силицид вольфрама.

1. Введение

Принцип действия сверхпроводящих однофотонных детекторов (SNSPD) был продемонстрирован в 2001 г. [1]. Сегодня детекторы этого типа применяются в квантовой оптике и квантовой криптографии, превосходя в телекоммуникационном диапазоне 1310–1550 нм однофотонные лавинные диоды [2]. Однако квантовая эффективность, т.е. вероятность регистрации фотона, ограничена коэффициентом поглощения сверхпроводящей пленки, из которой изготовлен SNSPD, и обычно составляет менее 30%. Чтобы увеличить поглощение, детектор встраивают в оптический полостной резонатор, похожий на резонатор Фабри–Перо. Рекордное значение квантовой эффективности, полученное при таком подходе, составило 93% на целевой длине волны 1550 нм [3]. Естественно, при использовании резонатора детектор теряет широкополосность в чувствительности.

Альтернативный подход к увеличению поглощения без потери широкополосности — сделать детектор в виде нескольких сверхпроводящих слоев, расположенных друг над другом [4]. В работе [5] авторы изготовили трехмерную структуру, расположив 2 сверхпроводящих меандра из WSi друг над другом, электрически соединив их параллельно. Благодаря взаимно ортогональному расположению меандров заодно уменьшилась и поляризационная зависимость эффективности детектирования.

В работе [6] были объединены оба подхода: двухслойный SNSPD из WSi был интегрирован в оптический резонатор, состоящий из многослойного диэлектрического зеркала, расположенного со стороны подложки, и просветляющего покрытия со стороны вакуума. Такой детектор показал эффективность детектирования (87,1 ± ± 1,3)% в диапазоне длин волн 1450–1640 нм.

Очевидно, что простое увеличение числа сверхпроводящих меандров, расположенных один над другим, без использования резонатора будет также приводить к увеличению квантовой эффективности. Одновременно это должно приводить к увеличению сверхпроводящего критического тока и тока смещения такого детектора и, как следствие, к увеличению амплитуды импульса напряжения, возникающего при регистрации фотона. Однако при параллельном соединении меандров в многослойном SNSPD следует ожидать наличия двух режимов работы, подобно тому, что наблюдалось в однослойных SNSPD с параллельным соединением меандров в работах [7–9].

В первом режиме, если ток в каждой секции однослойного детектора достаточно близок к критическому, при поглощении фотона одна секция переключается в нормальное состояние, ток от этой секции перераспределяется между оставшимися $N-1$ секциями, после чего ток в них оказывается выше критического. Это вызывает лавинное переключение всех секций в резистивное состояние. Такой механизм получил название лавин-

ный режим (avalanche regime), а детектор стали называть Superconducting Nanowire Avalanche Photodetector (SNAP) [9].

Второй режим реализуется при более низких токах смещения. В этом режиме, как и в лавинном режиме, ток из секции, поглотившей фотон, перераспределяется между остальными секциями. Однако, если ток смещения секций перед поглощением фотона был достаточно мал, после перераспределения токов они не достигают критического значения, остальные секции не переходят в резистивное состояние и импульс напряжения в детекторе еще не возникает. При этом в секции, поглотившей фотон, ток не восстанавливается даже после того, как она снова стала сверхпроводящей. Однако после нескольких циклов поглощения фотонов устанавливается такое распределение токов, что после очередного поглощения фотона перераспределение токов все-таки приводит к лавинному переключению всех секций. В этом режиме, получившем название триггерного (arm-trigger), отклик детектора возникает только на последовательности из двух и более поглощенных фотонов [9].

В данной работе впервые исследован многослойный ML-SNAP (multilayer-SNAP) детектор, в котором три сверхпроводящих слоя расположены один над другим, и исследованы условия перехода от лавинного к триггерному режиму детектирования.

