

О возможности увеличения скорости регистрации изменений магнитного потока в счетчике одиночных фотонов ВЧ СКВИДом с контактом MoRe–Si(W)–MoRe

А.П. Шаповалов^{1,4}, В.Е. Шатерник², О.Г. Турутанов³, В.Ю. Ляхно³, В.И. Шнырков⁴

¹Институт сверхтвердых материалов им. В.Н. Бакуля НАН Украины
ул. Автозаводская 2, г. Киев, 04074, Украина
E-mail: shapovalovap@gmail.com

²Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина

³Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: turutanov@ilt.kharkov.ua

⁴Киевский академический университет, бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина

Статья поступила в редакцию 17 января 2019 г., после переработки 12 марта 2019 г.
опубликована онлайн 28 мая 2019 г.

Проведен анализ безгистерезисного режима ВЧ СКВИДа с джозефсоновским контактом MoRe–Si(W)–MoRe для регистрации состояний счетчика одиночных фотонов на основе сверхпроводящего квантового интерферометра с дискретным гамильтонианом. Поглощение фотона с частотой 10 ГГц приводит к переходу счетчика на возбужденный уровень, туннелированию в соседнюю потенциальную яму и изменению магнитного потока в интерферометре, которое может быть зарегистрировано СКВИД магнитометром. Измерение квантовой системы требует минимизации обратного влияния канала регистрации сигнала на счетчик, высокой чувствительности и быстродействия магнитометра. Оптимизация контактов MoRe–Si(W)–MoRe проведена для различных концентраций вольфрама (W) в кремнии (Si) и толщин барьерного слоя. Показано, что при использовании контактов MoRe–Si(W)–MoRe с концентрацией вольфрама около 11% ВЧ СКВИД на частотах возбуждения ~ 1 ГГц практически будет работать как идеальный параметрический преобразователь частоты вверх с шумом, определяемым охлаждаемым усилителем.

Ключевые слова: контакт Джозефсона, туннельный контакт, допирование барьера, ВЧ СКВИД, однофотонный детектор.

1. Введение

В настоящее время заметная экспериментальная и теоретическая активность наблюдается в исследованиях однофотонных счетчиков сантиметрового диапазона ($\lambda \sim 1\text{--}10\text{ см}$) на основе искусственных атомов [1–7]. В основном этот интерес стимулирован возможностью построения квантовых информационных каналов связи по аналогии с экспериментами в оптическом диапазоне [8–11]. Для коротковолнового диапазона разработано несколько видов таких счетчиков, использующих различные физические принципы. Однако уменьшение энергии СВЧ фотона на 4–5 порядков по сравнению с квантом оптического излучения ($\lambda \sim 0,3\text{--}3\text{ мкм}$) суще-

ственно усложняет задачу построения счетчика, требуя перехода к новой элементной базе и охлаждения устройства до температур 10–30 мК.

Что касается физических принципов, то для создания элементной базы счетчиков одиночных фотонов с частотами 2–30 ГГц очень удобно использовать дискретные квантовые состояния джозефсоновских устройств, расстояния между уровнями энергии которых лежат в этом диапазоне. В качестве таких устройств рассматриваются сверхпроводящие «искусственные атомы» [1], обладающие дискретными гамильтонианами типа $H = \hbar\omega_p(n + 1/2)$, где $\hbar = h/2\pi$ — константа Планка, n — оператор числа фотонов в нелинейном резонаторе

с собственной (плазменной) частотой ω_p , которая определяется характеристиками джозефсоновского контакта и внешними управляющими параметрами.

Структура канала регистрации сигнала в счетчиках фотонов СВЧ диапазона зависит от конкретного типа сверхпроводникового элемента. Например, в счетчиках на основе автономных джозефсоновских контактов [2] регистрируется изменение напряжения на контакте $\Delta V \sim V_c = I_c R_N \sim 1$ мВ, возникающее после поглощения им фотона вследствие перехода контакта с транспортным током $I \approx 0,95 I_c$ в резистивное состояние. Здесь I_c — критический ток джозефсоновского контакта, а R_N — его нормальное сопротивление с учетом импеданса измерительной схемы. Быстродействие такого счетчика, как правило, определяется временем охлаждения джозефсоновского контакта после выделения на нем мощности $\sim I_c V_c$, а не шириной полосы схемы регистрации. В области температур 10–30 мК это время достигает нескольких миллисекунд.

Очень интересный вариант широкополосного устройства на основе искусственного трехуровневого Λ -атома рассмотрен в [4]. Физические явления, происходящие в счетчике одиночных фотонов на основе искусственного Λ -атома, детально проанализированы в работах [5,6]. В схеме регистрации изменения фазы колебаний параметрического генератора, связанного с Λ -атомом, получена высокая эффективность и быстродействие (ширина полосы измерения $\Delta f \approx 16$ МГц).

В работе [7] показано, что хорошее быстродействие ($\Delta f \approx 4$ МГц) можно получить в счетчике на основе одноконтантного интерферометра (ВЧ СКВИДа) с дискретными уровнями энергии и каналом регистрации сигнала, использующим нелинейную зависимость кривизны квантовых суперпозиционных уровней кутрита от внешнего магнитного потока. Достоинством такой схемы при проведении измерений квантовой системы является минимум обратного влияния измерительного тракта на дискретные уровни интерферометра (счетчика). Однако дальнейшее увеличение быстродействия измерительного канала на основе кутрита будет ограничено скоростью установления суперпозиционного состояния, которая связана с медленным процессом туннелирования.

В этой работе мы обсудим быстродействие счетчика одиночных фотонов с каналом регистрации сигнала на основе классического ВЧ СКВИДа. Принцип работы такого счетчика основан на том, что после поглощения кванта микроволнового поля в интерферометре ВЧ СКВИДа с дискретным гамильтонианом происходит изменение магнитного потока на величину $\Delta\Phi \leq \Phi_0/2$ в полной аналогии с [7], где $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока, e — заряд электрона. Измерение квантовой системы классическим прибором является нетривиальной экспериментальной задачей и может приводить к деградации дискретных уровней джозеф-

соновского осциллятора. Ниже мы рассмотрим вопросы уменьшения обратного влияния классического ВЧ СКВИДа на квантовую систему за счет выбора частоты возбуждения и увеличения полосы измерительного тракта при использовании новых джозефсоновских контактов на основе технологии MoRe–Si(W)–MoRe.

Измерение изменения магнитного потока $\Delta\Phi$ в счетчике может быть выполнено стандартным ПТ СКВИДом, собственная энергетическая чувствительность которого при столь низких температурах (~ 30 мК) приближается к квантовому пределу [12,13]

$$\delta\varepsilon = \frac{(\delta\Phi_{\min})^2}{2L} \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (1)$$

Здесь $\delta\Phi_{\min}$ — разрешение ПТ СКВИДа по магнитному потоку в полосе 1 Гц, L — индуктивность контура квантования. Однако джозефсоновская генерация ПТ СКВИДа в рабочей точке и широкополосный шум шунтирующих резисторов могут приводить к увеличению «темновых» отсчетов и даже усреднению дискретных уровней счетчика.

