

НАГРЕВ СМЕСИТЕЛЯ СВЕРХПРОВОДНИК—ИЗОЛЯТОР—СВЕРХПРОВОДНИК ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. В. Кинев^{1*}, *Ф. В. Хан*^{1,2}, *А. М. Чекушкин*¹, *В. П. Кошелец*¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва;

² Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

Представлены результаты исследования тепловых эффектов при воздействии сигналом лампы обратной волны на частоте $1,0 \div 1,1$ ТГц на смесительный элемент на основе туннельного перехода сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС) Nb-AlN-NbN, включённого в микрополосковую линию передачи NbTiN-SiO₂-Al. Разработанная приёмная система состоит из щелевой антенны, согласованных микрополосковых линий передачи и двух СИС-смесителей с площадью около 1 мкм². При воздействии сигнала на частоте вблизи 1 ТГц наблюдалось значительное изменение вольт-амперной характеристики СИС-переходов, которое выразилось в понижении щелевого напряжения и свидетельствовало о нагреве смесительного элемента, что существенно влияет на характеристики приёмной системы. Предложена аналитическая модель, описывающая изучаемую структуру при воздействии высокочастотного сигнала. Проанализированы механизмы, приводящие к непосредственному нагреву туннельного перехода и изменению функции распределения квазичастиц в материале электрода. Установлены эффекты и численно оценена степень их влияния на нагрев перехода и, как следствие, уменьшение щелевого напряжения. Рассчитаны общий бюджет тепловыделения и пространственное распределение температуры в интегральной схеме.

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее чувствительными гетеродинными приёмниками в диапазоне от 100 ГГц до примерно 1 ТГц на сегодняшний день являются смесители на основе туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС) [1–3]. Они активно используются преимущественно в радиоастрономических исследованиях для приёма сверхслабых сигналов субтерагерцового и терагерцового диапазонов из космоса и изучения атмосферы Земли [4–9], где важна рекордная чувствительность единичного прибора и не требуется серийное производство приёмных систем. Другим перспективным современным применением СИС-переходов являются кубиты на основе джозефсоновских контактов [10–12], а также схемы для управления ими, усиления сигналов при помощи параметрических усилителей [13] и считывания при помощи схем на основе квантовых интерферометров [14]. Переходы СИС на основе ниобия и его соединений активно используются в области температур, близкой к температуре кипения жидкого гелия (4 К), а в случае джозефсоновских переходов на основе алюминия требования к криогенным системам значительно выше, т. к. необходимы субкельвиновые температуры. При этом области применения алюминиевых переходов ограничены диапазоном сверхвысоких частот вследствие более низкой «щелевой» частоты по сравнению с ниобием и его соединениями.

Пределная рабочая частота качественных переходов на основе Nb-AlN-NbN составляет величину порядка $1,2 \div 1,4$ ТГц; несмотря на более высокое теоретическое значение «щелевой» частоты, на практике она определяется характеристиками входного тракта электродинамической

* nickolay@hitech.cplire.ru

системы, в которую включён переход. Щелевое напряжение СИС-перехода на основе Nb-Al/AlN-NbN определяется суммой энергетических щелей (Δ^{Nb} и Δ^{NbN}) двух сверхпроводников, из которых выполнены его электроды:

$$V_g^{\text{Nb-AlN-NbN}}(T) = \frac{\Delta^{\text{Nb}}(T) + \Delta^{\text{NbN}}(T)}{e}, \quad (1)$$

где T — температура перехода, e — элементарный заряд. Однако при накачке СИС-перехода достаточно мощным сигналом на частоте, превышающей щелевую частоту одного из электродов (около 700 ГГц для плёнок ниобия), происходит значительное уменьшение щелевого напряжения вследствие нагрева перехода из-за разрыва куперовских пар внутри электрода и, вероятно, изменения локальной функции распределения электронов $f_e(E)$ по энергиям E [15, 16]. Вопрос о том, является ли основной причиной понижения V_g физический нагрев или изменение $f_e(E)$, остаётся непрояснённым, а в большинстве работ обе причины указываются как возможные. Кроме того, механизм и локализация нагрева также остаются предметом дискуссий: нагреваться может как непосредственно туннельный контакт (в частности, вследствие растекания тока вынужденного квазичастичного туннелирования под действием внешнего сигнала), так и тонкие плёнки, составляющие электроды перехода, электроды линии передачи, линии задания смещения по постоянному току (вследствие разрыва куперовских пар и сильного разогрева электронной системы). Наконец, нагреваться может и вся микросхема под действием мощного излучения независимо от его частоты, однако в данной работе экспериментально показано, что нагрев перехода не вызван нагревом подложки.