2. Методика изготовления образцов

Мы изготовили многослойные ML-SNAP детекторы, состоящие из трех слоев сверхпроводящей аморфной пленки WSi толщиной 34 Å, разделенных изолирующей прослойкой Si толщиной 51 Å (рис. 1). В качестве подложек использована полированная кремниевая пластина, с термическим окислом SiO₂ толщиной 2500 Å. Все слои осаждались методом магнетронного распыления на постоянном токе с использованием двух источников с мишенями вольфрама и кремния. Перед осаждением первого слоя WSi был осажден подслоем аморфного кремния

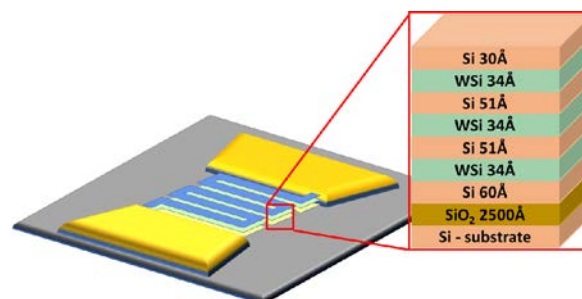


Рис. 1. Схематично показан поперечный разрез многослойного SNSPD, каждый сверхпроводящий слой WSi разделяется изолирующим слоем Si. Все сверхпроводящие слои соединены параллельно и выводятся на пару контактных площадок.

толщиной 60 Å, что улучшает сверхпроводящие свойства и обеспечивает лучшую однородность при последующем осаждении пленки аморфного сверхпроводника [10]. После осаждения третьего сверхпроводящего слоя для защиты от окисления осаждался слой кремния толщиной 30 Å. Во время осаждения подложка находилась при комнатной температуре. Толщина пленок и изолирующих прослоек между ними в многослойной композиции была определена после осаждения методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии. По данным просвечивающей электронной микроскопии, слои сверхпроводника и изолирующие прослойки имеют аморфную структуру. Номинальное атомное соотношение элементов в пленке сверхпроводника W:Si составляет 75:25, что обеспечивает максимальную критическую температуру.

В пределе толстых кремниевых прослоек наш многослойный образец может быть представлен как набор независимых сверхпроводящих слоев WSi, соединенных параллельно. Однако использование слишком толстых прослоек Si может влиять на точность создания необходимой топологии детектора во время проведения процессов сухого травления. Когда кремниевые прослойки становятся тоньше, критическая температура многослойного сверхпроводника увеличивается из-за возникновения джозефсоновской связи между сверхпроводящими слоями. Предыдущие исследования [11,12] показали, что многослойные S/I композиции с Si-прослойкой ведут себя как двумерные несвязанные слои при толщинах прослоек $d_{Si} > 40-50$ Å. Поэтому для изготовления ML-SNAP детекторов мы выбрали толщину кремниевой прослойки, равную 51 Å. Критическая температура изготовленных трехслойных детекторов составила $T_c = (3,5 \pm 0,1)$ К. Удельное сопротивление ML-SNAP $\rho = 194$ мкОм·см определено из сопротивления квадрата пленки R_{\square} и ее толщины d . Полученная величина R_{\square} в 3 раза меньше, чем для одиночного слоя WSi толщиной 34 Å.

Нанополоска в форме меандра формировалась методом электронно-лучевой литографии и последующим реактивным ионным травлением в плазме SF₆. Меандры изготавливались размером 10×10 мкм либо 7×7 мкм. Ширина полоски на различных образцах выбиралась от 73 до 128 нм, промежуток между полосками — от 72 до 127 нм. Электрические контакты Cr/Cu изготавливались методом электронно-лучевого испарения и структурировались методом фотолитографии.