Уменьшить обратное влияние на измеряемую квантовую систему позволяет магнитометр на основе ВЧ СКВИДа в безгистерезисном режиме с параметром $\beta_L = 2\pi L I_c / \Phi_0 < 1$, где I_c — критический ток джозефсоновского контакта, L — геометрическая индуктивность интерферометра. Детальные экспериментальные исследования характеристик ВЧ СКВИДа в безгистерезисном режиме проведены в [14,15]. Отсутствие скачков фазы и связанных с ними потерь, характерных для гистерезисного режима с $\beta_L > 1$, и джозефсоновской генерации для ПТ СКВИДа позволяет рассматривать безгистерезисный ВЧ СКВИД как почти идеальный параметрический преобразователь частоты вверх. В общем случае полоса пропускания (быстродействие) и чувствительность ВЧ СКВИДов растут с повышением частоты накачки ω . Однако с ростом ω могут нарушаться условия «идеальности» параметрического преобразователя из-за свойств джозефсоновского контакта.

Ниже мы обсудим технологию получения и основные, с точки зрения работы ВЧ СКВИДа в безгистерезисном $\beta_L < 1$ режиме, характеристики контактов типа MoRe–Si(W)–MoRe [16–18].

2. Характеристики джозефсоновских переходов различного типа

Джозефсоновские контакты обычно характеризуют тремя каналами протекания тока, относительный вклад которых определяется джозефсоновской индуктивностью $L_j = \hbar/2eI_c$, нормальным сопротивлением R_N и емкостью C . В этом случае полный ток через контакт равен сумме сверхпроводящего тока $I_c \sin \varphi$, нормального тока V/R_N и тока смещения CdV/dt . С точки зре-

ния анализа СКВИДов удобно рассматривать соответствующие этим параметрам частоты [19]. Во-первых, плазменную частоту контакта, которая определяется как

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_j C}} = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C}} \sim \left(\frac{j_c}{c}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

где $j_c = I_c/S$ — плотность критического тока, S — площадь контакта, здесь $c = C/S$ — удельная емкость. Во-вторых, характерную частоту контакта

$$\omega_c = \frac{R_N}{L_j} = \frac{2\pi V_c}{\Phi_0}, \quad (3)$$

которая пропорциональна важной характеристике контакта $V_c = I_c R_N$ и определяет частотную границу нестационарного эффекта Джозефсона. Третья частота определяется временем RC эквивалентного контура контакта и практически не зависит от его площади

$$\omega_{RC} = \frac{1}{R_N C} = \frac{\omega_p^2}{\omega_c}. \quad (4)$$

Для анализа динамики контакта на частотах вплоть до частоты ω_c удобно использовать безразмерный параметр β_c , характеризующий затухание в системе:

$$\beta_c = \frac{2\pi R_N^2 I_c C}{\Phi_0}. \quad (5)$$

Современные туннельные джозефсоновские контакты сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS) изготавливаются [20] на основе сверхпроводящих пленок ниобия, разделенных тонким диэлектрическим барьером из оксида алюминия. Контакты Nb–Al–Al₂O₃–Nb имеют хорошую воспроизводимость, устойчивость к термодиклированию и широкий диапазон плотностей критических токов $j_c = 0,3–45$ мкА/мкм². Высокая удельная емкость таких переходов $c \approx 40–60$ фФ/мкм² снижает значения плазменной частоты ω_p и увеличивает добротность контактов $\sim (\beta_c)^{1/2}$, делая параметр $\beta_c \gg 1$. Для выполнения необходимого для работы СКВИДов требования $\beta_c < 1$ контакты SIS шунтируются дополнительным пленочным резистором. В пленочных контактах типа SNS (сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник) условие $\beta_c < 1$ выполняется автоматически из-за малых значений нормального сопротивления и удельной емкости. Однако именно малые сопротивления контактов SNS ограничивают их применение в большинстве практических устройств, в том числе и в СКВИДах. Попытки уменьшить влияние эффекта близости и увеличить нормальное сопротивление за счет создания многослойных структур с дополнительными диэлектрическими барьерами типа сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (SINIS), пока не привели к получению параметров лучших, чем у контактов SIS [20]. Точечные

контакты ScS (сверхпроводник–сужение–сверхпроводник) [19] имеют малую емкость, высокие значения плазменной ω_p и характерной ω_c частот. Это позволяет использовать их в уникальных физических экспериментах, требующих от контакта предельных параметров. В этом смысле ярким примером широкой «универсальности» переходов ScS являются контакты атомарного размера [21]. Однако нестабильность и отсутствие устойчивости к термодиклированию контактов ScS резко ограничивают их практическое использование.

Несмотря на доминирующую роль контактов SIS в практических устройствах, в последние годы возобновились попытки [22–27] улучшить характеристики, определяемые формулами (2)–(5), за счет создания структур с непосредственной проводимостью. Основная технологическая идея хорошо известна — создание слабой связи из нормального металла с проводимостью σ_n , малой по сравнению с нормальной проводимостью сверхпроводящих берегов σ_s . Практически, для уменьшения деградации сверхпроводящего параметра порядка в берегах из-за эффекта близости требуется выполнить еще более жесткое условие [28] $\sigma_s/\xi_s \gg \sigma_n/\xi_n$, здесь ξ_s и ξ_n — длины когерентности в сверхпроводящем и нормальном металлах соответственно. Более того, для получения больших значений нормального сопротивления контакта, а значит, повышения важных характеристик ω_c и V_c контакта, характерный размер нормальной слабой связи должен быть мал: $a \approx \xi_n$. Эти условия могут быть выполнены в пленочных структурах типа MoRe–Si(W)–MoRe.

3. Изготовление и экспериментальные параметры переходов MoRe–Si(W)–MoRe

Для реализации технологических процессов изготовления сверхпроводящих пленок и гетероструктур на их основе использовался вакуумный универсальный пост ВУП-5М (производства SELMI, г. Сумы). Использование в диффузионном насосе в качестве рабочей жидкости полифенилового эфира 5Ф4Э, близкого по характеристикам к жидкости Convalex 10 фирмы Agilent (США), позволило получать вакуум в камере ВУП-5М на уровне $2 \cdot 10^{-5}$ Па. Для формирования трехслойных пленочных структур MoRe–Si(W)–MoRe [16–18] использовался метод магнетронного распыления мишеней MoRe и Si(W) в потоке аргона (при давлении $P \sim 0,1$ Па) с последующим осаждением тонких пленок MoRe и Si(W) на поликристаллические полированные подложки Al₂O₃ (поликор). Для формирования топологии планарных переходов использовался комплект из трех металлических теневого масок. Последовательное осаждение каждого слоя структуры MoRe–Si(W)–MoRe происходило с разрывом вакуума для перемещения образца между различными позициями масок.

