

Сравнительный анализ MKID- и RFTES-детекторов

© Л.С. Соломатов,¹ С.В. Шитов^{1,2,3}

¹ Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“, 119049 Москва, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

³ Российский квантовый центр (РКЦ), Инновационный центр „Сколково“, 121205 Москва, Россия

e-mail: Solomatov.ls@misis.ru

Поступило в Редакцию 19 мая 2026 г.

В окончательной редакции 19 мая 2016 г.

Принято к публикации 19 мая 2026 г.

Выполнен сравнительный анализ технологий MKID и RFTES, каждая из которых пригодна для создания изображающих матриц с большим числом пикселей, благодаря схожей методике считывания на основе высокочастотных СВЧ-резонаторов. Рассмотрены эволюционные изменения данных технологий, а также концептуальные отличия между этими детекторами, включая диапазон рабочих температур, особенности считывания, физическую природу отклика и пороговую чувствительность NEP, при этом за критерий сравнения приняты одинаковые технологические ограничения на сечение структур, используемых в качестве поглотителей. Анализ показывает, что RFTES на основе пленок гафния может достигнуть $NEP \approx 1 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ при температуре $\sim 300 \text{ mK}$, тогда как MKID с поглотителем из алюминия достигают этого уровня теоретически лишь при охлаждении до $\sim 150 \text{ mK}$. В случае применения пленок гафния для MKID такой порог необходимо снизить до $\sim 60 \text{ mK}$, что является следствием различий в природе собственных шумов для этих двух технологий.

Ключевые слова: приемник электромагнитного излучения, технологии MKID и RFTES, сверхпроводник, пленки гафния, СВЧ-резонатор, болометр, СКВИД-усилитель, Noise-equivalent power (NEP), куперовская пара.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63494.173-26

Введение

Современная экспериментальная астрофизика предъявляет все более высокие требования к чувствительности и масштабируемости приемников электромагнитного излучения. Постановка новых задач космических исследований, таких как изучение реликтового излучения [1], картографирование распределения межзвездной пыли, наблюдение далеких галактик и прямой поиск экзопланет, демонстрирует тенденцию к использованию матричных изображающих детекторов, содержащих тысячи и десятки тысяч пикселей, способных регистрировать низкоэнергетичные фотоны в терагерцовом диапазоне.

Для детектирования сверхмалых сигналов, условной границей которых можно считать атто-Ватт ($1 \text{ aW} = 10^{-18} \text{ W}$), все чаще применяют пленки сверхпроводников. Это является следствием резкого изменения (высокой нелинейности) их электрического импеданса вблизи критической температуры и достаточно высокому быстродействию при сверхнизких температурах. Исторически первыми были испытаны сверхпроводниковые болометры, в которых площадной поглотитель, термоизолированный за счет специального механического подвеса, находится в тепловом контакте со сверхпроводниковым термометром. Рабочий режим для

такого детектора устанавливают вблизи температуры перехода термометра в нормальное состояние, и, поглощая терагерцовые фотоны, площадной поглотитель разогревает термометр на крутом участке перехода в нормальное состояние. Для такого болометра требуется чувствительный усилитель постоянного тока с низким входным импедансом $\sim 1 \Omega$, который призван регистрировать изменение сопротивления такого термометра. Описанная концепция — это классический болометр на краю сверхпроводящего перехода, TES (Transition Edge Sensor) [2], который требует применения дорогостоящих и достаточно капризных СКВИД-усилителей, а быстродействие TES ограничено десятками миллисекунд. Эффект сверхпроводящего перехода используется также в болометрах на горячих электронах (НЕВ) [3,4], которые являются полностью твердотельными приборами, мало подверженными влиянию механических вибраций. Продвижение в область одновременно большей чувствительности, стабильности и быстродействия было достигнуто именно в НЕВ-детекторах. Этот тип детекторов совмещает в микропленке поглотитель и термометр, что позволяет достигнуть рекордной чувствительности (до $10^{-20} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$) и высокого быстродействия за счет использования неравновесного эффекта разогрева электронной подсистемы относительно решетки [5]. Эффект горячего электронного газа проявляется во многих мате-

риалах при сверхнизких температурах, когда электроны проводимости слабо связаны с фононами решетки. Однако интеграция НЕВ-детекторов в матричные конфигурации затруднена из-за громоздких систем считывания на основе низкочастотных СКВИД-усилителей, аналогичных применяемым с TES-детекторами.

Концептуально иной подход был реализован в микроволновых детекторах на кинетической индуктивности MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector) [6–11], которые уже сегодня широко применяются для решения прикладных астрономических задач. MKID с наноразмерными поглотителями уже демонстрируют способность регистрировать отдельные фотоны [12] и работать в составе больших матриц. Этот результат был достигнут благодаря удобству считывания пикселей с помощью компактных высокочастотных СВЧ-резонаторов. Основным фактором, ограничивающим чувствительность MKID, является генерационно-рекомбинационный шум [13–16], а также шумы двухуровневых систем TLS (Two-level System), которые характерны для любых планарных тонкопленочных структур, так как в значительной степени зависят от материала и метода обработки подложки в процессе изготовления.

Новым решением является болометр на основе сверхпроводящего перехода с СВЧ-считыванием RFTES (Radio Frequency Transition Edge Sensor) [17–23], в котором чувствительный элемент (сверхпроводящий микромостик) интегрирован в высокочастотный СВЧ-резонатор, и считывание сверхпроводящего фазового перехода осуществляется также на СВЧ. Концептуально RFTES объединяет важные преимущества трех технологий: от TES унаследован отклик как эффект роста активных потерь на крутом участке сверхпроводящего перехода, от НЕВ — принцип разогрева электронного газа при сверхнизких температурах, обеспечивающий высокую чувствительность и быстродействие, от MKID — методика считывания с помощью высокочастотных СВЧ-резонаторов и возможность частотного мультиплексирования в составе больших матриц. В отличие от MKID, где информативным параметром служит сдвиг резонансной частоты резонансного провала S_{21} , в RFTES изменение активного импеданса микромостика приводит к модуляции добротности резонатора и, как следствие, к изменению глубины резонансного провала S_{21} .

На первый взгляд, технологии MKID и RFTES схожи и отличаются лишь динамикой отклика коэффициента пропускания S_{21} на частоте считывающего резонатора, что обуславливает необходимость детального сравнения этих двух детекторов, особенно в отношении пороговой чувствительности, NEP.

1. Сравнение концепций

Микрофотографии детекторов MKID и RFTES приведены на рис. 1.

В основе работы микроволновых детекторов на кинетической индуктивности, MKID, лежит принципиально иной подход к детектированию излучения, если сравнивать его с традиционными тепловыми датчиками. По замыслу MKID регистрируют не тепловые эффекты, а изменения сверхпроводящих параметров материала под воздействием поглощенного излучения. Ключевым параметром, определяющим чувствительность, выступает отклик концентрации сверхпроводящих носителей. Изменение этой концентрации под воздействием достаточно энергичных фотонов определяет изменение кинетической индуктивности материала, что обусловлено инерционными (кинетическими) свойствами сверхпроводящих носителей тока [24–26].

Физическая природа кинетической индуктивности существенно отличается от обычной геометрической индуктивности, связанной с энергией магнитного поля. В нормальных металлах вклад кинетической составляющей в полную индуктивность проводника с током обычно незначителен, однако в сверхпроводящих материалах, где ток переносится ограниченным числом куперовских пар, этот эффект становится существенным. При температурах значительно ниже критической ($T \ll T_c$) концентрация квазичастиц, отвечающих за диссипацию, становится исчезающе мала, и сверхпроводящие носители приобретают значительные скорости, что приводит к заметному вкладу кинетической энергии таких носителей в общую энергию системы, связанную с протеканием СВЧ-токов на частотах ~ 1 GHz. Воздействие фотонов на частотах ~ 100 GHz приводит к уменьшению числа куперовских пар и к увеличению кинетической индуктивности поглотителя, который делают заметной частью высокочастотного резонатора. Это приводит к изменению частоты такого резонатора и, следовательно, к изменению амплитуды и фазы тока, регистрируемых на заданной частоте. Критическими для MKID являются два условия: во-первых, сигнал должен достаточно высокой частоты, т.е. удовлетворять условию $hf > 2\Delta$, где Δ — энергетическая щель материала пленки-поглотителя, и, во-вторых, ток резонатора должен быть настолько мал, чтобы изменения в электронной подсистеме возникали только под действием сигнала, но не под действием тока самого резонатора. Это условие требует использования особо чувствительного буферного усилителя. Такой режим возбуждения и измерения фазы/амплитуды резонатора называют неинвазивным.

В матричной конфигурации с частотным разделением каналов каждый пиксель MKID связан с индивидуальным СВЧ-резонатором, настроенным на уникальную частоту. Такая схема позволяет осуществлять одновременное считывание сигналов со всего массива детекторов через общую передающую линию, что особенно ценно для создания больших матриц, охлаждаемых до сверхнизких температур.