Понижение энергетической щели СИС-перехода проявляется не только в изменении его вольт-амперной характеристики (ВАХ) [17, 18], но и в ухудшении шумовых характеристик приёмной системы [19]. Паразитный эффект нагрева практически не наблюдается для частот накачки ниже 700 ГГц (см., например, [8, 20, 21]), однако становится существенным при приближении к верхней границе рабочей частоты СИС-перехода (порядка и выше 1 ТГц) [18, 19, 22].

В работе [23] авторы предложили решение одномерной задачи теплопроводности и распределения температуры в системе с СИС-переходом Nb-AlO_x-Nb, встроенным в различные линии передачи: на основе ниобия и на основе алюминия (два независимых эксперимента); при этом единственным источником тепловой мощности являлся постоянный ток смещения, а вопросы тепловыделения в связи с накачкой на терагерцовой частоте не рассматривались. В работе [17] авторы, напротив, стараются корректно учесть мощность высокочастотной накачки, однако рассматривают систему СИС-перехода Nb-AlO_x-Nb в линии передачи NbTiN-NbTiN с более высокой энергетической щелью электродов, что создаёт барьер для выхода «горячих» электронов из локальной области СИС-перехода и приводит к его сильному нагреву, который выражается в участке отрицательного дифференциального сопротивления в области щелевого напряжения даже в отсутствие накачки.

Многие вопросы, в частности о зависимости теплового эффекта от частоты накачки, а также о вкладе разрыва куперовских пар в электродах СИС-перехода и линиях передачи за счёт терагерцового излучения в мощность притока тепла в систему, до сих пор количественно не рассматривались. В данной работе мы количественно проанализировали влияние накачки на частоте выше 1 ТГц как на нагрев элементов интегральной схемы, так и на изменение функции распределения электронов в сверхпроводящих электродах и обозначили наиболее важные механизмы паразитного нагрева. Результат анализа является крайне полезным с точки зрения оценок изменения характеристик смесительного элемента при проектировании приёмных систем.

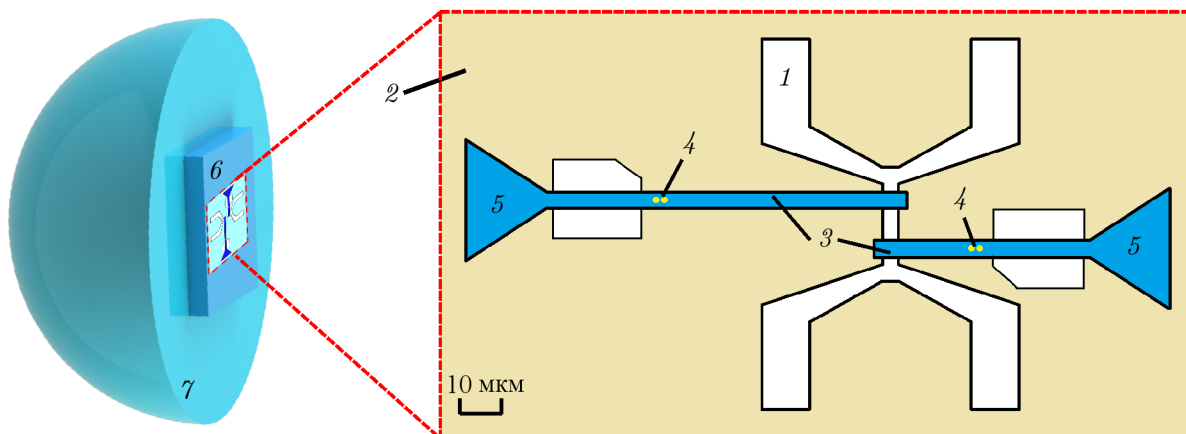


Рис. 1. Интегральная схема для детектирования терагерцового излучения на основе СИС-смесителей: 1 — щелевая антенна, 2 — нижний электрод интегральной схемы на основе NbTiN, 3 — верхний электрод интегральной схемы на основе Al, 4 — двойной СИС-смеситель на основе двух туннельных переходов Nb-AlN-NbN с площадью каждого из них 1 мкм^2 , 5 — высокочастотный фильтр, 6 — подложка из кремния, 7 — линза из кремния

1. ОПИСАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО СИС-СМЕСИТЕЛЯ

Была численно смоделирована и изготовлена схема, детектирующая сигнал в диапазоне $0,9 \div 1,1 \text{ ТГц}$, на основе СИС-переходов в качестве приёмных элементов. Разработанная схема состоит из приёмной щелевой антенны, выполненной в нижнем электроде сверхпроводящей структуры и размещённой в фокусе собирающей линзы из кремния, и двух СИС-смесителей, каждый из которых, в свою очередь, состоит из двух параллельно соединённых СИС-переходов с площадью каждого из них 1 мкм^2 , а также набора согласованных линий передачи (см. рис. 1). Чтобы избежать дополнительного паразитного затухания в электродах терагерцовой линии передачи, последняя была изготовлена из NbTiN-SiO₂-Al вместо традиционно используемой Nb-SiO₂-Nb, затухание в которой резко возрастает на частотах выше 750 ГГц согласно теории Маттиса—Бардина [24]. В используемых линиях передачи нижний электрод на основе NbTiN является сверхпроводящим с щелевой частотой около 1,2 ТГц, в то время как алюминий является нормальным металлом и не создаёт эффекта дополнительной энергетической «ловушки» (затвора) для электронов на границе NbN/Al, который описан, например, в работе [17] для интерфейса Nb/NbTiN.

Разработанная схема предусматривает дальнейшую оценку параметров затухания в линиях передачи, поэтому состоит из двух секций микрополосковой линии различной длины — $\lambda/4$ (далее короткая секция) и $3\lambda/4$ (далее длинная секция), при этом включённые в них СИС-переходы являются одинаковыми с точностью до технологических отклонений при изготовлении; здесь λ — длина волны. Разница между мощностью принимаемого излучения в длинной и короткой секциях позволяет оценить параметры затухания в линии передачи (результаты численного моделирования представлены на рис. 2), однако для оценки абсолютного значения детектируемой мощности необходимо знать целый ряд параметров СИС-перехода, что оказалось достаточно затруднительным из-за паразитного эффекта нагрева в структуре.

Следует отметить, что в рамках данной статьи режим работы исследуемого СИС-перехода в качестве смесительного элемента не демонстрируется, а регистрируется лишь одночастотный мощный сигнал внешнего источника. Тем не менее технология изготовления СИС-переходов и ин-

тегральной схемы, рассмотренных в данной работе, полностью идентичны технологии изготовления СИС-смесителей и интегральных схем в составе субтерагерцовых и терагерцовых приёмников, а рассматриваемая мощность накачки СИС-переходов на уровне долей–единиц микроватт соизмерима с мощностью гетеродинной накачки СИС-смесителей. Именно поэтому в рамках данной работы объект исследования назван СИС-смесителем в соответствии со своим функциональным назначением.

Принципы построения разработанной схемы и методы компьютерного расчёта более детально описаны в работах [25, 26]. Фотошаблоны для данной схемы изготавливались методами электронно-лучевой литографии [27], а многослойные структуры на кремниевой подложке — при помощи магнетронного напыления [28]. Топология элементов формировалась путём ультрафиолетовой литографии и плазмохимического травления [29, раздел II В]. Технологический разброс площади переходов составил менее 5%, что определялось измерением сопротивления перехода R_n при криогенной температуре на ветви ВАХ нормального сопротивления выше целевого напряжения V_g . Образцы были изготовлены с использованием уникальной научной установки «Криоинтеграл» (№ 352529 в каталоге уникальных научных установок «Научно-технологическая инфраструктура Российской Федерации»).