Мишень MoRe изготавливалась из фольги толщиной 0,5 мм, состоящей из сплава молибдена (52 ат.% Mo) с рением (48 ат.% Re). Составная мишень (Si+W) для получения пленок Si(W) (рис. 1) изготавливалась из пластины монокристаллического кремния (чистотой 99,99 ат.%) и припаивалась индием к поверхности магнетрона для охлаждения ее до комнатной температуры в процессе распыления. На поверхность мишени выкладывались вольфрамовые проволочки W диаметром 0,3 мм длиной порядка 10 мм в количестве 12–20 штук. Проволочки располагались в зоне эрозии мишени Si перпендикулярно кольцу эрозии и пересекая его. При магнетронном распылении такой составной мишени проволочки W разогревались до температуры, не превышавшей 700 °С, о чем свидетельствовал темно-красный цвет их свечения.

При одновременном осаждении из составной мишени (Si+W) кластеры вольфрама формируются в гибридном барьере Si(W) за счет эффекта самоорганизации. Данные электронно-микроскопических исследований микро-структуры модельных (толщиной ~ 100 нм) барьерных слоев Si(W), полученных на подложках KCl, свидетельствуют о самоорганизации вольфрама в нанокластеры (см. рис. 2) внутри барьера. В исследуемых барьерных слоях Si(W) вольфрам собирается в кластеры с характерным размером, примерно равным толщине барьера. Как показал структурный анализ, в такой технологии изготовления Si(W) барьера, как кремний, так и вольфрам находятся в аморфном состоянии.

На основании данных, полученных из электронно-микроскопических исследований, можно предложить простую модель возможного расположения нанокластеров W в гибридных барьерах Si(W) (рис. 3) в зависимости от содержания вольфрама в них.

Предложенная модель барьера подтверждается результатами атомно-силовой микроскопии (АСМ) плен-



Рис. 1. (Онлайн в цвете). Фотография составной мишени Si+W для осаждения барьерного слоя. На пластине кремния расположены проволочки вольфрама.

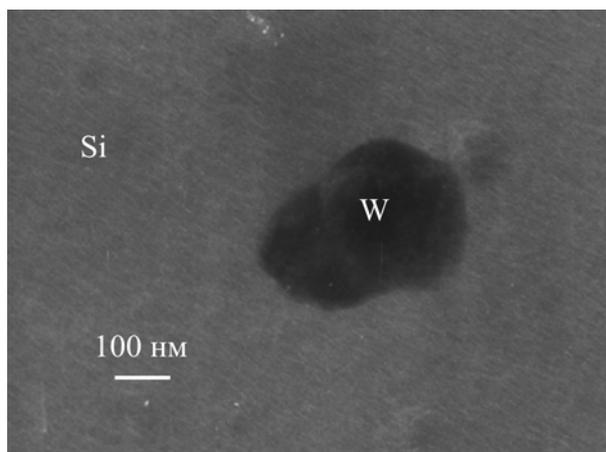


Рис. 2. Изображение модельного барьерного слоя Si(W) толщиной 100 нм, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEOL JEM-2000FX.

нок Si(W), представленными на рис. 4. В режиме бесконтактной вибрационной моды АСМ измеряет фазочувствительный контраст поверхности слоя гибридного барьера и дает количественные данные только о расстояниях между кластерами. Хорошо известно, что величины градиентов сил Ван-дер-Ваальса в вертикальном направлении для металлической фазы вольфрама и полупроводниковой матрицы существенно отличаются, поэтому АСМ измеряет «воображаемый рельеф» (образы кластеров в матрице), который дает информацию о расположении кластеров вольфрама в матрице Si.

В работе было проведено экспериментальное исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) созданных гетероструктур MoRe-Si(W)-MoRe (одна из таких характеристик приведена на рис. 5 для гетероструктуры с барьером толщиной 15 нм и содержанием вольфрама в барьере 10%). Для получения среднего значения характеристического напряжения V_c гетероструктур были проведены измерения ВАХ гетеро-

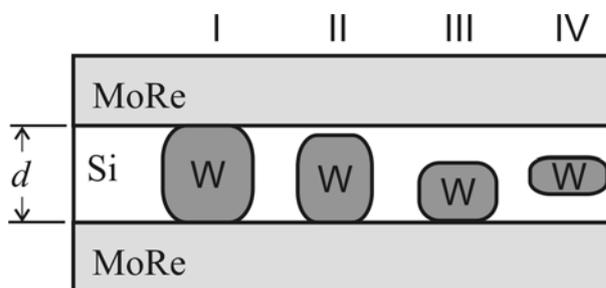


Рис. 3. Модель барьерного слоя Si(W), заключенного между сверхпроводящими пленками MoRe. Толщина слоя кремния (Si), допированного нанокластерами вольфрама (W), обозначена буквой d . Римскими цифрами обозначены варианты возможных размеров и расположений нанокластеров вольфрама внутри барьерного слоя, зависящие от концентрации вольфрама и режима вакуумного осаждения барьерного слоя.

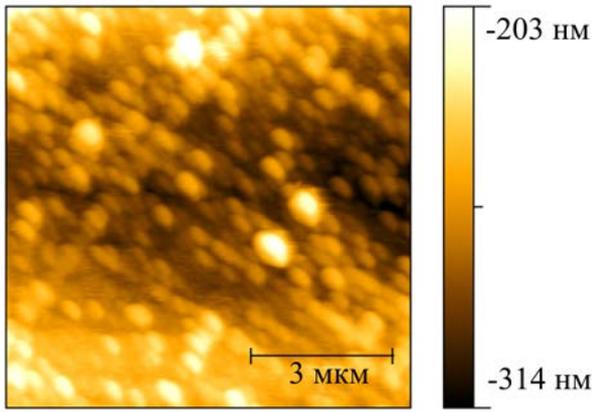


Рис. 4. (Онлайн в цвете). Изображение рельефа пленки Si(W), полученное с помощью АСМ в бесконтактной моде. Подложка — поликор (Al₂O₃).

структур большой (100×100 мкм) площади. Исследованы зависимости величины сверхпроводящего критического тока созданных гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe от температуры $I_c(T)$. Типичная экспериментальная зависимость $I_c(T)$ гетероструктуры с содержанием вольфрама в барьере Si(W) ~10 ат.% и расчетные кривые для различных теоретических моделей приведены на рис. 6.