Физической основой работы RFTES-детектора служит температурная зависимость активной части СВЧ-импеданса электронной подсистемы сверхпроводящего

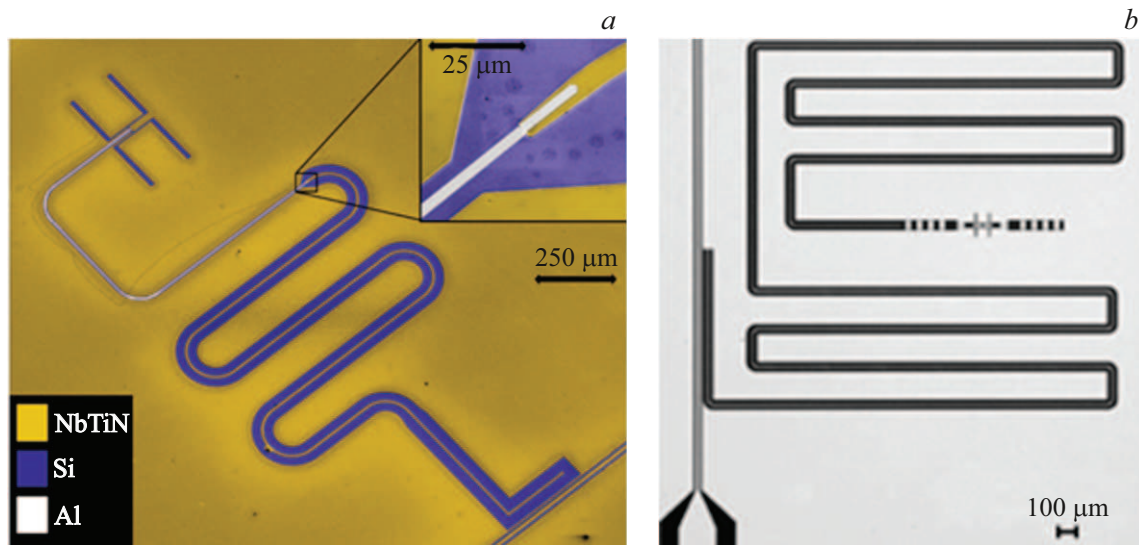


Рис. 1. Микрофотографии чипов сверхпроводящих детекторов: *a* — MKID [10], поглотитель и антенна включены вблизи закороченного конца распределенного четвертьволнового резонатора на основе копланарного волновода, вблизи пучности его тока; резонатор возбуждается электрическим полем; *b* — RFETES [21], поглотитель и антенна включены в области открытого конца распределенного четвертьволнового резонатора вблизи пучности электрического поля; копланарный резонатор возбуждается магнитным полем.

тонкопленочного мостика вблизи его критической температуры. Благодаря такой зависимости при нагреве фотонами изменяется добротность, но не частота СВЧ-резонатора. Если материал мостика подобран так, что сверхпроводящий переход имеет место при сверхнизких температурах (типично, ниже 1 K), электронную подсистему в области резкого изменения сопротивления можно описать с применением модели горячего электронного газа. Эта модель подразумевает, что в металлах наблюдается выраженное разделение электронной и фононной подсистем, и это позволяет электронам получать и перераспределять между собой энергию, полученную от фотонов сигнала, подобно молекулам газа, т.е. относительно независимо от кристаллической решетки [3,4,27]. Такая „теплоизоляция“ электронной подсистемы эквивалентна виртуальному теплоизолирующему „подвесу“, как это делается для площадного поглотителя классического TES. Этот эффект особенно ярко проявляется в ультратонких сверхпроводящих пленках, где число электронов сравнительно мало и доминирующим механизмом теплопроводности становится электрон-фононное взаимодействие.

Чувствительный элемент в RFETES-детекторе представляет собой короткий сверхпроводящий тонкопленочный микромостик, интегрированный в копланарный СВЧ-резонатор с более высокой T_c . Рабочий режим RFETES требует достаточно точной установки температуры микромостика в области оптимальной нелинейности сверхпроводящего перехода, для чего подбирается ток резонатора. Таким образом, тепловой режим RFETES-детектора устанавливается за счет принципиально инвазивного воздействия на мостик СВЧ-током резонатора.

Технология считывания RFETES и MKID практически одинакова — измеряется значение параметра S_{21} в линии возбуждения резонатора. Отличием RFETES от MKID является выбор измеряемой компоненты параметра S_{21} : вместо фазового сдвига MKID-резонатора для RFETES измеряется только амплитуда. При этом амплитудное считывание RFETES в меньшей степени подвержено влиянию джиттера возбуждающего генератора, так как частота опроса для сигнала всех уровней остается в области $dS_{21}/df \approx 0$. С точки зрения теории цепей, оба детектора являются модуляторами несущей, в качестве которой выступает все тот же сигнал возбуждения, который в зависимости от его главного назначения называют зондирующим сигналом считывания или накачкой. Разница заключается в том, что модуляция MKID основана на эффекте шунтирования линии возбуждения реактивной нелинейностью с типичным значением $S_{21} < -10$ dB и коэффициентом стоячей волны напряжения, $VSWR > 6$, в то время как RFETES является резонансным фильтром-пробкой с последовательно включенной активной нелинейностью и меньшим возмущением бегущей волны. Оптимальным режимом для RFETES является значение $S_{21} \approx -6$ dB и выше, что эквивалентно $VSWR \approx 3$ (и меньше) в линии возбуждения, что позволяет, по крайней мере теоретически, сохранить АЧХ системы более равномерной.

2. Технология

Изготовление сверхпроводниковых планарных структур базируется на стандартных методах микроэлектронной технологии, адаптированных для работы со сверх-

проводящими материалами, такими как ниобий и его сплавы, гафний, алюминий, и др. Основными технологическими этапами являются напыление тонких пленок, фотолитография и травление, каждая из которых вносит определенные ограничения в конструкцию детекторов.

Напыление сверхпроводящих пленок тугоплавких материалов, таких как гафний, ниобий, титан и их сплавы, выполняется в большинстве случаев методом магнетронного распыления. Алюминий напыляется, как правило, термическим испарением. Основной задачей этого этапа является получение пленок поглотителя оптимальной толщины: слишком тонкие пленки становятся неоднородными по топологии и теряют сверхпроводящие свойства, слишком толстые имеют меньшую кинетическую индуктивность для MKID и увеличивают объем электронного газа для RFTES. Кроме того, условия напыления определяют микроструктуру, кристаллографическую ориентацию и внутренние напряжения пленок, которые влияют на их сверхпроводящие характеристики и стабильность.

Формирование топологии детекторов производят с помощью фотолитографии и полимерных масок. Оптическая литография, включая лазерную, ограничена разрешением около $1\text{ }\mu\text{m}$ с точностью границы полимерной маски около 200 nm , что достаточно для изготовления резонаторов. Электронно-лучевая литография позволяет достичь высокой воспроизводимости субмикронных размеров для чувствительных элементов, типично 100 nm с точностью границы около 10 nm . Именно на пути уменьшения размеров поглотителей происходит улучшение чувствительности рассматриваемых детекторов.

Перенос рисунка на сверхпроводящую пленку выполняется плазмохимическим травлением участков, не закрытых полимерной маской, ионно-лучевыми методами или методом взрывной литографии (lift-off), которая подразумевает растворение подлежащей полимерной маски. Основные ограничения здесь связаны с селективностью травления различных материалов и шероховатостью боковых стенок полученных структур, что может стать источником дополнительных потерь в резонаторе.

На ранних этапах MKID изготавливались полностью из алюминия, напыляемого на кремниевые подложки. Благодаря простоте процесса термического напыления и хорошо изученным сверхпроводящим свойствам этого материала, алюминиевые детекторы нашли применение в таких инструментах, как камера NIKA для 30-метрового телескопа IRAM [28,29] и стратосферная обсерватория OLIMPO [30]. Однако использование пленок алюминия и в качестве резонатора, и в качестве сенсора (чувствительного элемента), при уменьшении лишь толщины пленки поглотителя, ограничивает чувствительность, определяемую интенсивностью рекомбинационных шумов и шумов двухуровневых систем, TLS [13,15,26,31]. Следующим шагом стала разработка гибридных структур, впервые реализованных в детекторах для APEX с прицелом на будущие космические миссии. Большая часть резонатора была выполнена

из пленки NbTiN с высокой критической температурой $\sim 14\text{ K}$ и низкими СВЧ-потерями на частотах считывания, а чувствительный участок резонатора в области пучности тока формировался из тонкой пленки алюминия с меньшей энергией сверхпроводящей щели. Такая конструкция позволяет удерживать квазичастицы в области алюминиевой секции резонатора, что позволило повысить чувствительность [9–11].

Параллельно развивалось направление с использованием нитрида титана, обладающего высоким удельным сопротивлением, которое было применено в детекторах для стратосферной обсерватории BLAST-TNG [32] и эксперимента HOLMES по измерению массы нейтрино [33]. Однако пленки TiN страдают от пространственной неоднородности: большой разброс критической температуры по пластине достигает 20%, что приводит к трудноконтролируемому сдвигу резонансных частот в матрицах. Решением стало применение трехслойных структур TiN/Ti/TiN, в которых тонкие слои TiN разделены прослойкой титана, что позволяет подавить неоднородности за счет эффекта близости и уменьшить разброс T_c до менее, чем 1% на пластине [34].