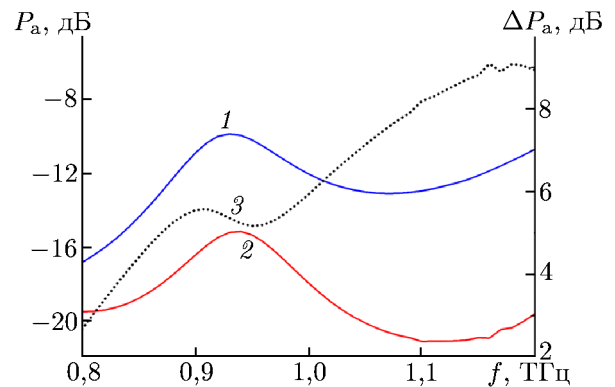


Рис. 2. Зависимость коэффициентов поглощения сигнала P_a от частоты f в короткой (кривая 1) и длинной (кривая 2) секциях микрополосковой линии и их разницы ΔP_a (кривая 3)

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАКАЧКИ СИС-СМЕСИТЕЛЯ НА ЧАСТОТАХ ВЫШЕ 1 ТГц

Криогенный модуль СИС-смесителя, состоящий из микросхемы, установленной на линзу (см. рис. 1), платы смещения по постоянному току с фильтром и набора держателей, размещается в вакуумном заливном криостате с жидким гелием. Охлаждение микросхемы от холодного дна криостата обеспечивается через механический контакт большого количества последовательно включённых элементов: алюминиевых держателей, форма которых обеспечивает приёмный оптический тракт, линзы из кремния, которая контактирует с алюминиевым держателем через специальную прокладку из индия с высокой теплопроводностью, а также двух параллельных хладопроводов, представляющих собой проволоку из чистого (более 99,99%) алюминия с диаметром 2,0 мм, которые крепятся к холодному дну криостата посредством независимых алюминиевых держателей. Электрический контакт между контактными площадками микросхемы и платой смещения обеспечивается при помощи алюминиевых проволок с диаметром 25 мкм, которые крепятся при помощи ультразвуковой сварки. Измерение параметров СИС-смесителей по постоянному току происходит по специальной 5-контактной схеме с нагрузочным сопротивлением для защиты перехода от спонтанных скачков тока: два провода для контроля напряжения, два провода для контроля туннельного тока и один дополнительный провод для задания тока через нагрузочное сопротивление. Каждый из двух СИС-переходов в короткой и длинной секциях имеет независимый подвод измерительных проводов.

Приёмная схема внутри криостата располагается напротив входного оптического окна из майлара, прозрачного в терагерцовом диапазоне частот. Источником накачки СИС-смесителей является лампа обратной волны (ЛОВ) диапазона 0,95÷1,13 ТГц, управляемая замедляющим на-

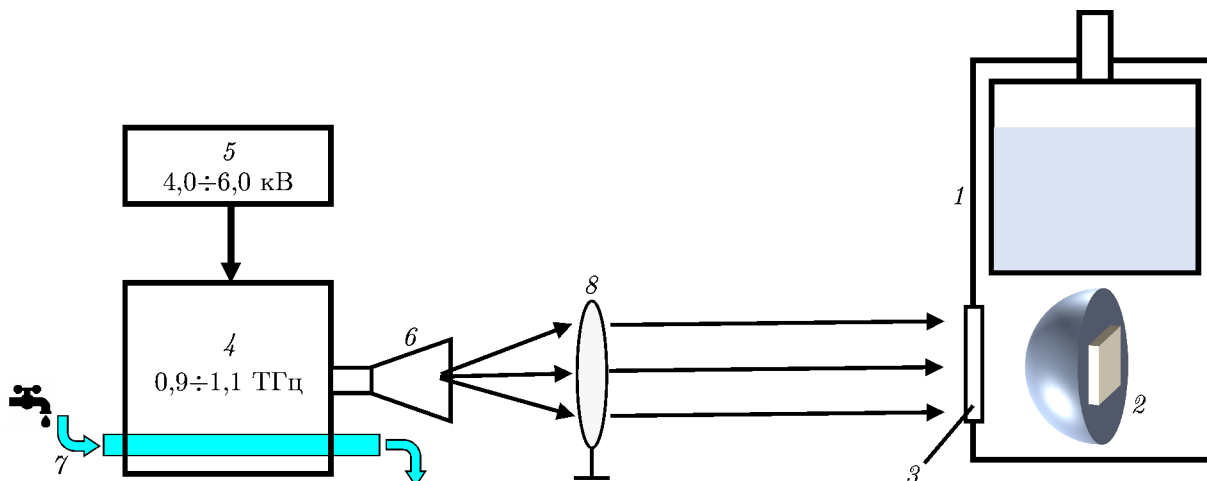


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 — заливной криостат, 2 — приёмная микросхема в составе криогенного модуля, 3 — входное окно криостата, 4 — ЛОВ в постоянном магните, 5 — высоковольтный источник питания ЛОВ, 6 — выходной волновод с рупором, 7 — водяная система охлаждения ЛОВ, 8 — собирающая линза. Стрелками условно обозначена схема квазиоптического тракта в приближении линейной оптики