Видно, что приведенная зависимость подобна экспериментальной зависимости $I_c(T)$ [22], которая получена при исследовании гетероструктур вида Nb/ α -Si/Nb (тут α -Si — аморфный кремний, допированный вольфрамом (W) до уровня 8–10 ат%), в которых реализован случай резонансно-перколяционного транспорта заря-

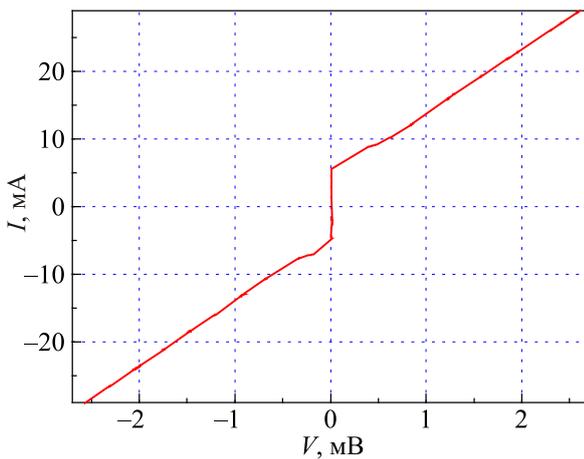


Рис. 5. (Онлайн в цвете). Типичные ВАХ переходов MoRe/Si(W)/MoRe площадью 100×100 мкм с содержанием вольфрама в барьерах $n_W \approx 10$ ат.% при температуре 4,2 К. Толщина барьерных слоев Si(W) $d = 15$ нм, критический ток $I_c = 0,5$ мА, динамическое сопротивление $dV/dI|_{6\text{ мВ}} = 0,11$ Ом, характеристическое напряжение $I_c R_N = 0,53$ мВ.

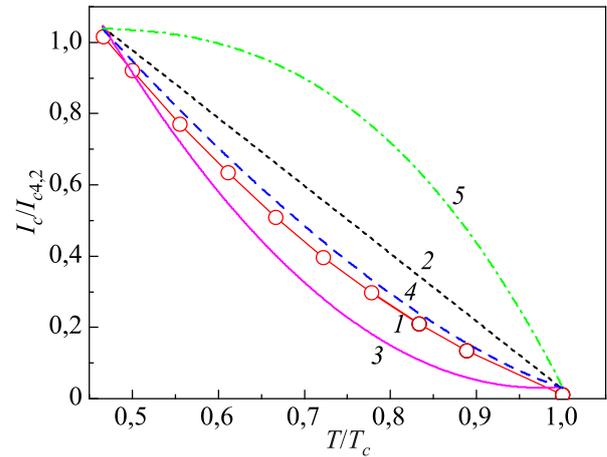


Рис. 6. (Онлайн в цвете). Типичная экспериментальная зависимость $I_c(T)$ критического тока от температуры исследованной гетероструктуры (1). Для сравнения приведены некоторые теоретические зависимости [24,29], модель перехода с резонансным туннелированием через одно локализованное состояние (2), модель двухбарьерного перехода типа SINIS (3), модель перехода с вискером (4), модель перехода типа SIS (5).

да в барьере [18]. В то же время, как видно на рис. 6, полученная зависимость $I_c(T)$ также подобна зависимости, полученной для модели сверхпроводящего вискера [29]. Общим для этих типов зависимостей является квазиодномерный характер транспорта зарядов.

Для переходов MoRe/Si(W)/MoRe значения характерных частот ω_c , ω_p , ω_{RC} , удельной емкости c и сопротивлений R_N хорошо согласуются с результатами, полученными [24] для контактов Nb/Si(W)/Nb. Однако мы считаем, что замена в планарном пленочном контакте достаточно активного геттера Nb на MoRe увеличит долговременную стабильность джозефсоновского контакта и канала регистрации сигнала на основе ВЧ СКВИДа. Предварительные эксперименты показывают неизменность критического тока описанной гетероструктуры после трехмесячного хранения при комнатной температуре.

4. ВЧ СКВИД с контактом MoRe–Si(W)–MoRe для канала регистрации одиночных фотонов

Принцип регистрации резонансных одиночных СВЧ фотонов с частотой, равной частоте перехода между основным E_0 и возбужденным E_1 состояниями, $f = (E_1 - E_0)/h$ в искусственном атоме с двухъямным потенциалом схематично показан на рис. 7(а). Для дальнейшей оценки конкретных значений численных параметров будем полагать $f = 10$ ГГц, что является типичной величиной для спектров сверхпроводящих кубитов, рассматриваемых в качестве «искусственных атомов» [7]. В начальном состоянии система находится на основном уровне E_0 в левой яме. После поглощения резонансного фотона она переходит на возбужденный

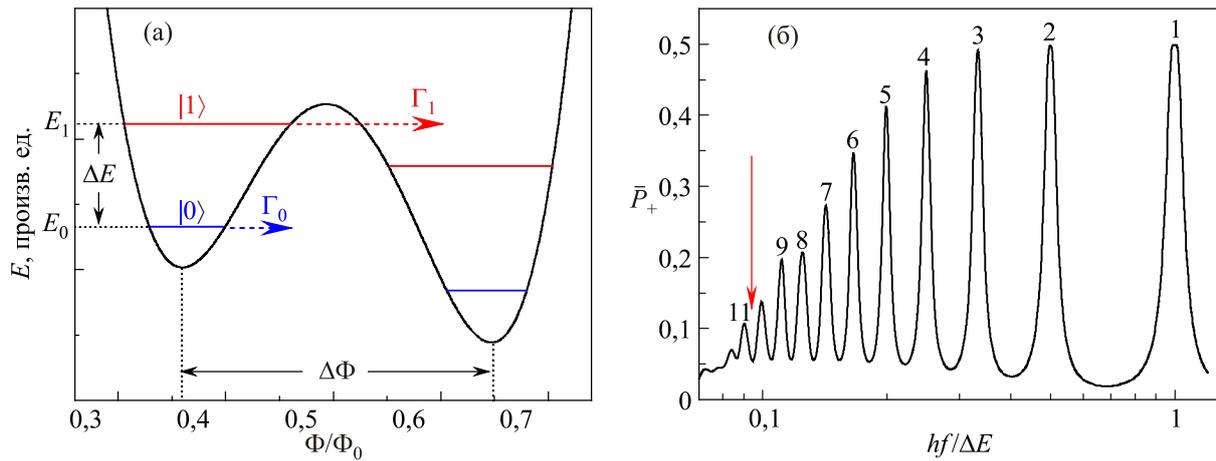


Рис. 7. (Онлайн в цвете). Схема изменения среднего значения магнитного потока $\Delta\Phi$ в счетчике, индуцированного фотоном с энергией ΔE (а). Вероятность многофотонных поглощений в двухуровневом нелинейном искусственном атоме (на основе рис. 5 из работы [31]). Числа над пиками вероятности поглощения обозначают количество фотонов, поглощенных в одном акте. Выбор оптимальной частоты возбуждения ВЧ СКВИДа показан стрелкой (б).

уровень E_1 и туннелирует в правую яму. Скорости туннельного распада Γ_1 и Γ_0 метастабильных состояний с уровнями E_1 и E_0 экспоненциально зависят от ширины и высоты барьера и могут различаться на три порядка [30], что схематично показано разной длиной стрелок. При переходе системы в правую яму среднее значение магнитного потока изменяется на $\Delta\Phi \leq \Phi_0/2$ (в приведенном случае $\Delta\Phi \approx 0,3 \Phi_0$), и этот сигнал регистрируется СКВИД магнитометром.