3. Экспериментальная установка

Все измерения проводились при температуре 1,7 К, детектор был установлен на держателе в измерительном макете в откачной криогенной вставке, помещенной в сосуд Дьюара с жидким гелием. Чип детектора с помощью ультразвуковой сварки был соединен с копланар-

ной линией передачи и юстировался относительно одномодового волокна SMF-28 в держателе. Копланарная линия с помощью коаксиально-копланарного перехода соединялась с коаксиальной линией. Через адаптер смещения Mini Circuits ZFBT-4R2GW + детектор смещался по постоянному току. Сигнал от образца усиливался каскадом широкополосных усилителей Mini Circuits ZFL-1000 LN + (полоса 0,1–1000 МГц) и суммарным коэффициентом усиления 46 дБ и подавался на осциллограф Tektronix DPO-70404C (полоса 4 ГГц, 25 Гвыб/с) и счетчик импульсов Agilent 53131 A для измерения эффективности детектирования. В качестве источников излучения использовался непрерывно излучающий лазер на длине волны 1550 нм.

Квантовая эффективность, т.е. вероятность детектирования фотона, определялась как отношение числа фотоотсчетов к числу падающих на образец фотонов. Число фотонов, в свою очередь, определялось из мощности излучения и величины ослабления.

4. Результаты и обсуждение

Было изготовлено 26 образцов. Все изготовленные образцы продемонстрировали критический ток в диапазоне 3 – 10 мкА. Для отбора лучших мы измерили эффективности детектирования на длине волны 1550 нм.

Для исследования режима работы мы выбрали несколько типичных образцов с высокой эффективностью. Здесь мы приводим результаты для одного из них размером 10×10 мкм, шириной полоски 111 нм и расстоянием между полосками 89 нм. При рабочей температуре 1,7 К критический ток этого образца составил 8 мкА. На рис. 2 (а) для этого детектора представлены зависимости эффективности детектирования η и скорости темновых отсчетов от тока смещения образца. Максимальное значение η составило ~30%, что несколько ниже теоретического значения для коэффициента поглощения исследуемой многослойной структуры (рис. 2 (б)). Отметим, что на зависимости η от тока не наблюдается насыщения при токах, близких к I_c . По нашему мнению, это говорит о том, что образец либо не достаточно охлажден, либо сверхпроводящие полоски имеют дефекты. Кроме того, общее уменьшение эффективности детектирования может быть связано и с неравным распределением тока между полосками. В самом деле, если одна из полосок оказывается смещена меньшим током, то эффективность детектирования в ней будет меньше, уменьшая эффективность детектирования всей структуры в целом.

Далее мы исследовали статистику зависимости количества фотоотсчетов от количества падающих фотонов. Для SNSPD можно показать [1], что при малом потоке фотонов, если детектор регистрирует одиночные фотоны, зависимость числа фотоотсчетов в единицу времени будет пропорциональна первой степени

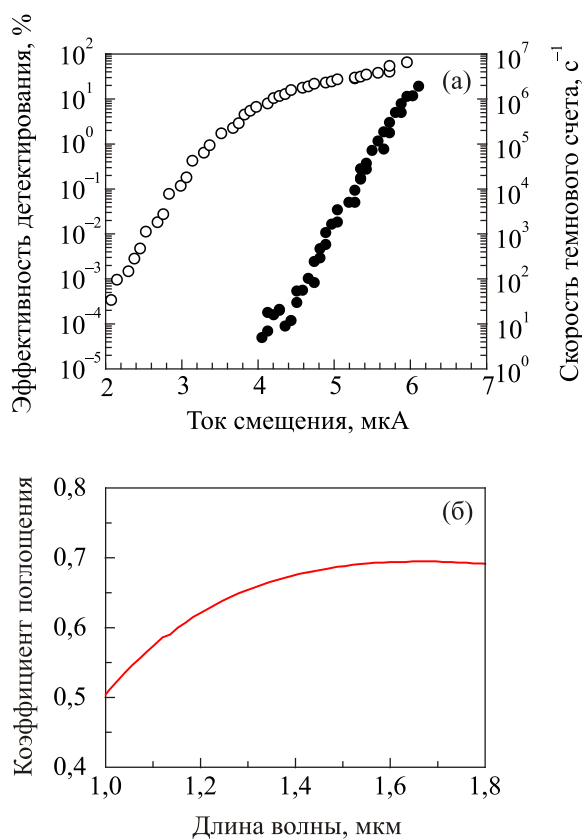


Рис. 2. Эффективность детектирования на длине волны 1550 нм (○) и скорость темного счета (●) в зависимости от тока смещения (а); результат расчета коэффициента поглощения многослойной структуры исследуемых образцов (б).