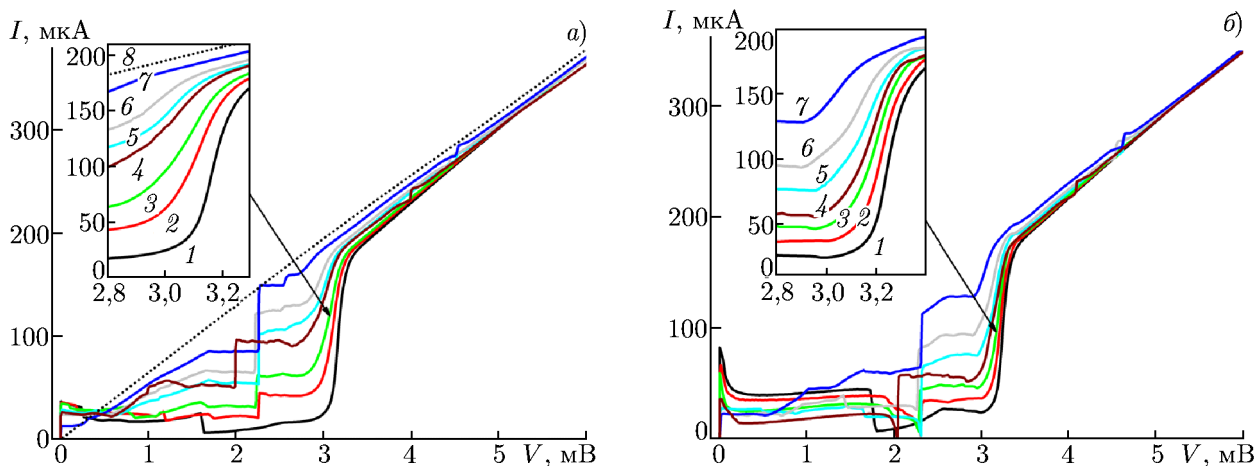


Рис. 4. Набор ВАХ СИС-смесителя в короткой секции (а) и в длинной секции (б): 1 — без внешнего воздействия, 2–8 — с накачкой сигналом ЛОВ различной мощности и частоты (2 — 1,13 ТГц, 3 — 1,115 ТГц, 4 — 0,998 ТГц, 5 — 1,13 ТГц, 6 — 1,106 ТГц, 7 — 1,13 ТГц, 8 — 1,123 ТГц, насыщение для смесителя в короткой секции)

пряжением катода в диапазоне 4÷6 кВ. Охлаждение ЛОВ в процессе работы осуществлялось с помощью проточной воды с постоянной температурой. Подача сигнала ЛОВ на СИС-переход проводилась путём непосредственного расположения выходного рупора ЛОВ напротив входного окна криостата при помощи ручной подстройки. Наибольшую мощность накачки удалось достичь при размещении одной собирающей линзы из тефлона с фокусным расстоянием 75 мм, расстояние от линзы до входного окна составляло около 550 мм. Схема эксперимента представлена на рис. 3.

Результаты мощной терагерцевой накачки СИС-переходов сигналом ЛОВ представлены семейством ВАХ под воздействием сигнала на рис. 4. Для наглядности показан широкий набор

кривых накачки при различной частоте и/или мощности поглощения сигнала (номер кривой возрастает с ростом мощности накачки), при этом для перехода в короткой секции на определённой частоте удалось достичь абсолютного насыщения, когда ВАХ туннельного перехода вырождается в ВАХ линейного сопротивления (см. кривую 8 на рис. 4а). Для ослабления накачки на некоторых частотах между ЛОВ и приёмной схемой дополнительно устанавливались один или несколько слоёв поглотителя. Мощная накачка наблюдалась одновременно на обоих смесителях в длинной и короткой секциях (кривые с одинаковым и номерами на рис. 4а и б соответствуют одной рабочей точке ЛОВ и измерялись одновременно).