Часть высокочастотной мощности генератора накачки ВЧ СКВИДа по индуктивным связям будет попадать в счетчик и может приводить к «темновым» отсчетам за счет многофотонных переходов между уровнями [31,32]. Для подавления этого эффекта выберем частоту накачки из условия $\omega/2\pi \leq f/10$ так, чтобы она находилась между пиками многофотонных резонансов (рис. 7(б), показано стрелкой). Уменьшение частоты накачки ниже 0,5 ГГц нецелесообразно из-за пропорционального ухудшения чувствительности и полосы параметрического преобразователя. С той же целью будем рассматривать только предел малых амплитуд возбуждения ВЧ СКВИДа.

Для анализа динамики магнитометра на основе ВЧ СКВИДа с $\beta_L < 1$ важным является выбор адекватной модели его основного элемента — джозефсоновского контакта. Экспериментальные исследования [18,24] показывают, что при малых (~11%) концентрациях вольфрама в барьере Si(W) большинство свойств контакта в области малых напряжений с хорошей точностью описываются простой резистивной моделью. Этот факт упрощает анализ сигнальных и шумовых характеристик безгистерезисного режима работы ВЧ СКВИДа, сводя его к классическому анализу даже для высоких частот сигнала и накачки.

Базисная схема магнитометра для выбранного диапазона частот накачки представлена на рис. 8(а). Интерферометр ВЧ СКВИДа с $\beta_L < 1$ индуктивно связан с колебательным контуром, имеющим резонансную частоту $\omega_T = (L_T \cdot C_T)^{-1/2}$, где L_T и C_T — индуктивность и емкость колебательного контура соответственно. Ток в контуре на частоте $\omega \approx \omega_T$ задается генератором накачки. Нелинейность джозефсоновского контакта определяет импеданс интерферометра, который за счет индуктивной связи вносится в резонансный контур. В такой системе обратная эффективная добротность 2δ и эффективная расстройка резонансной частоты контура 2ξ зависят от изменений внешнего потока $\varphi_e = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$ и амплитуды a колебаний в контуре.

В пределе малых значений основного параметра СКВИДа $\beta_L \ll 1$ с учетом неадиабатических эффектов, пропорциональных $q = \omega L/R$, выражения для этих величин [33] имеют вид

$$2\delta(a, \varphi_e) = Q^{-1} + \frac{k^2}{(1+q^2)} \left[q - \beta_L \frac{2J_1(z)}{z} \left(\frac{2q}{1+q^2} \right) \cos \varphi_e \right], \tag{6a}$$

$$2\xi(a, \varphi_e) = 2\xi_0 - \frac{k^2}{(1+q^2)} \left[q^2 + \beta_L \frac{2J_1(z)}{z} \left(\frac{1-q^2}{1+q^2} \right) \cos \varphi_e \right]. \tag{6b}$$

Здесь Q — добротность ненагруженного резонансного контура, $k = M(LL_T)^{-1/2}$ — коэффициент связи между интерферометром и резонансным контуром, $J_1(z)$ — функция Бесселя первого порядка от аргумента $z = a/(1+q^2)^{1/2}$, $\xi_0 = (\omega - \omega_T)/\omega_T \ll 1$ — расстройка частоты генератора от резонансной частоты контура ω_T .

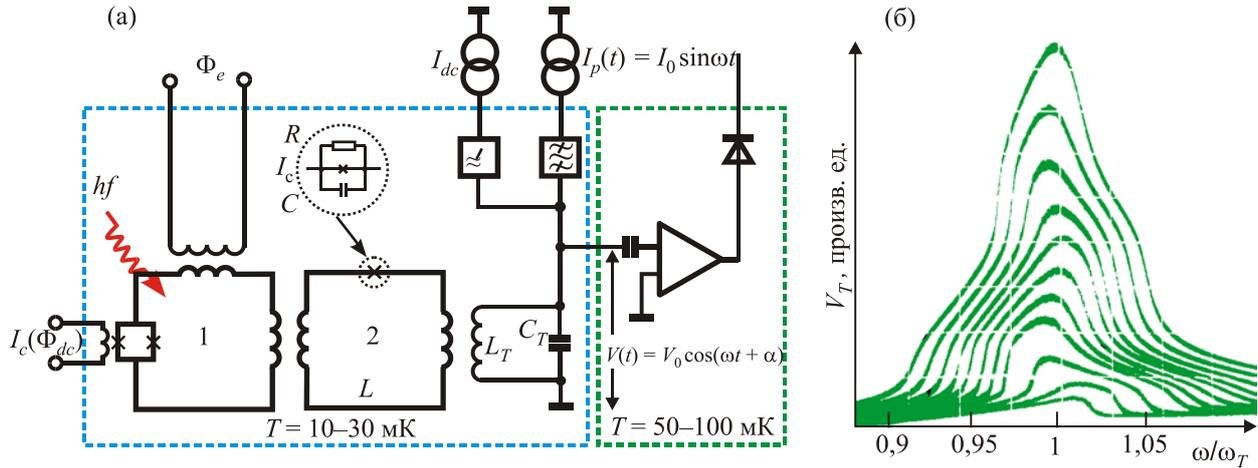


Рис. 8. (Онлайн в цвете). Схема ВЧ СКВИДа с охлаждаемым до $T \approx 50$ мК предусилителем для канала регистрации изменений магнитного потока в счетчике одиночных фотонов (а). Семейство амплитудно-частотных характеристик ВЧ СКВИДа в безгистерезисном режиме для различных амплитуд тока ВЧ возбуждения СКВИДа (б).

Выражения для $2\delta(a, \varphi_e)$ и $2\xi(a, \varphi_e)$ с учетом членов, пропорциональных β_L^2 , получены в работе [14]. Согласно [14], с увеличением критического тока контакта до значения $\beta_L \approx 0,5-0,6$ основные результаты, следующие из выражений (6а), (6б), остаются качественно справедливыми. При больших значениях $q \sim 1$ в интерферометре существенно возрастают потери, глубина модуляции характеристик контура сигнальным магнитным потоком φ_e быстро уменьшается, поведение интерферометра ВЧ СКВИДа отклоняется от «идеального».

Наноразмерные (10–50 нм) кластеры вольфрама в контактах MoRe–Si(W)–MoRe будем рассматривать как встроенный в контакт шунт, обладающий достаточно большим сопротивлением R по сравнению с «традиционными» материалами, используемыми в SNS контактах (см. рис. 3). Проведем оценку параметра q , полагая геометрическую индуктивность интерферометра $L \approx 0,1$ нГн. Контакты MoRe–Si(W)–MoRe и их предшественники Nb–a–Si–Nb, как показывают экспериментальные исследования [18,22–24], при толщине барьера $d \approx 15-20$ нм и концентрациях вольфрама $\sim 11\%$ имеют высокие плотности тока $j_c \approx 5-55$ мкА/мкм², удельные сопротивление $r \approx 20-25$ Ом/мкм² и емкость $c \approx 5$ фФ/мкм². Для контакта площадью $S = 0,5$ мкм² величина критического тока $I_c = j_c S$ дает значение основного параметра СКВИДа $\beta_L \approx 1$ при сопротивлении $R_N = rS \approx 40-50$ Ом, что для частоты возбуждения 1 ГГц приводит к величине $q \leq 0,015$.