потока фотонов, падающих на детектор. Если же детектору для срабатывания требуется одновременное поглощение двух фотонов, количество фотоотсчетов будет пропорционально квадрату потока фотонов, если требуется три фотона, то кубу потока и т.д. Это следует из того, что при пуассоновском распределении при среднем числе фотонов $\nu \ll 1$ в интервале времени τ , вероятность наличия n фотонов в этом интервале времени упрощается до выражения $p_n = \nu^n/n!$. Строго говоря, за время τ следует брать время формирования горячего пятна — области с подавленной сверхпроводимостью, образующейся в месте поглощения фотона. Однако поскольку это время точно не известно, для более строгого условия в качестве τ можно взять время фотоотклика детектора. Кроме того, фотоны, попадающие на участки детектора, расположенные далеко друг от друга, никак друг на друга не влияют. Поэтому следует рассматривать сколько фотонов за время τ попадает на площадку размером порядка размера горячего пятна. По оценкам эта область меньше ширины полоски, поэтому правомерно в качестве более строго условия использовать вместо размера горячего пятна ширину всей сверхпроводниковой полоски. Даже при

таких условиях используемые в нашем эксперименте потоки фотонов являются малыми. На рис. 3 представлены зависимости количества фотоотсчетов от потока фотонов, измеренные на различных токах смещения детектора: 4, 5 и 6 мкА. Видно, что для всех токов смещения скорость фотоотсчетов пропорциональна первой степени потока фотонов.

Однако можно показать, что такие зависимости будут наблюдаться и в лавинном, и в «arm-trigger» режимах. Чтобы отличить один режим от другого, мы применили метод анализа статистики интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами, который позволяет определить количество последовательно поглощенных фотонов, необходимое для перевода детектора в резистивное состояние в arm-trigger режиме.

Мы записывали с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO-70404C осциллограмму длительностью 10 мс с временным разрешением 800 пс. Такое временное разрешение позволяло получить как минимум одну точку на переднем фронте и еще 2–3 точки на заднем фронте в записи импульса, рис. 4. В результате мы получали множество моментов времени t_i и соответствующие им значения мгновенного напряжения U_i . Далее программно определили моменты времени t_{iA} , соответствующие появлению фотоотсчетов. В качестве критерия мы брали превышение напряжения над пороговым значением, что легко определить, так как амплитуда импульса напряжения U_{iA} значительно больше амплитуды шума. Из массива t_{iA} мы находим интервалы времени между всеми последовательными фотоотсчетами $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$. Затем строим гистограмму распределения данных интервалов времени, нормированную на число интервалов времени и их ширину.

Если фотоны независимы и распределяются по закону Пуассона, то вероятность попадания n фотонов на детектор за время t равна $(\nu t)^n e^{-\nu t} / n!$, где ν — среднее

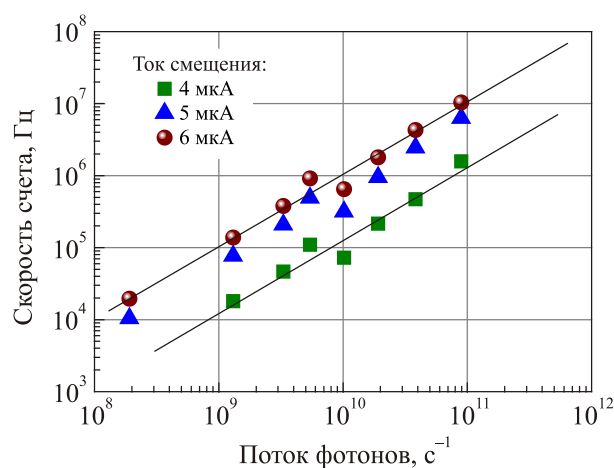


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимость количества фотоотсчетов от потока фотонов на длине волны 1550 нм при трех токах образца. Прямые линии соответствуют прямой пропорциональности числа фотоотсчетов потоку фотонов.