Для оптического и ближнего инфракрасного диапазонов существенным шагом вперед стало использование PtSi. Этот материал был применен в DARKNESS [35] и MEC [36], предназначенных для высококонтрастной съемки экзопланет. Пленки PtSi обладают высокой кинетической индуктивностью и низкой критической температурой около 1 K , что обеспечивает хорошую чувствительность в ближнем ИК-диапазоне [37,38]. Основным недостатком PtSi является высокая стоимость исходных мишеней из платины.

Использование гафния в MKID [39,40] началось в 2019 г. в рамках работ по созданию детекторов для обсерваторий нового поколения, включая развитие технологий для упомянутых выше проектов DARKNESS и MEC. Можно отметить, что к этому времени уже были опубликованы первые успешные работы по использованию гафния в RFTES-детекторах [19,21]. Гафний привлекателен как элементарный сверхпроводник с низкой критической температурой в диапазоне $200\text{--}450\text{ mK}$ и высоким удельным сопротивлением, обеспечивающим большую кинетическую индуктивность. Однородность пленок гафния оказалась существенно лучше, чем у TiN: разброс поверхностного сопротивления составляет 7%–12% по сравнению с 20% у TiN, что позволяет изготавливать большие матрицы с воспроизводимыми характеристиками пикселей. Кроме того, гафний не требует контроля стехиометрии, как PtSi или TiN, что упрощает технологический процесс.

Технология RFTES начала развиваться в 2011 г. с изучения демонстратора технологии, изготовленного полностью из ниобия, где для резонаторов использовались пленки толщиной $\sim 200\text{ nm}$ ($T_c \sim 9\text{ K}$), а для микромостиков — толщиной $\sim 20\text{ nm}$ с пониженным значением $T_c \sim 6\text{ K}$, что позволяло испытать детектор в вакуумном оптическом криостате с жидким гелием

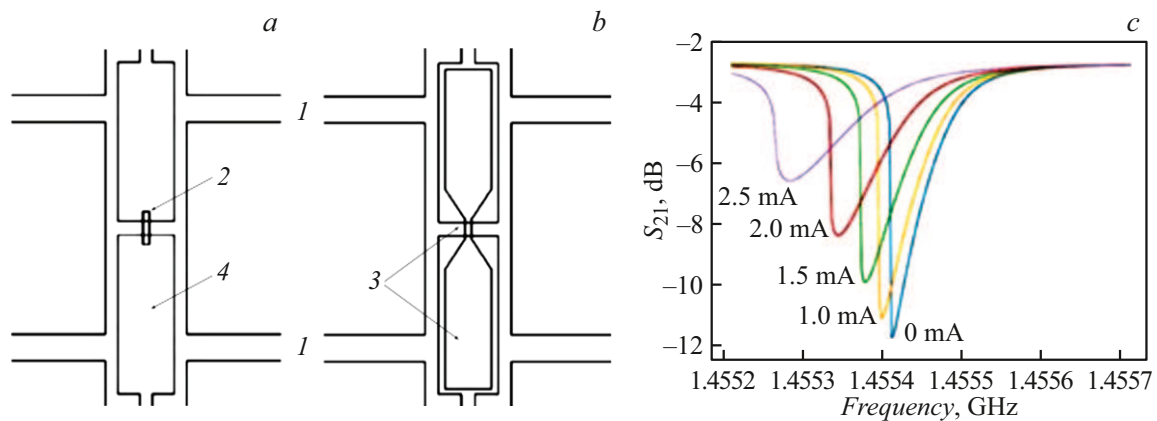


Рис. 2. Топология двух вариантов контакта пленки гафния с электродами из ниобия (4) в составе терагерцовой двухщелевой антенны (1) из работы [23]: *a* — пленка гафния (2) толщиной 50 nm в виде короткого мостика $2 \times 2 \mu\text{m}$, соединяющего электроды из ниобия с перекрытием $2 \times 2 \mu\text{m}$; *b* — пленка гафния (3), образующая такой же мостик, но имеющая расширение под электродами из ниобия (4); *c* — отклик RFES-детектора с сильным эффектом кинетической индуктивности (для топологии *b*) на оптический сигнал от чернотельного излучателя в диапазоне токов разогрева черного тела 0–2.5 mA (мощность оптического сигнала $P_s = 0\text{--}1 \text{ pW}$). Мощность несущей на входе чипа неизменна, -80 dBm (10 pW), температура чипа 70 mK.

при температуре чипа $\sim 4.5 \text{ K}$ [18]. На этом этапе была подтверждена работоспособность концепции RFES-технологии, которая подразумевает модуляцию СВЧ-несущей чисто резистивным откликом резонатора; в первых же лабораторных исследованиях была измерена оптическая NEP $\sim 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, что указывало на перспективность предложенной технологии. Позднее на том же образце была продемонстрирована чувствительность $\sim 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ при 1.4 K с использованием чернотельного излучателя, расположенного внутри криостата рядом с детектором [19]. Детальный анализ показал, что полученные параметры лежат вблизи фундаментальных границ чувствительности, определяемой, главным образом, рабочей температурой и размером микромостика $2.5 \times 2.5 \mu\text{m}$.

Переход к поглотителю из пленки гафния толщиной 50–80 nm позволил RFES работать в области температур ниже 400 mK, используя криостат растворения DR-200. Это дало возможность реализовать в мостике-поглотителе режим изолированного микрообъема электронного газа, где запирающие неравновесных электронов у границ с электродами обеспечиваются эффектом андреевского отражения (андреевские зеркала) [41]. В результате чувствительность удалось повысить более чем на три порядка без изменения геометрических характеристик детектора [20,21].

Особенностью RFES-детектора с андреевскими зеркалами является необходимость чистого контакта между пленкой мостика из Hf и электродами из Nb. Оказалось, что при хранении на воздухе в течение одного года некоторые образцы изменили свои характеристики, что принято называть эффектом старения. На образцах с микромостиком из Hf при 400 mK резистивный отклик стал сопровождаться возникновением осцилляций, проявляющихся в виде СВЧ-модуляции несущей с частотами

$\sim 100 \text{ kHz}$ и формированием „кратера“ на резонансной кривой S_{21} . В работе [42] для описания таких осцилляций была предложена релаксационная модель, основанная на конкуренции тока накачки и критического тока в области контакта между мостиком и электродами. Другая гипотеза, основанная на модели термоэлектрического аналога эффекта Джозефсона, была представлена в работе [43]. Обнаруженное явление можно было бы отнести к дефектам, если бы не интересные физические соотношения. Частота автоколебаний линейно зависит от разогрева поглотителя RFES-детектора или от интенсивности облучения чернотельным источником. Это явление может быть в перспективе использовано для детектирования терагерцовых фотонов, т.е. в режиме прямого преобразования оптической мощности в частоту.

Попытки подавить описанные выше осцилляции привели к модификации контактной области: был использован широкий подслои гафния под ниобиевыми электродами (рис. 2, *b*) в расчете, что в области перекрытия пленок критическая температура гафния вырастет за счет эффекта близости, и андреевские зеркала в области контакта Hf/Nb сохранятся. Согласно расчетам, увеличение площади контакта должно было снизить влияние эффектов старения и, если такой процесс неизбежен, увеличить значение критического тока, превышение которого провоцирует автоколебания. Однако, как было экспериментально установлено в работе [23], импеданс мостика ведет себя иначе. Произошло снижение нагрева электронного газа и, как следствие, ослабление резистивного (диссипативного) отклика. Возможность такого результата предвиделась заранее, что понималось как исчезновение андреевских зеркал. В поисках эффективного отклика температура была снижена до 70 mK, и стал наблюдаться сильный кинетический эффект, что мож-

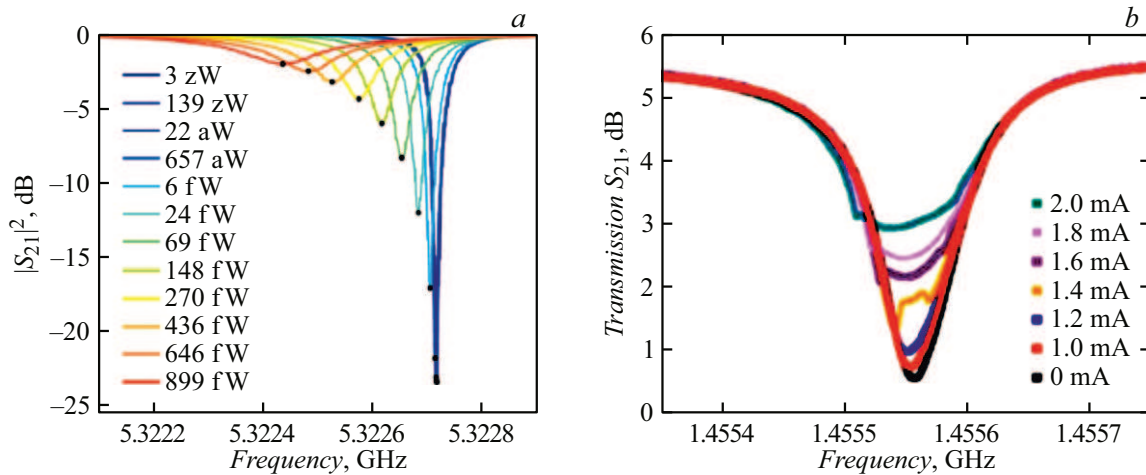


Рис. 3. *a* — фазовый (индуктивный) и амплитудный (резистивный) отклик MKID [14]; *b* — амплитудный (резистивный) отклик в RFTES [23].