Отсутствие электродинамического гистерезиса на ВАХ автономных контактов, ВЧ и ПТ СКВИДов требует большого затухания, т.е. значений $\beta_c < 1$. Малая удельная емкость контактов MoRe–Si(W)–MoRe позволяет выполнить это требование, например, для рассмотренного выше контакта с площадью $S = 0,5$ мкм², $I_c \approx 2,75$ мкА, $R_N \approx 40-50$ Ом, получим значение

$\beta_c \leq 0,13$. Здесь, учитывая вклад дополнительной (паразитной) емкости C_s , мы использовали значение суммарной емкости $C = C_J + C_s \approx 6$ фФ.

Хотя полный анализ физических процессов в контактах MoRe–Si(W)–MoRe пока не проведен, однако важный вывод, с практической точки зрения, может быть сделан из опубликованных результатов [16–18,22–27]. Малые значения собственной емкости и достаточно высокие значения сопротивления контактов MoRe–Si(W)–MoRe позволяют рассматривать ВЧ СКВИД в безгистерезисном режиме как идеальный параметрический преобразователь. При анализе ВЧ СКВИДа на частотах возбуждения $\omega/2\pi \approx 1$ ГГц можно положить $q \approx 0$, т.е. ограничить рассмотрение случаем, при котором основная зависимость интерферометра $\varphi[\varphi_e(t)]$ практически совпадает со стационарной. В этом пределе зависимость резонансной частоты ω_R нелинейного контура от внешнего потока φ_e и амплитуды колебаний a с учетом членов, пропорциональных β_L^2 , имеет вид [14]

$$\omega_R(a, \varphi_e) = \omega_T \left[1 + k^2 \beta_L \frac{J_1(a)}{a} \cos \varphi_e - \frac{1}{2} k^2 \beta_L^2 \frac{J_1(2a)}{2a} \cos 2\varphi_e \right]. \quad (7)$$

Все коэффициенты преобразования ВЧ СКВИДа в режиме $\beta_L < 1$, $k^2 Q \beta_L \leq 1$ — по фазе $\eta_\Theta \sim \partial \Theta / \partial \varphi_e$, частоте $\eta_\omega \sim \partial \omega_R / \partial \varphi_e$ и амплитуде $\eta_a \sim \partial a / \partial \varphi_e$ — увеличиваются пропорционально β_L . В области $\beta_L \approx 1$ их эффективные значения достигают значения $\eta_0 = (\omega/k)(L_T/L)^{1/2}$, что с учетом частоты возбуждения $\omega/2\pi \approx 1$ ГГц, полосы $\Delta\omega/2\pi \geq 10$ МГц, $k^2 Q \approx 1$, дает $\eta_0 \approx 4 \cdot 10^{11}$ В/Вб.

При оценке чувствительности ВЧ СКВИДа в безгистерезисном режиме собственным шумом интерферометра с контактом MoRe–Si(W)–MoRe можно пре-

небредь из-за низкой рабочей температуры $T \approx 30$ мК, малого времени интерферометра L/R и достаточно больших значений $V_c = I_c R \approx 100$ мкВ. Практически разрешение ВЧ СКВИДа по магнитному потоку с коэффициентом преобразования $\eta_0 \approx 4 \cdot 10^{11}$ В/Ф будет ограничиваться усилителем и резонансным контуром, шумовая температура которого с учетом флуктуационного влияния первого каскада ВЧ усилителя может быть представлена в виде

$$T_T = T_{T0} + \frac{QL_T \omega_T}{R_a} T_a, \quad (8)$$

где T_{T0} — физическая температура контура, T_a и R_a — температура усилителя и его входное сопротивление. Значение температуры T_{T0} может быть уменьшено за счет расположения первого каскада усилителя в зоне рефрижератора с температурой $T \approx 50$ – 100 мК. Оценка чувствительности магнитометра по магнитному потоку, сделанная в предположении, что двухкаскадный усилитель с малым потреблением мощности постоянного тока $P_{dc} \approx 7$ – 10 мкВт [34], находящийся при $T \approx 50$ мК, дает $\delta\Phi_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-7} \Phi_0 \text{ Гц}^{-1/2}$. Для собственной чувствительности магнитометра по энергии (формула (1)) получаем $\delta\epsilon \approx 5 \cdot 10^{-33}$ Дж/Гц, т.е. существенно выше квантового предела, что оправдывает использование резистивной модели для описания интерферометра с джозефсоновским контактом. Полагая изменение магнитного потока в детекторе после поглощения кванта электромагнитного поля $\Delta\Phi \approx 0,3\Phi_0$, коэффициент трансформации магнитного потока от детектора к магнитометру $1/300$, получим отношение сигнал/шум ≈ 1 при полосе магнитометра 10 МГц. Для уверенного измерения потока с отношением сигнал/шум ≈ 3 и сохранением частотной полосы возможно увеличение коэффициента связи до $0,01$, что, однако, увеличит нежелательное обратное воздействие на детектор. Последующие исследования усилителей с малым потреблением мощности [35,36] для диапазона частот $0,5$ – 1 ГГц показали, что его каскады могут быть расположены и при температуре 15 – 20 мК.

В работах [15,37,38] показано, что коэффициент преобразования η ВЧ СКВИДа в области малых амплитуд возбуждения можно увеличить на порядок и более при выполнении условия $k^2 Q \beta_L > 1$, $\beta_L < 1$ (см. рис. 8(б)). Это позволяет уменьшить вклад шумов усилителя в общий шум магнитометра, повысив его чувствительность. Такой эффект присущ параметрическим усилителям типа модулятор–демодулятор, к которым относится и ВЧ СКВИД в режиме $\beta_L < 1$ с контактом MoRe–Si(W)–MoRe. Однако следует заметить, что в этом случае максимальная частота измеряемого сигнала (быстродействие) будет уменьшаться пропорционально росту коэффициента преобразования $\sim (\omega/2\pi Q)(\eta_0/\eta)$. Более того, с увеличением коэффициента преобразования сильно возрастает обратное

флуктуационное влияние ВЧ СКВИДа на измеряемый квантовый объект (пропорционально η/η_0), что может приводить к усреднению дискретных уровней в детекторе фотонов.