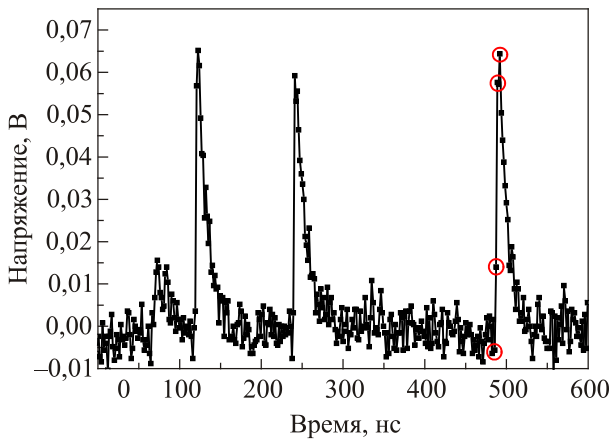


Рис. 4. Фрагмент осциллограммы, полученной с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO-70404С. Полная длительность осциллограммы 10 мс, временное разрешение 800 пс.

число фотонов, падающих на детектор в единицу времени. Пусть первый отсчет наблюдался в момент времени $t = 0$. Вероятность второго отсчета в интервале времени от t до $t + dt$ есть произведение вероятностей иметь ровно один фотон в интервале от t до $t + dt$ и иметь $n-1$ фотонов в интервале от 0 до t . Вероятность первого события vdt , второго — $(vt)^{n-1}e^{-vt} / (n-1)!$, а их произведение равно $vdt(vt)^{n-1}e^{-vt} / (n-1)!$. Получим распределение временных интервалов между фотонами, т.е. плотность вероятности времени возникновения второго фотоотсчета, разделив полученное произведение вероятностей на dt :

$$\rho(t) = v(vt)^{n-1}e^{-vt} / (n-1)! \quad (1)$$

Измерения статистики фотоотсчетов выполнялись на мощностях 0,94, 2,77 и 7,3 пВт на длине волны

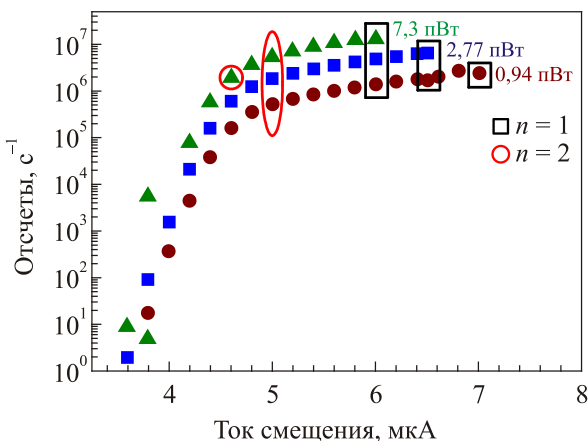


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимость отсчетов от тока смещения. Падающая мощность варьировалась от 0,94 до 7,3 пВт. Прямоугольниками и овалами обозначены точки, в которых исследовалась статистика фотоотсчетов. В точках, обведенных черными прямоугольниками, наблюдался лавинный режим ($n = 1$), в точках, обведенных красными овалами, — «arm-trigger regime» ($n = 2$).