но объяснить формированием дополнительных объемов для оттока горячих квазичастиц из активной области мостика, сопровождаемый повышением эффективности распада куперовских пар. Доминирование нелинейной кинетической индуктивности проявлялось в виде сильного частотного сдвига резонансной характеристики (рис. 2, *c*) под действием излучения черного тела. Анализ приращений в линии считывания при облучении черным телом, показал, что коэффициент преобразования может превышать 10 dB, а оценка NEP дает значение $< 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Таким образом, топология (рис. 2, *b*) переводит RFTES-детектор в режим, аналогичный MKID, с доминированием кинетического отклика и существенным усилением в предельно коротком мостике, что никем не описано в рамках канонических подходов к созданию MKID-детектора. По нашему мнению, этот эффект заслуживает дальнейшего изучения.

Резюмируя, отметим, что другим методом подавления сверхпроводимости на интерфейсе Hf/Nb является пассивирование мостика из гафния слоем диэлектрика, например, собственным оксидом. Это приведет к замене прямого контакта с андреевскими зеркалами на вполне эффективную емкостную связь мостика с СВЧ-резонатором считывания и полной блокировке горячих электронов в объеме мостика, в том числе на оптических частотах.

3. Методика считывания

Как уже указывалось выше, общим для детекторов MKID и RFTES является использование сверхпроводящих СВЧ-резонаторов с высокой добротностью, что позволяет реализовать компактную схему частотного мультиплексирования сигналов в матричной архитектуре. Однако физические механизмы преобразования поглощенного излучения в отклик резонатора принципиально различны (рис. 3).

В случае MKID поглощение фотона приводит к разрыву куперовских пар и увеличению плотности квазичастиц. Поскольку сверхпроводящий ток переносится куперовскими парами, их уменьшение меняет кинетическую индуктивность L_k чувствительного элемента, которая составляет часть общей индуктивности резонатора, что приводит к сдвигу резонансной частоты f_0 . В меньшей степени возрастают и потери в сверхпроводнике, что приводит к небольшому уширению резонансной кривой и уменьшению глубины резонансного провала. Таким образом, отклик MKID является двухкомпонентным: индуктивным (фазовым) и резистивным (амплитудным) (рис. 4). Основным измеряемым информативным параметром служит фазовый сдвиг $\delta\theta$ прошедшего сигнала, так как он обладает хорошей чувствительностью к изменению L_k и монотонностью характеристики $\theta(f)$. Отметим, что тепловыделение MKID ниже, чем мощность поступающего сигнала, так как основная часть энергии фотона тратится на разрыв куперовской пары, и лишь малая часть энергии фотона превращается в тепло, передаваемое другим квазичастицам.

Принцип работы RFTES, напротив, основан на резистивном, а не индуктивном изменении импеданса, что происходит вследствие полного перехода энергии фотонов в энергию подсистемы квазичастиц (в тепло). Чувствительный элемент, представляющий собой микромостик из сверхпроводящей пленки, исходно смещен в рабочую точку на крутом участке сверхпроводящего перехода с помощью нагрева инвазивным СВЧ-током на частоте резонатора. Принимаемое антенной терагерцовое излучение конвертируется в ток и вызывает дополнительный неравновесный нагрев электронного газа, что приводит к возрастанию активного сопротивления мостика. Это увеличение потерь в резонаторе непосредственно снижает его добротность Q , что проявляется в уменьшении глубины резонансного провала в амплитудной характеристике пропускания S_{21} .

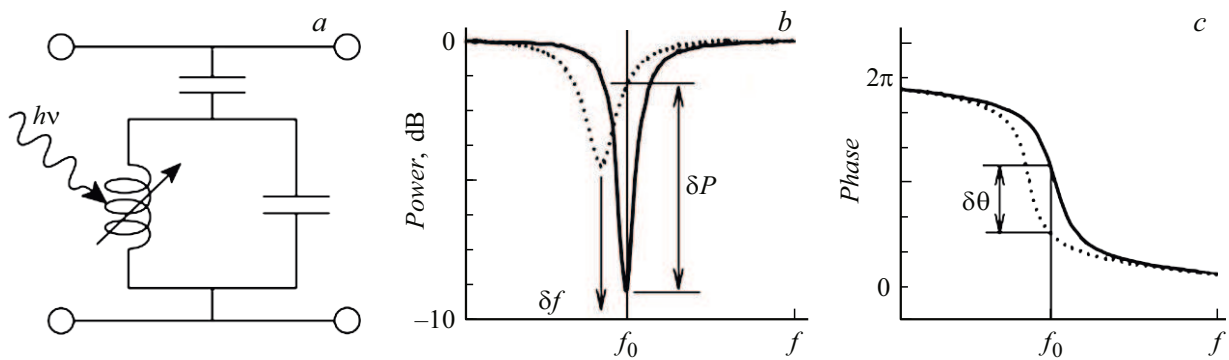


Рис. 4. Иллюстрация принципа считывания детектированного сигнала МКИД из работы [6]: *a* — упрощенная эквивалентная схема; *b* — характеристика пропускания в линии возбуждения резонатора в зависимости от уровня входного сигнала; *c* — фазовый отклик в линии возбуждения резонатора.

Сдвиг резонансной частоты при этом пренебрежимо мал, так как кинетическая индуктивность изменяется незначительно. Таким образом, отклик RFTES является преимущественно амплитудным (резистивным). При считывании с фиксированной частотой, настроенной на центр резонанса, регистрируется изменение амплитуды проходящего сигнала.

Резюмируя отметим, что, несмотря на схожесть считывания с использованием высокочастотных резонаторов и частотного мультиплексирования, что удобно при построении матрицы из множества пикселей, методы извлечения сигнала в МКИД и RFTES различны: фазовое детектирование для МКИД против амплитудного детектирования для RFTES. Это объясняется тем, что в первом случае доминирует нелинейность реактивного параметра (кинетической индуктивности), а во втором — активного параметра (активного сопротивления) сверхпроводящего элемента.

4. Чувствительность, NEP

Отношение мощности сигнала к мощности шума, SNR (Signal to Noise Ratio), является показателем качества при сравнении детекторов, если мощность принимаемого сигнала определена (задана). Очевидно, что этот параметр зависит от собственных неустраняемых шумов детектора, и чем выше SNR для данных условий приема конкретным детектором, тем он лучше, и тем легче отличить слабый сигнал от шумов и декодировать содержащуюся в нем информацию. Пределом обнаружения сигнала принято считать случай, когда мощность сигнала в полосе детектора и собственный шум, измеренные на его выходе равны, $SNR = 1$. Предельно обнаружимая мощность для прямых детекторов зависит от полосы усреднения шумов на выходе детектора, поэтому для сравнения разных детекторов принято использовать одинаковую полосу на выходе. Эквивалентная мощность шума детектора, NEP (Noise Equivalent Power) [16] определяется как пороговая мощность сигнала при полосе

интегратора на выходе 1 Hz. Таким образом, NEP в численном выражении — это спектральная плотность шума, измеренная на выходе интегратора с полосой 1 Hz и приведенная ко входу детектора. Правильный учет источников собственных шумов и/или физически неустраняемых помех является ключевым этапом при разработке, оптимизации и определении сферы применения сверхпроводящих детекторов.

В случае болометрических (тепловых) детекторов доминирующим и неустраняемым источником шумов являются термодинамические флуктуации в материале абсорбера, называемые фоновым шумом. Детектор типа МКИД не является болометрическим, в нем практически нет выделения тепла, и при его анализе следует рассматривать другие источники шума, главным образом — рекомбинационные шумы и шумы двухуровневых систем TLS. Шумы двухуровневых систем, хотя и могут вносить заметный вклад в реальных МКИД-детекторах, обычно не включаются в формулу для расчета NEP_{MKID} и не будут использоваться для сравнения с RFTES в настоящей работе. Это обусловлено тем, что уровень TLS-шумов не является фундаментально неустраняемым, а сильно зависит от технологических факторов: материала подложки, качества интерфейсов, топологии резонатора, чистоты поверхности и метода обработки поверхности.

Для строгого сравнения предельных (идеализированных) чувствительностей двух технологий в настоящей работе учитываются только принципиально неустраняемые шумы: фотонный шум от источника сигнала как внешний фундаментальный предел, рекомбинационный шум для МКИД и фоновый шум для RFTES как внутренние доминирующие источники шума. Ниже понятие чувствительности будет употребляться как синоним NEP.