5. Обсуждение результатов

При создании широкополосного канала регистрации сигнала в однофотонном детекторе на основе ВЧ СКВИДа наиболее важным преимуществом планарных пленочных контактов MoRe–Si(W)–MoRe по сравнению с туннельными SIS структурами является малое значение их удельной емкости. Это связано с тем, что толщина барьерного слоя Si(W) с концентрациями вольфрама 10 – 11% может составлять $d \approx 20$ – 30 нм при сравнимых или даже больших, чем в туннельных SIS контактах, плотностях критического тока [18,24]. Отметим, что резкое уменьшение тока смещения в контактах MoRe–Si(W)–MoRe улучшает динамику как ВЧ, так и ПТ СКВИДов для любых применений. При таких толщинах барьеров значения характерных напряжений V_c контактов находятся в интервале 100 – 200 мкВ. Как следует из теории для SNS структур [28], дальнейшее увеличение толщины барьерного слоя Si(W) будет приводить к быстрому уменьшению $V_c \approx \frac{2\Delta}{e} \exp(-\frac{d}{\xi_W})$, где Δ — энергетическая щель в «берегах» MoRe, ξ_W — длина когерентности в вольфраме.

Еще одним существенным достоинством является то, что контакт MoRe–Si(W)–MoRe представляет собой «самошунтированную» структуру, не требующую изготовления внешнего шунта для выполнения условия $\beta_c < 1$, а для контактов малой площади (1×1 мкм) сопротивление барьерного слоя лежит в интервале 10 – 40 Ом. Большой разброс значений V_c и R_N в контактах MoRe–Si(W)–MoRe не является критическим недостатком для ВЧ СКВИДов с частотой возбуждения 1 ГГц, так как всегда можно делать выборку с критическим током, требуемым для выполнения условий $\beta_c < 1$, $\beta_L \cong 1$.

Тем не менее совершенствование технологии изготовления контактов необходимо и требует дальнейших исследований. В частности, требуется создание джозефсоновских переходов MoRe–Si(W)–MoRe с характеристиками, близкими к характеристикам Nb–Si(W)–Nb [22–24] или высокоомных ScS контактов (т.е. повышение характеристического напряжения V_c , а значит, расширение частотного диапазона, в котором их можно применять). В том числе, это позволит увеличить чувствительность и быстродействие счетчика одиночных фотонов. Тогда в описанной двухуровневой системе с $f = (E_1 - E_0)/h \cong 10$ ГГц можно будет поднять частоту возбуждения ВЧ СКВИДа, а следовательно, крутизну преобразования, полосу и чувствительность. В этом случае частоту накачки следует выбирать выше спектра поглощения системы ($\omega/2\pi > f$), например, равной 20 ГГц. Следует отметить, что в приведенном

выше анализе работы ВЧ СКВИДа на частоте 1 ГГц он рассматривался как практически идеальный параметрический преобразователь ($q \sim 0,01$), который оказывает очень малое обратное влияние на измеряемую квантовую систему (счетчик фотонов). С повышением частоты он перестает быть «идеальным». Однако даже на частоте накачки около 20 ГГц параметр неадиабатичности для СКВИДа с MoRe–Si(W)–MoRe контактом может оставаться существенно меньше единицы ($q \leq 0,3$), что, как показывает анализ [39], все еще не приводит к существенной деградации чувствительности параметрического преобразователя. Но тогда можно существенно (практически пропорционально отношению частот накачки) увеличить полосу канала регистрации в счетчике одиночных фотонов, и величина 50–100 МГц не кажется нереальной.

6. Выводы

При создании широкополосных приемных устройств на основе СКВИДов с высокой чувствительностью джозефсоновские планарные контакты MoRe–Si(W)–MoRe имеют очевидные преимущества перед традиционными ниобиевыми туннельными SIS контактами с окисным барьерным слоем толщиной 1,5–2 нм.

Важную роль для динамики ВЧ СКВИДов имеет относительно небольшой ток смещения, т.е. малая емкость C контактов MoRe–Si(W)–MoRe, которую можно рассчитывать по обычной формуле $C = \varepsilon_0 \varepsilon_b S/d$, где $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, ε_b — относительная диэлектрическая проницаемость барьерного слоя, S — площадь контакта. Поскольку d в таком контакте может составлять 30 нм, то характерная величина C существенно меньше, чем в SIS контактах, имеющих значения $\beta_c \geq 10^2$.

Для увеличения затухания и выполнения условия $\beta_c < 1$ туннельные SIS контакты необходимо шунтировать дополнительным внешним сопротивлением $R \approx 2$ Ом. В рассматриваемых самошунтированных контактах MoRe–Si(W)–MoRe такую роль выполняет нанокластер вольфрама с сопротивлением $R \geq 10$ Ом, находящийся в матрице легированного аморфного кремния.

Характеристики планарных контактов MoRe–Si(W)–MoRe позволяют увеличить чувствительность и быстродействие канала регистрации сигнала счетчика одиночных фотонов в сантиметровом диапазоне длин волн, что в настоящее время является актуальной задачей в технике квантовых измерений.

Отметим, наконец, что по сравнению с традиционными пленками ниобия (Nb), физические и химические свойства пленок MoRe приводят к высокой стабильности их характеристик во времени, упрощают технологию изготовления и литографирования контактов MoRe–Si(W)–MoRe.

Современные тенденции развития технологии джозефсоновских переходов, как правило, направлены на оптимизацию их параметров для создания конкретных

устройств [40,41]. В этом смысле мы надеемся на то, что совершенствование технологического процесса получения контактов MoRe–Si(W)–MoRe малой площади позволит создать почти идеальные параметрические усилители на СКВИДах в безгистерезисном режиме с частотами накачки ~ 20 ГГц и полосой 50–100 МГц.

Авторы выражают благодарность А.А. Кордюку и С.Н. Шевченко за стимулирующие обсуждения результатов и перспектив дальнейшей работы.

1. X. Gu, A.F. Kockum, A. Miranowicz, Y.-X. Liu, F. Nori, arXiv:1707.02046 [quant-ph] (2017).
2. Y.-F. Chen, D. Hover, S. Sendelbach, L. Maurer, S.T. Merkel, E.J. Pritchett, F.K. Wilhelm, and R. McDermott, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 217401 (2011).
3. Io-Chun Hoi, C. M. Wilson, Göran Johansson, Tauno Palomaki, Borja Peropadre, and Per Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 073601 (2011).
4. K. Inomata, Zh. Lin, K. Koshino, W.D. Oliver, J.-Sh. Tsai, Ts. Yamamoto, and Y. Nakamura, *Nat. Commun.* **7**, 12303 (2016).
5. K. Koshino, Zh. Lin, K. Inomata, Ts. Yamamoto, and Y. Nakamura, *Phys. Rev. A* **93**, 023824 (2016).
6. K. Koshino, K. Inomata, Zh. Lin, Y. Nakamura, and Ts. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **91**, 043805 (2015).
7. В.И. Шнырков, Wu Yangcao, А.А. Сорока, О.Г. Турутанов, В.Ю. Ляхно, *ФНТ* **44**, 281 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 213 (2018)].
8. G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001).
9. R.H. Hadfield, *Nat. Photon.* **3**, 696 (2009).
10. D. Roy, C.M. Wilson, and O. Firstenberg, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 021001 (2017).
11. Yu.P. Korneeva, M.Yu. Mikhailov, Yu.P. Pershin, N.N. Manova, A.V. Divochiy, Yu.B. Vakhtomin, A.A. Korneev, K.V. Smirnov, A.G. Sivakov, and A.Yu. Devizenko, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 095012 (2014).
12. M.B. Ketchen, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-17**, 387 (1981).
13. C.D. Tesche and J. Clarket, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 397 (1979).
14. V.I. Shnyrkov, V.A. Khilus, and G.M. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 477 (1980).
15. I.M. Dmitrenko, G.M. Tsoi, V.I. Shnyrkov, and V.V. Kartsovnik, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 417 (1982).
16. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, V. Shaternik, A. Shapovalov, O. Suvorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26**, 1100505 (2016).
17. V.E. Shaternik, A.P. Shapovalov, T.A. Prikhna, O.Yu. Suvorov, M.A. Skorik, V.I. Bondarchuk, and V.E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1800507 (2017).
18. В.Е. Шатерник, А.П. Шаповалов, А.Ю. Суворов, *ФНТ* **43**, 1094 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 877 (2017)].
19. K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).