1550 нм, что соответствует $7,3 \cdot 10^6$, $2,2 \cdot 10^7$ и $5,7 \cdot 10^7$ падающих фотонов в секунду. На рис. 5 представлены зависимости количества отсчетов от тока смещения. Прямоугольниками и овалами отмечены точки, в которых исследовалась статистика фотоотсчетов по формуле (1). Типичные гистограммы распределений представлены на рис. 6. Гистограмма 6 (а) была измерена в точке $I_b = 6$ мкА при мощности 2,77 пВт. Из гистограммы видно, что для перевода детектора в резистивное состояние достаточно одного фотона ($n = 1$). Аналогичные гистограммы были получены и для точек при токах смещения 6, 6,5 и 7 мкА для всех исследуемых мощностей. Гистограмма 6 (б) была получена в точке $I_b = 5$ мкА при мощности 2,77 пВт. Наилучшая аппроксимация этой гистограммы уравнением (1) достигается при $n = 2$, т.е. для возникновения отклика требуется 2 фотона. Поскольку исследуемые образцы состояли всего из трех сверхпроводящих слоев, статистические распределения при $n > 2$ наблюдать не удалось.

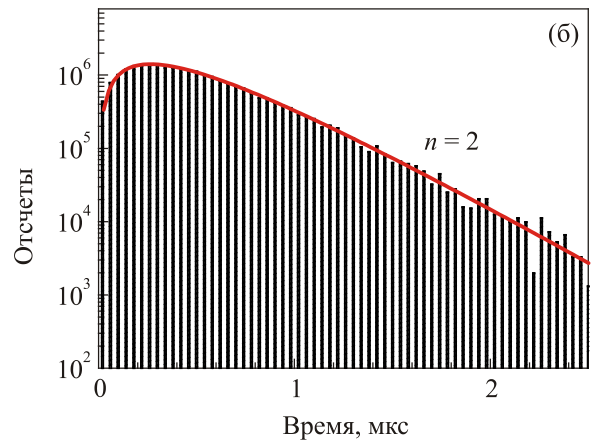
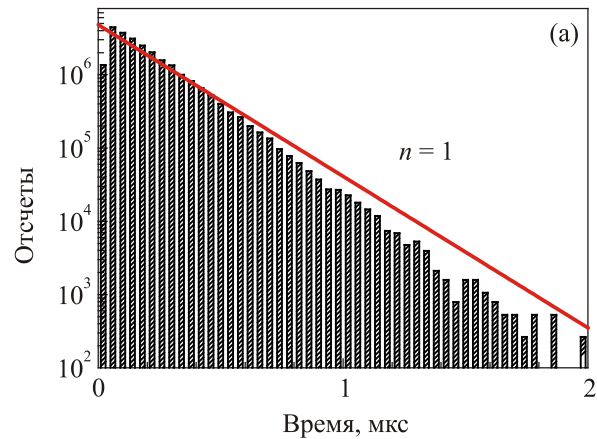


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Типичные гистограммы статистики распределения интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами, соответствующие (а) $n = 1$ (лавинный режим) и (б) $n = 2$ («arm-trigger» режим). Сплошные красные линии — аппроксимации в соответствии с выражением (1).

Для всех использованных мощностей «arm-trigger» режим с $n = 2$ наблюдался для токов смещения менее $0,52 I_c$, а лавинный режим ($n = 1$) начинал устойчиво наблюдаться при токах более $0,58 I_c$. В интервале токов между $0,52 I_c$ и $0,58 I_c$ наблюдался смешанный механизм, связанный с переходом от $n = 1$ к $n = 2$. Подобное наблюдалось для всех исследованных образцов.

Если предположить, что полоски во всех трех слоях одинаковы, токи между ними также распределяются одинаково, а при поглощении фотона ток в полоске падает почти до нуля, то для образца из трех полосок переход от режима «arm-trigger» к лавинному режиму следовало бы ожидать при токе $I_c/2$. В наших экспериментах смена режимов наблюдалась при несколько больших токах, что говорит либо о неоднородном распределении токов между полосками, либо о том, что ток в полоске, зарегистрировавшей фотон, не падает до нуля.

5. Заключение

Мы показали возможность исполнения сверхпроводникового однофотонного детектора в виде трехслойной структуры WSi/Si. Типичные квантовые эффективности составили около 30%, что ниже ожидаемого коэффициента поглощения и, по-видимому, обусловлено дефектами в изготовлении полосок и недостаточно низкой рабочей температурой.