4.1. Фотонный шум

Фотонный шум является неотъемлемым свойством квантовой природы электромагнитного излучения и описывается статистикой флуктуаций числа фотонов, реги-

стрируемых детектором. В условиях, когда детектор работает при низких температурах или в условиях низкой освещенности, число сигнальных фотонов, достигающих детектора, может быть настолько малым, что любые изменения среднего уровня сигнала или фона могут значительно влиять на результаты измерений. Фотонный шум — это неустранимый шум, который определяется источником излучения, он не является внутренним шумом сенсора, его вклад в NEP одинаков для любых фотонных детекторов, работающих в конкретных условиях приема [4], и он описывается следующим соотношением:

$$\text{NEP}_{\text{phot}}^2 = \frac{1}{\eta} \int_{\nu_1}^{\nu_2} 2h\nu P_{\text{rad}}(\nu) d\nu + \frac{1}{\eta} \int_{\nu_1}^{\nu_2} [P_{\text{rad}}(\nu)]^2 d\nu, \quad (1)$$

где η — квантовая эффективность детектора, P_{rad} — падающая оптическая мощность с учетом планковского распределения спектральной плотности черного тела. Первое слагаемое соответствует пуассоновской статистике фотонов, второе учитывает корреляции, связанные с группированием фотонов, которое становится существенным при больших числах заполнения мод. Мощность планковского фона определяется как

$$P_{\text{rad}}(\nu) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} h\nu n(\nu) d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{h\nu d\nu}{\exp(h\nu/k_B T_{bb}) - 1}, \quad (2)$$

где $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ — оптическая полоса (полоса приема антенны), T_{bb} — физическая температура абсолютно черного тела (термодинамического излучателя) или естественного фона при астрономических наблюдениях Вселенной или при радиометрических исследованиях земной поверхности. В терагерцовом диапазоне число фотонов на моду обычно мало ($n \ll 1$), и вкладом от группирования можно пренебречь. В этом приближении выражение (1) упрощается до [4]:

$$\text{NEP}_{\text{phot}}^2 \approx \frac{2}{\eta} P_{\text{rad}} h\nu.$$

4.2. Фононный (тепловой) шум

Долгое время было принято считать, что быстрое действие и чувствительность болометра являются противоречащими друг другу факторами. Это объясняется необходимостью согласования площади абсорбера с размером пятна освещения, с диском Эйри, который всегда больше длины волны, что не позволяло уменьшать массу и теплоемкость такого абсорбера. При этом повышение термоизоляции, которая улучшает чувствительность, приводило к замедлению теплообмена — к медленной релаксации температуры абсорбера. Оказалось, что продвинуться в направлении одновременного улучшения чувствительности болометра и скорости его отклика можно, используя ток электромагнитной антенны для неравновесного нагрева электронной

подсистемы микропленки. Это становится возможным, если электронная подсистема слабо взаимодействует с внутренним теплоотводом, что описывается моделью горячего электронного газа, который может выполнять роль поглотителя с малой теплоемкостью [4,27]. Такая подсистема может существовать как в полупроводнике, так и в сверхпроводнике, и ее теплоизоляция определяется взаимодействием с решеткой (фононами). Эта концепция была впервые предложена и реализована в технологии НЕВ [3,4]. Благодаря слабой связи между электронами и фононами тепловые флуктуации, являющиеся основным источником собственного шума „электронного абсорбера“, значительно снижаются при понижении температуры решетки [4]:

$$\text{NEP}_{\text{phon}}^2 = \xi k_B T_e^2 G_{e-ph}, \quad (3)$$

где $\xi = 4$, если $T_e = T$, и $\xi = 2$, если $T_e \gg T$; $G_{e-ph} = C_e/\tau_{e-ph}$ — теплопроводность электрон-фононного взаимодействия.

Предполагая применимость модели электронного газа в поглотителе RFTES-детектора, его электрон-фононная теплопроводность определяется соотношением

$$G_{e-ph} = n\Sigma V(T_e^{n-1} + T_{ph}^{n-1}),$$

где $n = 5-6$, и эквивалентная мощность фононного шума с учетом неравновесного распределения температуры может быть рассчитана путем использования следующего соотношения [4,27]:

$$\text{NEP}_{\text{phon}}^2 = \xi k_B n\Sigma V(T_e^{n+1} + T_{ph}^{n+1}). \quad (4)$$

Таким образом, мы получаем, что зависимость NEP от температуры электронной подсистемы характеризуется степенной функцией $\sim T^{(n+1)/2}$. Ниже покажем, что для MKID его внутренний шум имеет принципиально другую температурную зависимость.

4.3. Рекомбинационный шум

При низких температурах ($T \leq T_c/5$) концентрация квазичастиц в пленке сверхпроводника становится экспоненциально мала, и основным источником шума в пленочном поглотителе становится рекомбинационный шум [10,13–15]. Этот шум обусловлен стохастическими процессами распада и рекомбинации куперовских пар, что описывается флуктуациями концентрации сверхпроводящих носителей заряда. Эти флуктуации, в свою очередь, вызывают электронный шум нетепловой природы. Такая компонента NEP определяется следующим соотношением [16]:

$$\text{NEP}_{G-R}^2 = \frac{4\Delta^2}{\eta_{pb}^2} \frac{n_{qp} V}{\tau_{qp}}, \quad (5)$$

где n_{qp} — концентрация равновесных тепловых квазичастиц, τ_{qp} — постоянная времени распада квазичастиц

на куперовские пары (или время рекомбинации), η_{pb} — эффективность преобразования энергии фотона в квази-частицы.

Концентрации равновесных тепловых квазичастиц в сверхпроводнике при температуре T описываются статистикой Больцмана [13,44]:

$$n_{qp}(T, T_c) = 2N_0 \sqrt{2\pi k_B T \Delta} e^{-\Delta/(k_B T)}, \quad (6)$$

где N_0 — плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Время жизни квазичастиц τ_{qp} определяется соотношением [13,44]:

$$\tau_{qp} = \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_B T_c}{2\Delta} \right)^{5/2} \sqrt{\frac{T_c}{T}} e^{\Delta/(k_B T)} = \frac{\tau_0}{n_{qp}} \frac{N_0 (k_B T_c)^2}{2\Delta^2}. \quad (7)$$

Подставляя τ_{qp} и выражение для n_{qp} (6) в общую формулу для GR-шума (5), получаем зависимость рекомбинационного шума MKID в виде экспоненциальной функции, что означает существенно более крутую зависимость от температуры, чем это происходит для RFTES:

$$\text{NEP}_{G-R}^2 = \frac{8N_0 V \Delta^2}{\eta_{pb}^2 \tau_{qp}} \sqrt{2\pi k_B T \Delta} e^{-\Delta/(k_B T)}. \quad (8)$$

4.4. Результаты аналитических оценок и их обсуждение

Эквивалентная мощность шума NEP является интегральной характеристикой, определяющей минимальный детектируемый сигнал, и NEP, как показано выше, состоит из нескольких компонент, вес которых не одинаков для разных детекторов. Общей компонентой является неустраняемый фотонный шум. Поскольку различные физические механизмы флуктуаций статистически независимы, полный NEP-детектора определяется квадратичной суммой отдельных вкладов:

$$\text{NEP}^2 = \sum_i \text{NEP}_i^2.$$

Для MKID, для которых принципиален эффект нелинейной кинетической индуктивности, рабочий диапазон температур T лежит в области температур, для которых должно выполняться условие $T < T_c/5$, что означает применение поглотителей со сравнительно большим значением щелевой энергии Δ . Вследствие этого условия основным источником собственного шума является генерационно-рекомбинационный шум, так как фоновый шум пренебрежимо мал вследствие малого числа электрон-фононных взаимодействий, а энергия щели Δ , наоборот, близка к максимально возможной:

$$\text{NEP}_{\text{MKID}}^2 = \text{NEP}_{\text{phot}}^2 + \text{NEP}_{G-R}^2.$$

Для RFTES, работающего вблизи критической температуры, наоборот, доминирующим источником шума

является фоновый (тепловой) шум электронной подсистемы, что связано с выбором рабочей температуры $T \approx T_c$, когда число квазичастиц велико и превосходит число куперовских пар, а энергетическая щель Δ , наоборот, близка к нулю:

$$\text{NEP}_{\text{RFTES}}^2 = \text{NEP}_{\text{phot}}^2 + \text{NEP}_{\text{phon}}^2.$$

Таким образом, если детектор должен работать при заданной температуре криостатирования, то выбор MKID или RFTES должен учитывать, что для них невозможно использовать одинаковый материал: критические температуры пленок поглотителя должны отличаться не менее, чем в 5–10 раз.