Поскольку критический ток СИС-переходов не подавлен, на ВАХ обоих смесителей наблюдается чётко выраженная первая ступень Шапиро в диапазоне напряжений $2,0 \div 2,3$ мВ, а также слабо выраженная вторая ступень при напряжениях $4,0 \div 4,6$ мВ. Несмотря на большой отклик перехода на высокочастотный сигнал в виде ступеней Шапиро, в качестве детектирующего механизма в действующих приёмных системах на основе туннельных контактов используют квазичастичное туннелирование [2], а джозефсоновские ступени Шапиро, напротив, являются паразитным эффектом ввиду высокого уровня шумов и минимизируются путём подавления критического тока в переходе.

Наличие неподавленного критического тока создаёт целый ряд трудностей при численном анализе результатов: во-первых, суперпозиция ступеней Шапиро и квазичастичных ступеней накачки делает достаточно трудноразличимыми «границы» последних на ВАХ, а во-вторых, мешает определять квазичастичный ток непосредственно из рабочей точки на ВАХ. Подавление критического тока в нашей системе оказалось достаточно трудной технической задачей в силу особенностей конструкции квазиоптического тракта. Внешний диаметр держателя микросхемы составляет 40 мм, так что длина провода для катушки с необходимым числом витков для создания достаточного магнитного поля оказалась более 500 м, а задание тока через катушку приводило к значительному нагреву в криогенной системе. Возможно проектирование линии управления магнитным полем непосредственно на микросхеме, однако из-за особенной конструкции целевой антенны данная задача ещё не решена и подавление критического тока в исследуемой системе отсутствует.

Ключевой проблемой, исследованию которой посвящена данная работа, является эффект значительного снижения щелевого напряжения перехода V_g , продемонстрированный на вставках на рис. 4а и б. Так, для мощности накачки, которой соответствует квазичастичная ступень с высотой около $1/2$ от туннельного скачка без внешнего воздействия (кривая 4 на рис. 4а, кривая 5 на рис. 4б), сдвиг щелевого напряжения ΔV_g составляет около 0,13 мВ. Данный сдвиг довольно значителен с точки зрения конечных характеристик приёмного устройства и должен учитываться на этапе разработки. В [17–19] показано, что данный сдвиг может быть полностью описан в терминах нагрева перехода, т. е. изменения его температуры и, как следствие, V_g в соответствии с выражением (1). Действительно, для тех кривых накачки, для которых по графику ВАХ возможно определение щелевого напряжения V_g^{pump} , можно подобрать соответствующий нагрев СИС-перехода без терагерцовой накачки, при котором щелевое напряжение V_g^{heat} станет равным V_g^{pump} , что было показано в работах [19, 26]. Следует отметить, что уменьшение щелевого напряжения может быть описано не только с точки зрения нагрева системы, но и в терминах изменения функции распределения электронов $f_e(E, T)$ в сверхпроводнике в области перехода, которое также влияет на энергетическую щель сверхпроводника [15, 16]. Таким образом, в неравновесном случае энергетическую щель, скажем, ниобия следовало бы обозначать не $\Delta^{\text{Nb}}(T)$, а $\Delta^{\text{Nb}}[T, f_e^{\text{Nb}}(E, T)]$. В разделе 3 будет показано, что изменение энергетической щели вследствие генерации квазичастиц из-за разрыва куперовских пар приходящим излучением и изменения $f_e(E, T)$ ничтожно мало по сравнению с её изменением, вызванным физическим нагревом.

Здесь важно отметить, что сдвиг щелевого напряжения переходов обусловлен именно локальным воздействием терагерцового сигнала, но не физическим нагревом всей системы (подложки), как могло бы происходить, например, если бы подложка нагревалась от падающего инфракрасного или лазерного излучения. Подтверждением этому являлся дополнительный эксперимент с такой оптической настройкой системы, когда переход в одной секции накачивался сильно, практически переходя в режим насыщения, а переход во второй секции оставался практически ненакачанным, при этом щелевое напряжение ненакачанного перехода практически не изменялось (в случае нагрева подложки оно должно было бы сместиться). Также в недавней работе [25, раздел 2] описан случай с экспериментальным образцом идентичной конструкции, в котором из-за технологических особенностей реализована ситуация, когда переход в длинной секции накачивается достаточно сильно (близко к насыщению), а переход в короткой секции практически не накачивается. При этом у перехода в длинной секции под действием сильной накачки щелевое напряжение значительно уменьшается, а у перехода в короткой секции сдвига щели не происходит, что также подтверждает отсутствие разогрева всей интегральной схемы. Следующий раздел посвящён теоретическому анализу эффекта уменьшения щелевого напряжения СИС-смесителя под воздействием терагерцового сигнала.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ И РЕШЕНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