Исследуя статистику интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами, нам удалось продемонстрировать как лавинный, так и «arm-trigger» режимы работы детектора. Смена режимов происходит в интервале токов $\sim 0,51-0,6 I_c$, что, по всей видимости, обусловлено неоднородностью распределения токов между сверхпроводящими полосками в разных слоях либо тем, что ток в полоске, зарегистрировавшей фотон, не падает до нуля.

Работа выполнена при поддержке технического задания № 88 на проведение научного исследования Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», гранта Минобрнауки России № 14.B25.31.0007, работа Г.Н. Гольцмана поддержана государственным заданием Минобрнауки России № 3.7328.2017/ВУ.

1. G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, and A. Dzardanov, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001).
2. C.M. Natarajan, M.G. Tanner, and R.H. Hadfield, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 063001 (2012).
3. F. Marsili, V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, A.E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M.D. Shaw, R.P. Mirin, and S.W. Nam, *Nat. Photonics* **7**, 210 (2012).
4. A. Jafari Salim, A. Eftekharian, and A. Hamed Majedi, *J. Appl. Phys.* **115**, 054514 (2014).

5. V.B. Verma, F. Marsili, S. Harrington, A.E. Lita, R.P. Mirin, and S.W. Nam, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 251114 (2012).
6. S. Krapick, M. Hesselberg, V.B. Verma, I. Vayshenker, S.W. Nam, and R.P. Mirin, *E-print* (2017).
7. M. Ejmaes, R. Cristiano, O. Quaranta, S. Pagano, A. Gaggero, F. Mattioli, R. Leoni, B. Voronov, and G. Gol'tsman, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 262509 (2007).
8. F. Marsili, F. Najafi, C. Herder, and K.K. Berggren, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 093507 (2011).
9. F. Marsili, F. Najafi, E. Dauler, F. Bellei, X. Hu, M. Csete, R.J. Molnar, and K.K. Berggren, *Nano Lett.* **11**, 2048 (2011).
10. J.M. Graybeal and M.R. Beasley, *Phys. Rev. B* **29**, 4167 (1984).
11. E. Rosseel, M. Baert, K. Temst, C. Potter, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, P. Lobotka, I. Vavra, R. Senderak, and M. Jergel, *Phys. C* **225**, 262 (1994).
12. M.Yu. Mikhailov, O.I. Yuzepovich, A.S. Pokhila, Yu.V. Bomze, N.Ya. Fogel, I.M. Dmitrenko, S.A. Yulin, A.S. Sidorenko, and O.B. Moldovan, *Fiz. Nizk. Temp.* **25**, 850 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 635 (1999)].

Photon counting statistics of a superconducting single-photon detector made of a three-layer WSi film

I.N. Florya, Yu.P. Korneeva, M.Yu. Mikhailov, A.Yu. Devizenko, A.A. Korneev, and G.N. Goltsman

Superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPD) are successfully used in quantum optics, when a record-breaking time resolution, high speed and record low level of dark counts are required. However, the SNSPD detection efficiency is limited by the absorption coefficient of the radiation by the ultrathin superconducting film. One of the promising ways to increase the absorption in the detector without limiting its broadband is to make the detector in the form of several vertically stacked layers and connecting them in parallel. For the first time, we studied single-photon detection in a multi-layer structure consisting of three superconducting layers of amorphous tungsten silicide (WSi) separated by thin layers of amorphous silicon. We demonstrated two modes of operation of the detector: the avalanche regime and the arm-trigger regime, and determined that the regime change occurs in the bias current range of $\sim 0.5-0.6$ of the detector superconducting critical current.

PACS: 74.78.-w Superconducting films and low-dimensional structures
85.25.Pb Superconducting infrared, submillimeter and millimeter wave detectors.

Keywords: thin superconducting films, superconducting single photon detectors, detection efficiency, photon counting statistics, tungsten silicide.