Принципиальным для сравнительного анализа является тот факт, что собственные шумы обоих типов детекторов зависят от объема чувствительного элемента. Это означает, что уменьшение объема поглотителя должно приводить к повышению чувствительности. Однако существуют факторы оптимизации, ограничивающие такое уменьшение. В RFTES чувствительный элемент представляет собой короткий микромостик, все три геометрических размера которого могут быть выбраны независимо в пределах существующей технологии. В MKID поглотитель выполнен в виде длинной, часто извилистой линии, где длина на порядки превышает ширину и толщину. Это различие диктует необходимость выбора корректного базиса для сравнения. Наиболее обоснованным представляется подход, при котором за основу принимаются минимальные технологически достижимые размеры, определяемые возможностями электронной литографии и напыления тонких пленок. Такой подход позволяет сравнить предельные характеристики детекторов в условиях одинаковых технологических ограничений. Назовем эти условия технологическим паритетом.

Примем минимально достижимую ширину и длину мостика RFTES равными 100 nm, а минимальную толщину пленки — 20 nm. Тогда для RFTES минимальный объем микромостика составит $2 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^3$. Для расчета фонового шума в RFTES возьмем параметры для гафния из экспериментальных данных, полученных в работе [21] при температурах в диапазоне 200–400 mK, где материальный параметр был определен экспериментально как $\Sigma = 13.5 \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{m}^3 \text{K}^6)$, а показатель степени в формуле (4) $n = 6$. Сравним пороговую чувствительность с теорией [45], где константа материала Σ берется меньшей (примерно в 2.5 раза) и равна $5.5 \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{m}^3 \text{K}^6)$, а показатель степени — тот же ($n = 6$).

Для MKID при тех же ограничениях на сечение ($100 \times 20 \text{ nm}$) требуется использовать протяженный поглотитель, что необходимо для получения требуемой кинетической индуктивности и согласования с антенной. Как показано в работе [10], уменьшение длины до величины менее $50 \mu\text{m}$ приводит к недопустимому снижению доли кинетической индуктивности α и ухудшению согласования импеданса с антенной, что уменьшает эффективность регистрации сигнала. Уменьшение эффективности преобразования влияет, в первую очередь,

на возможность эффективного использования буферного усилителя. Это значит, что длина поглотителя MKID должна составлять порядка $100\ \mu\text{m}$, что при фиксированном сечении дает минимальный объем $0.2\ \mu\text{m}^3$. Таким образом, при одинаковых технологических ограничениях объем поглотителя MKID оказывается на три порядка больше, чем объем микромостика RFTES. Это различие обусловлено самой физикой работы детекторов: в MKID необходимо накопление кинетической индуктивности вдоль длины линии с типичным уровнем активной нагрузки резонатора $\sim 10^{-4}\ \Omega$, тогда как в RFTES резистивный отклик формируется в сосредоточенном объеме с характерным импедансом $\sim 1\ \Omega$, т.е. разница характерного значения импеданса составляет 4 порядка. Здесь можно заметить еще одну тенденцию: увеличение длины и рост объема поглотителя MKID сопровождаются пропорциональным ростом отклика (коэффициента преобразования). Это значит, что в первом приближении шум MKID не зависит от объема поглотителя, и проводимое сравнение действительно определяется сечением проводника (условием технологического паритета).

Для количественного сравнения шумовых характеристик необходимо задать параметры материалов для обоих детекторов. За более чем двадцатилетнюю историю развития технологии MKID был опробован целый ряд сверхпроводящих материалов: алюминий (Al) как классический материал первых детекторов [5,26–29], нитрид титана (TiN) и трехслойные структуры TiN/Ti/TiN, обеспечивающие высокую чувствительность и настраиваемую критическую температуру [30–32], платиносилицид (PtSi), применяемый в оптических MKID для высококонтрастной съемки экзопланет [33–36], гибридные структуры NbTiN–Al [9–11], и, наконец, гафний (Hf) [37,38]. Этот материал представляет особый интерес, поскольку он является основой для текущих разработок RFTES-детекторов [18,19,21].

Для конкретного сравнения по параметру NEP выбраны две конструкции MKID. Первая — гибридная структура NbTiN–Al, поскольку именно с этой технологией в недавней работе [10] продемонстрирована рекордная чувствительность $\text{NEP} \sim 3 \cdot 10^{-20}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ при температуре 120 mK, что делает ее актуальной референсной точкой. Вторая — MKID на основе гафния, что позволяет провести прямое сравнение с RFTES-детектором, использующим тот же материал. Параметры материалов, использованные для расчета шумов MKID, сведены в таблицу.

Если рассматривать применимость разрабатываемых детекторов в современных космических аппаратах, предназначенных для изучения реликтового излучения Вселенной, в диапазоне частот 100–500 GHz с разрешением $\Delta\nu/\nu \sim 3$ при $T_{bb} = 2.7\ \text{K}$ [46], то необходимо иметь $\text{NEP}_{\text{phot}} \sim 10^{-17} - 10^{-18}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$. На практике достаточно даже менее чувствительных детекторов по сравнению с этим идеализированным случаем, поскольку ненулевое излучение относительно теплого зеркала телескопа

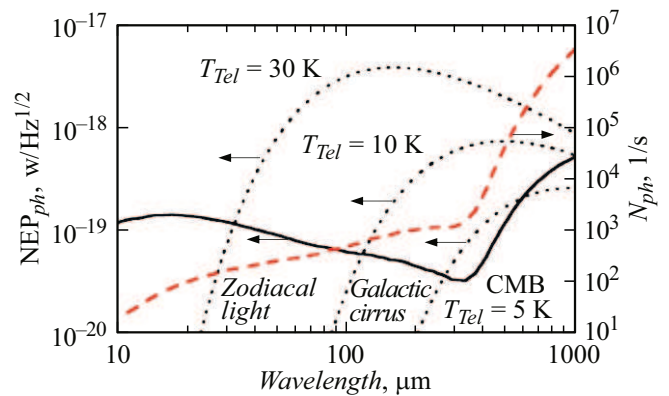


Рис. 5. Фундаментальные пределы чувствительности идеального детектора в дальнем ИК-диапазоне в режиме BLIP ($\Delta\nu/\nu \sim 1000$) из работы [4]. Сплошная линия — предел от фонового излучения Вселенной. Точки — пределы, вносимые излучением телескопа с излучательной способностью 5% при разных температурах его зеркала. Пунктир — необходимая скорость счета фоновых фотонов (правая ось).

(40 K) заметно увеличивает фоновый шум. В режиме BLIP (Background Limited Infrared Photons) для линейчатой спектроскопии с умеренным разрешением $\Delta\nu/\nu \sim 1000$, соответствующим типичной ширине субмиллиметровых линий с доплеровским уширением во внегалактических молекулярных облаках, оптимизация NEP становится сложнее. Вследствие малого коэффициента заполнения полосы приема сигналом интегральная мощность фонового (фотонного) шума может составлять существенную часть эффективного NEP. Сузив входную полосу детектора, мы уменьшаем фоновый шум, но увеличиваем спектральную плотность собственного шума, пересчитанную на вход. Получается, что для оптимально узкополосного детектора требуется более высокая чувствительность (более низкая NEP). На рис. 5 изображены зависимости NEP, характеризующие $\text{SNR} = 1$, по которым можно сделать заключение, что улучшать NEP радиоастрономического радиометрического приемника лучше, чем $10^{-19}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ вряд ли целесообразно, и это значение NEP можно принять как целеполагание при сравнении эффективности детекторов разного типа.

Сравнение MKID- и RFTES-детекторов, если оба изготовлены на основе пленки гафния, позволяет определить оптимальную область применения этого материала. Для достижения RFTES пороговой чувствительности $\text{NEP} = 1 \cdot 10^{-19}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (рис. 6, а) требуется охлаждение поглотителя из гафния с выбранной выше геометрией до температуры $\sim 273\ \text{mK}$, что следует из экспериментально полученных параметров гафния [21], или до $\sim 310\ \text{mK}$, если использовать теоретические параметры [45]. Эти температуры доступны для относительно простых и компактных сорбционных криостатов. Для сравнения MKID с поглотителем на основе алюминия достигает того же уровня чувствительности

Параметры материалов, использованные для расчета шумов MKID

Материал пленки поглотителя	Критическая температура, T_c , К	Энергетическая щель при $T = 0$, Δ_0 , meV	Плотность состояний на уровне Ферми, $N(0)$, $\text{J}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$	Время жизни квазичастиц, τ_{qp} , μs
Al	1.2	0.18	$1.08 \cdot 10^{47}$	200
Hf	0.4	0.06	$3.36 \cdot 10^{46}$	80