20. *Niobium Integrated Circuit Fabrication, Process #03-10-45, Design rules, Revision #25*, 12/12/2012, Hypres, Inc. (2012),
21. N. Agrait, A.L. Yeyati, and J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rep.* **377**, 81 (2003).
22. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, *ЖЭТФ* **94**, 319 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1478 (1988)].
23. V.A. Kulikov, L.V. Matveets, A.L. Gudkov, V.N. Laptev, and V.I. Makhov, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-27**, 2468 (1991).
24. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, А.Н. Самусь, *ЖЭТФ* **141**, 939 (2012) [*JETP* **114**, 818 (2012)].
25. B. Baek, P.D. Dresselhaus, and S.P. Benz, *Phys. Rev. B* **75**, 054514 (2007).
26. D. Olaya, P.D. Dresselhaus, S.P. Benz, A. Herr, Q.P. Herr, A.G. Ioannidis, D.L. Miller, and A.W. Kleinsasser, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 213510 (2010).
27. D. Olaya, P.D. Dresselhaus, and S.P. Benz, *IEICE Trans. Electron.* **E93-C**, 463 (2010).
28. З.Г. Иванов, М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, С.В. Мериакри, О.В. Снигирев, *ФНТ* **7**, 560 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 274 (1981)].
29. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
30. D.A. Bennett, L. Longobardi, V. Patel, W. Chen, D.V. Averin, and J.E. Lukens, *Quantum Inf. Proc.* **8**, 217 (2009).
31. S.N. Shevchenko, A.S. Kiyko, A.N. Omelyanchouk, and W. Krech, *Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 752 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 569 (2005)].
32. S.N. Shevchenko, A.N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 360 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 283 (2012)].
33. В.В. Данилов, К.К. Лихарев, *Радиотехника и электроника* **25**, 1725 (1980) [*Radio Engineering and Electronic Physics* **25**, 112 (1980)].
34. А.М. Королев, V.M. Shulga, and V.I. Shnyrkov, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 016101 (2011).
35. А.М. Королев, V.M. Shulga, and V.I. Shnyrkov, *Cryogenics* **60**, 76 (2014).
36. А.М. Королев, В.М. Шульга, О.Г. Турутанов, В.И. Шнырков, *ИТЭ* **4**, 37 (2015) [*Instrum. Exp. Techn.* **58**, 478 (2015)].
37. V.I. Shnyrkov and G.M. Tsoi, *Signal and Noise Characteristics of RF SQUIDS*, in: *Principles and Applications of Superconducting Quantum Interference Devices*, A. Barone (ed.), World Scientific, Singapore (1992), pp. 77–149.
38. H. Ahola, G.J. Ehnholm, P. Östman, and B. Rantala, *J. Low Temp. Phys.* **35**, 313 (1979).
39. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, V.V. Kartsovnik, and S.S. Tinchev, *Zh. Tekhn. Fiz.* **53**, 1809 (1983).
40. S.K. Tolpygo, V. Bolkhovskiy, D.E. Oates, R. Rastogi, S. Zarr, A.L. Day, T.J. Weir, A. Wynn, and L.M. Johnson, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 1 (2018).
41. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto, and A. Soso, *Fiz. Nizk. Temp.* **43**, 950 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 756 (2017)].

Про можливість збільшення швидкості реєстрації змін магнітного потоку у лічильнику поодиноких фотонів ВЧ НКВІДом з контактом MoRe–Si(W)–MoRe

А.П. Шаповалов, В.Є. Шатернік, О.Г. Турутанов, В.Ю. Ляхно, В.І. Шнырков

Проведено аналіз безгістерезисного режиму ВЧ НКВІДу з джозефсонівським контактом MoRe–Si(W)–MoRe для реєстрації станів лічильника поодиноких фотонів на основі надпровідного квантового інтерферометра з дискретним гамільтоніаном. Поглинання фотона з частотою 10 ГГц призводить до переходу лічильника на збуджений рівень, тунелюванню до сусідньої потенційної ями і зміни магнітного потоку в інтерферометрі, яка може бути зареєстрована НКВІД магнітометром. Вимірювання квантової системи вимагає мінімізації зворотного впливу каналу реєстрації сигналу на лічильник, високої чутливості і швидкодії магнітометра. Оптимізацію контактів MoRe–Si(W)–MoRe проведено для різних концентрацій вольфраму (W) в кремнії (Si) і товщин бар'єрного шару. Показано, що при використанні контактів MoRe–Si(W)–MoRe з концентрацією вольфраму близько 11% ВЧ НКВІД на частотах збудження ~ 1 ГГц практично буде працювати як ідеальний параметричний перетворювач частоти вгору з шумом, який визначається підсилювачем, що охолоджується.

Ключові слова: контакт Джозефсона, тунельний контакт, допущання бар'єру, ВЧ НКВІД, однофотонний детектор.

About a possibility of faster detection of magnetic flux changes in a single-photon counter by RF SQUID with MoRe–Si(W)–MoRe junction

A.P. Shapovalov, V.E. Shaternik, O.G. Turutanov, V.Yu. Lyakhno, and V.I. Shnyrkov

The nonhysteretic regime of an RF SQUID with MoRe–Si(W)–MoRe Josephson junction is analyzed in order to detect the states of a single photon counter based on a superconducting quantum interferometer with discrete Hamiltonian. The absorption of a photon with 10 GHz frequency brings the counter to the excited level causing tunneling into the adjacent potential well and a change in the magnetic flux in the interferometer, which can be detected by the SQUID magnetometer. Measurement of a quantum system requires minimization of the back action of the signal read-out channel at the counter, high sensitivity and speed of the magnetometer. The MoRe–Si(W)–MoRe contacts are optimized for the tungsten (W) concentration in silicon (Si) and the barrier layer thickness. It is shown that using MoRe–Si(W)–MoRe contacts with tungsten concentration of about 11% for the RF SQUID at excitation frequency of about 1 GHz makes it practically an ideal parametric upward frequency shifter with noise determined by the cooled amplifier.

Keywords: Josephson contact, tunnel junction, barrier doping, RF SQUID, single photon counter.