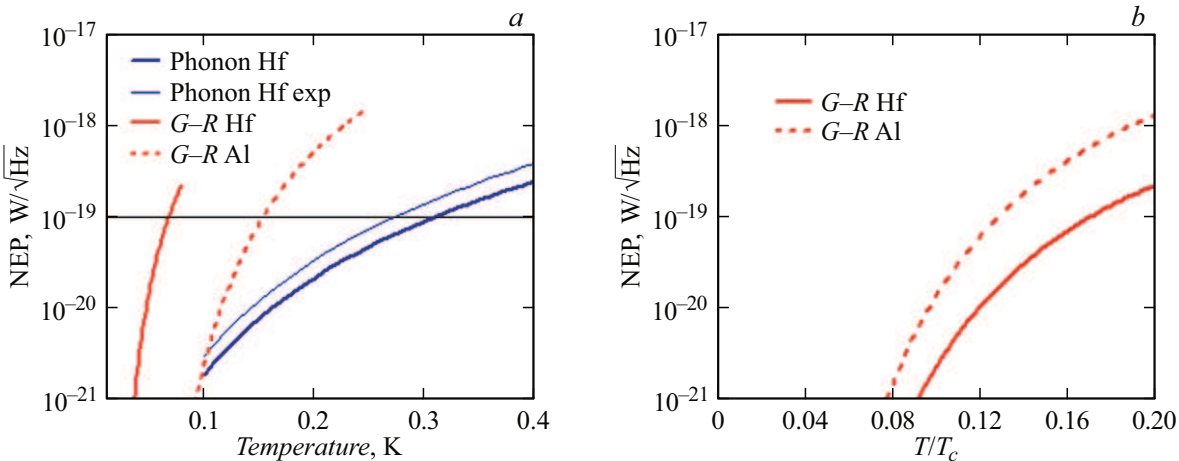


Рис. 6. *a* — сравнение температурных зависимостей доминирующих шумов для RFTES и MKID с учетом технологического паритета по объему их поглотителей. Для RFTES с объемом $V_{\text{RFTES}} \sim 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^3$ синей сплошной линией показан фоновый шум для T_c гафния, изменяющегося от 100 до 400 mK, где толстым показан NEP для эксперимента $\Sigma = 13.5 \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{m}^3\text{K}^6)$ [21] и тонким для теории $\Sigma = 5.5 \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{m}^3\text{K}^6)$ [45]. Для MKID с объемом $V_{\text{MKID}} \sim 0.2 \mu\text{m}^3$ красными линиями показан рекомбинационный шум: для поглотителя из алюминия (пунктир) и для поглотителя из гафния (сплошная). Горизонтальная черная линия отмечает порог $\text{NEP}_{\text{phot}} \approx 1 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$; *b* — зависимость рекомбинационного шума от нормированной температуры T/T_c для тех же материалов и том же объеме, что панель *a*.

лишь при $\sim 154 \text{ mK}$. Если же использовать пленку гафния в MKID-режиме, то понадобится охлаждение до примерно $\sim 62 \text{ mK}$ (рис. 6, *b*). Достижение таких низких температур требует значительно более сложных и дорогостоящих криостатов растворения, что, по-видимому, следует считать недостатком, особенно для использования в космических миссиях.

Заклучение

В результате проведенных исследований предложены критерии сравнения MKID- и RFTES-детекторов — одинаковая физическая температура и технологический паритет, основанный на технологически достижимой минимизации объема поглотителя без потери эффективности каждого из детекторов. Показано, что при внешнем сходстве схем считывания хорошо освоенной технологии MKID и новой гибридной технологии RFTES, использующих высокодобротные СВЧ-резонаторы и частотное мультиплексирование, физические механизмы детектирования и доминирующие шумы принципиально различаются. В MKID доминирует реактивный отклик, обусловленный изменением кинетической индуктивности при перераспределении концентрации квазичастиц

вблизи пучности тока резонатора СВЧ, что приводит к сдвигу резонансной частоты. В RFTES доминирует активный отклик, связанный с нагревом электронного газа в сосредоточенном микромостике, приводящем к изменению активного сопротивления электронной подсистемы, что модулирует добротность резонатора, не меняя его частоту.

Прослежена эволюция технологии MKID от первых алюминиевых детекторов до современных гибридных структур NbTiN–Al, TiN/Ti/TiN, PtSi и гафниевых MKID. Показано, что каждый этап этой эволюции был направлен на решение конкретных технологических проблем: снижение шумов двухуровневых систем, улучшение однородности критической температуры поглотителей по массиву детекторов, повышение кинетической индуктивности и чувствительности. Технология RFTES прошла путь от прототипов из ниобия при 4 K до современных детекторов с поглотителем из гафния, работающих при температурах 200–400 mK с NEP, близким к теоретически возможному для используемого материала и его объема.

Сравнение шумовых характеристик MKID и RFTES при одинаковых технологических ограничениях на минимальное сечение чувствительных элементов (ширина 100 nm, толщина 20 nm) показало, что RFTES имеет

преимущество в чувствительности примерно на порядок при заданной рабочей температуре, если область применения лежит в диапазоне температур 200–400 мК.

Сравнение оптимальных рабочих температур показало, что для получения пороговой чувствительности $NEP = 1 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, в том числе, для космических задач с охлаждаемой оптикой, RF TES на гафнии требует охлаждения до температуры $\sim 300 \text{ мК}$, что доступно с применением относительно простых сорбционных криостатов. В то же время MKID на алюминии достигает того же уровня чувствительности лишь при $\sim 150 \text{ мК}$, а MKID на гафнии — при $\sim 60 \text{ мК}$, что определенно требует использования сложных и дорогостоящих криостатов растворения.

Основные задачи развития технологии RF TES на сегодня связаны с получением заданной критической температуры сверхтонких пленок гафния, снижением эффекта старения интерфейса Hf/Nb (или с заменой его на диэлектрик) и уменьшением геометрических размеров мостика. В рамках подтвержденной экспериментально модели теплообмена для достижения рекордной в своем классе чувствительности порядка $10^{-20} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ потребуются субмикронные размеры поглотителя и снижение рабочей температуры до $\sim 100 \text{ мК}$. Возможность замены андреевских зеркал на нетуннельную диэлектрическую прослойку является уникальным преимуществом RF TES-технологии для регистрации сверхпроводящего перехода с применением СВЧ-тока в том числе для регистрации фотонов с энергиями, значительно превышающими энергию щели используемых сверхпроводников.

Проведенный анализ позволяет определить конкурентную нишу для перспективных RF TES-детекторов на гафнии как область температур $\sim 300 \text{ мК}$, доступных для сорбционных рефрижераторов. Учитывая полное сходство частотного мультиплексирования для MKID и RF TES и относительно простую технологию изготовления, можно заключить, что RF TES является весьма перспективной технологией для создания матричных приемников терагерцового излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках стратегического технологического проекта НИТУ МИСИС „Квантовый интернет“ в рамках программы стратегического академического лидерства „Приоритет-2030“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] П.Д. Насельский, Д.И. Новиков, И.Д. Новиков. *Реликтовое излучение* (Наука, М., 2003)
- [2] K.D. Irwin, G.C. Hilton. *Topics Appl. Phys.*, **99**, 63 (2005).

- [3] A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, R. Sobolewski. *Supercond. Sci. Technol.*, **15**, R1 (2002). DOI: 10.1088/0953-2048/15/4/201
- [4] B.S. Karasik, D.E. Prober, A. Sergeev. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech.*, **1** (1), 97 (2011). DOI: 10.1109/TTHZ.2011.2159560
- [5] B.S. Karasik, W.R. McGrath, H.G. LeDuc, M.E. Gershenson. *Supercond. Sci. Technol.*, **12**, 745 (1999). DOI: 10.1088/0953-2048/12/11/316
- [6] P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. *Nature*, **425**, 817 (2003). DOI: 10.1038/nature02037
- [7] B.A. Mazin. *Microwave Kinetic Inductance Detectors: In: Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy* (Pasadena, California, 2004)
- [8] N. Bluzer. *J. Appl. Phys.*, **78**, 7340 (1995). DOI: 10.1063/1.360383
- [9] J.J.A. Baselmans. *J. Low Temperature Phys.*, **167** (3), 292 (2012).
- [10] R.M.J. Janssen, J.J.A. Baselmans, A. Endo, L. Ferrari, S.J.C. Yates, A.M. Baryshev, T.M. Klapwijk. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 203503 (2013). DOI: 10.1063/1.4829657
- [11] J.J.A. Baselmans, F. Facchin, A. Pascual Laguna, J. Bueno, D.J. Thoen, V. Murugesan, N. Llobart, P. de Visser. *A & A*, **665**, A17 (2022). DOI: 10.1051/0004-6361/202243840
- [12] P.K. Day, N.F. Cothard, C. Albert, L. Foote, E. Kane, B.H. Eom, R.B. Thakur, R.M.J. Janssen, A. Beyer, P.M. Echternach, S. van Berkel, S. Hailey-Dunsheath, T.R. Stevenson, S. Dabironezare, J.J.A. Baselmans, J. Glenn, C.M. Bradford, H.G. LeDuc. *Phys. Rev. X*, **14** (4), 041005 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevX.14.041005
- [13] P.J. de Visser, J.J.A. Baselmans, P. Diener, S.J.C. Yates, A. Endo, T.M. Klapwijk. *J. Low Temp Phys.*, **167** (3–4), 335 (2012). DOI: 10.1007/s10909-012-0519-5
- [14] J. de Visser, J.J.A. Baselmans, J. Bueno, T.M. Klapwijk. *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 1–2 (2014). DOI: 10.1109/irmmw-thz.2014.6956151
- [15] Z. Pan, K.R. Dibert, J. Zhang, P.S. Barry, A.J. Anderson, A.N. Bender, B.A. Benson, T. Cecil, C.L. Chang, R. Gualtieri, J. Li, M. Lisovenko, V. Novosad, M. Rouble, G. Wang, V. Yefremenko. *IEEE Transactions on Appl. Supercond.*, **33** (5), 2400408 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3250167
- [16] A.V. Sergeev, M.Y. Reizer. *Intern. J. Modern Phys. B*, **10**, 635 (1996). DOI: 10.1142/S021797929600026X
- [17] С.В. Шитов. *Письма в ЖТФ*, **37** (19), 88 (2011).
- [18] A. Kuzmin, S.V. Shitov, A. Scheuring, J.M. Meckbach, L.S. Il'in, S. Wuensch, A.A. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech.*, **3** (1), 25 (2013). DOI: 10.1109/TTHZ.2012.2236148
- [19] S.V. Shitov, A.A. Kuzmin, M. Merker, M. Arndt, S. Wuensch, K.S. Ilin, E.V. Erhan, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27** (4), 2100805 (2017). DOI: 10.1063/1.4995981
- [20] А.В. Меренков, Т.М. Ким, В.И. Чичков, С.В. Калинин, С.В. Шитов. *ФТТ*, **64** (10), 1404 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53081.50NH
- [21] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. *IEEE Transactions Appl. Supercond.*, **28** (7), (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2827981

- [22] Т.М. Ким, А.В. Меренков, А.Б. Ермаков, Л.С. Соломатов, В.И. Чичков, С.В. Шитов. *ЖТФ*, **93** (7), 995 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55759.117-23
- [23] С.В. Шитов, Т.М. Ким, Л.С. Соломатов, Н.Ю. Руденко, А.В. Меренков, А.Б. Ермаков, В.И. Чичков. *ЖТФ*, **94** (7), 1060 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58341.168-24
- [24] М. Тинкхам. *Введение в сверхпроводимость* (Атомиздат, М., 1980)
- [25] В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников* (МЦ-НМО, М., 2000)
- [26] J. Zmuidzin. *Phys. Appl. Annual Rev. Condensed Matter Phys.*, **3**, 169 (2012).
- [27] F. Giazotto, T.T. Heikkilä, A. Luukanen, A.M. Savin, J.P. Pekola. *Rev. Modern Phys.*, **78**, 217 (2006). DOI: 10.1103/RevModPhys.78.217
- [28] A. Monfardini, L.J. Swenson, A. Bideaud, F.X. Désert, S.J.C. Yates, A. Benoit, A.M. Baryshev, J.J.A. Baselmans, S. Doyle, B. Klein, M. Roesch, C. Tucker, P. Ade, M. Calvo, P. Camus, C. Giordano, R. Guesten, C. Hoffmann, S. Leclercq, P. Mauskopf, K.F. Schuster. *A & A*, **521**, A29 (2010). DOI: 10.1051/0004-6361/201014727
- [29] A. Monfardini, R. Adam, A. Adane, P. Ade, P. André, A. Beelen, B. Belier, A. Benoît, A. Bideaud, N. Billot, O. Bourrion, M. Calvo, A. Catalano, G. Coiffard, B. Comis, A. d’Addabbo, F.-X. Désert, S. Doyle, J. Goupy, C. Kramer, S. Leclercq, J. Macias-Perez, J. Martino, P. Mauskopf, F. Mayet, F. Pajot, E. Pascale, N. Ponthieu, V. Revéret, L. Rodriguez, G. Savini, K. Schuster, A. Sievers, C. Tucker, R. Zylka. *J. Low Temp. Phys.*, **176** (5–6), 787 (2013). DOI: 10.1007/s10909-013-0985-4
- [30] S. Masi, P. de Bernardis, A. Paiella, F. Piacentini, L. Lamagna, A. Coppolecchia, P.A.R. Ade, E.S. Battistelli, M.G. Castellano, I. Colantoni. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **26** (2019). DOI: 10.1088/1475-7516/2019/07/003
- [31] P.D. Mauskopf, S. Doyle, P.S. Barry, S. Rowe, A. Bideaud, P. Ade, C. Tucker, E. Castillo-Domínguez, A. Monfardini, J. Goupy, M. Calvo. *J. Low Temp. Phys.*, **176**, 545 (2013). DOI: 10.1007/s10909-013-1069-1
- [32] B.J. Dober, P.A.R. Ade, P. Ashton, F.E. Angilé, J.A. Beall, D. Becker, K.J. Bradford, G. Che, H.-M. Cho, M.J. Devlin, L.M. Fissel, Ya. Fukui, N. Galitzki, J. Gao, Ch.E. Groppi, S. Hillbrand, G.C. Hilton, J. Hubmayr, K.D. Irwin, J. Klein, J. Van Lanen, D. Li, Zh.-Yu. Li, N.P. Lourie, H. Mani, P.G. Martin, Ph. Mauskopf, F. Nakamura, G. Novak, D.P. Pappas, E. Pascale, F.P. Santos, G. Savini, D. Scott, S. Stanchfield, J.N. Ullom, M. Underhill, M.R. Vissers, D. Ward-Thompson. *Proc. SPIE*, **9153**, 91530H (2014). DOI: 10.1117/12.2054419
- [33] A. Giachero, P.K. Day, P. Falferi, M. Faverzani, E. Ferri, C. Giordano, M. Maino, B. Margesin, R. Mezzena, R. Nizzolo, A. Nucciotti, A. Puiu, L. Zanetti. *J. Low Temp. Phys.*, **184** (1–2), 123 (2016). DOI: 10.1007/s10909-015-1441-4
- [34] M.R. Vissers, J. Gao, M. Sandberg, Sh.M. Duff, D.S. Wisbey, K.D. Irwin, D.P. Pappas. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (23), 232603 (2012). DOI: 10.1063/1.4804286
- [35] S.R. Meeker, B.A. Mazin, A.B. Walter, P. Strader, N. Fruitwala, C. Bockstiegel, P. Szypryt, G. Ulbricht, G. Coiffard, B. Bumble, G. Cencelo, T. Zmuda, K. Treptow, N. Wilcer, G. Collura, R. Dodkins, I. Lipartito, N. Zobrist, M. Bottom, J.C. Shelton, D. Mawet, J.C. van Eyken, G. Vasisht, E. Serabyn. *Publ. Publ. Astron. Soc. Pac.*, **130**, 065001 (2018). DOI: 10.1088/1538-3873/aab5e7
- [36] A.B. Walter, N. Fruitwala, S. Steiger, J.I. Bailey III, N. Zobrist, N. Swimmer, I. Lipartito, J.P. Smith, S.R. Meeker, C. Bockstiegel. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **132**, 125003 (2020). DOI: 10.1088/1538-3873/abc60f
- [37] P. Szypryt, S.R. Meeker, G. Coiffard, N. Fruitwala, B. Bumble, G. Ulbricht, A.B. Walter, M. Daal, C. Bockstiegel, G. Collura, N. Zobrist, I. Lipartito, B.A. Mazin. *Opt. Express*, **25** (21), 25894 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.025894
- [38] P. Szypryt, B.A. Mazin, G. Ulbricht, B. Bumble, S.R. Meeker, C. Bockstiegel, A.B. Walter. *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 151102 (2016).
- [39] G. Coiffard, M. Daal, N. Zobrist, N. Swimmer, S. Steiger, B. Bumble, B.A. Mazin. *Supercond. Sci. Technol.*, **33** (7), 07LT02 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/ab8d99
- [40] N. Zobrist, G. Coiffard, B. Bumble, N. Swimmer, S. Steiger, M. Daal, G. Collura, A.B. Walter, C. Bockstiegel, N. Fruitwala, I. Lipartito, B.A. Mazin. *Appl. Phys. Lett.*, **115** (21), 213503 (2019). DOI: 10.1063/1.5127768
- [41] А.Ф. Андреев. *ЖЭТФ*, **46** (5), 1823 (1964).
- [42] Л.С. Соломатов, А.В. Меренков, С.В. Шитов. *ФТТ*, **66** (6), 836 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58233.2НН
- [43] Л.С. Соломатов, С.В. Шитов. Материалы XXIV Международного симпозиума „Нанозифика и нанозлектроника“, 91 (2025).
- [44] A.E. Lowitz, E.M. Barrentine, S.R. Golwala, P.T. Timbie. *J. Low Temp. Phys.*, **176** (3–4), 523 (2014). DOI: 10.1007/s10909-014-1133-5
- [45] M.E. Gershenson, D. Gong, T. Sato. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (13), 2049 (2001). DOI: 10.1063/1.1407302
- [46] M. Yun, J.W. Beeman, R. Bhatia, J.J. Bock, W. Holmes, L. Hustead, T. Koch, J.L. Mulder, A.E. Lange, A.D. Turner, L. Wild. *Proc. SPIE.*, **4855**, 136 (2003).