3.1. Эффект «электронной ловушки» для квазичастиц в ниобии

В данном подразделе рассмотрена динамика квазичастиц и фононов в ниобии при воздействии излучения с частотой около 1 ТГц. Из-за разной величины сверхпроводниковой щели у Nb, NbN и NbTiN неравновесные квазичастицы, возбуждённые в ниобии, оказываются в «ловушке», вызванной наличием андреевского отражения на границе сверхпроводников, и их избыточная энергия может покинуть систему только за счёт фононов, образующихся после их рекомбинации. В связи с этим возможен локальный перегрев ниобия и «скачок» температуры на границе между СИС-переходом и электродами микрополосковой линии, в которую он встроен.

Следует отметить, что существует несколько механизмов, объясняющих изменение энергетической щели Δ в сверхпроводнике. Помимо уменьшения Δ вследствие нагрева СИС-перехода за счёт мощности, выделяющейся при протекании постоянного и переменного тока (как считается в большинстве работ по данной теме), сдвиг щели может быть также вызван изменением функции распределения квазичастиц $f_e(E, T)$, которая входит в неявное уравнение для её определения:

$$\frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} = \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE \frac{1 - 2f_e(E, T)}{\sqrt{E^2 - \Delta(T)^2}}, \quad (2)$$

где $N(0)$ — плотность квазичастичных состояний на поверхности Ферми в единице объёма, V_{BCS} — потенциал спаривания в модели Бардина—Купера—Шриффера, $f_e(E, T)$ — неравновесная функция распределения квазичастиц при воздействии внешнего возмущения. Зачастую вместо нахождения неравновесной функции распределения говорят о повышении эффективной температуры, а функцию распределения оставляют равновесной.

Задача нахождения функции распределения в сверхпроводящих плёнках под воздействием внешнего терагерцового излучения решалась в работах [15, 16, 30] при помощи кинетического уравнения. Однако во всех этих работах рассматривались отдельные сверхпроводящие плёнки, а не туннельные переходы. Несколько проще подход, описанный в работе [31], где генерация

избыточных квазичастиц и их последующая рекомбинация приводят к повышению эффективной температуры фононной подсистемы, локальному перегреву сверхпроводника и понижению сверхпроводниковой щели. В данной работе в качестве первой итерации было решено использовать последний подход.

В основе этого подхода лежат скоростные уравнения Ротварфа–Тейлора [32], описывающие эволюцию во времени t числа квазичастиц и фононов с энергией $\hbar\Omega > 2\Delta^{\text{Nb}}$:

$$\frac{dN}{dt} = I_0 + \frac{2N_\omega}{\tau_B} - RN^2, \quad \frac{dN_\omega}{dt} = \frac{RN^2}{2} - \frac{N_\omega}{\tau_B} - \frac{N_\omega - N_{\omega T}}{\tau_{\text{esc}}}, \quad (3)$$

которые в стационарном случае можно привести к виду

$$\frac{N_\omega}{N_{\omega T}} = 1 + \frac{I_0\tau_{\text{esc}}}{2N_{\omega T}}, \quad \left(\frac{N}{N_T}\right)^2 = 1 + \left(1 + \frac{\tau_{\text{esc}}}{\tau_B}\right) \frac{I_0\tau_R}{N_T}, \quad (4)$$

где N — концентрация квазичастиц, N_ω — концентрация фононов с энергиями $\hbar\Omega > 2\Delta$ в неравновесном состоянии, N_T и $N_{\omega T}$ — концентрации квазичастиц и фононов с энергиями $\hbar\Omega > 2\Delta$ в состоянии термодинамического равновесия при температуре T соответственно, I_0 — скорость генерации квазичастиц, τ_B — время жизни высокоэнергичного фонона до разрыва куперовской пары, R — коэффициент рекомбинации ($\tau_R = 1/(N_T R)$ — время рекомбинации квазичастиц), τ_{esc} — время выхода фонона из ниобия. Все времена рассчитаны по формулам из работы [33] в приближении параболического спектра элиашберговской функции $\alpha^2 F(\Omega)$. Стоит подчеркнуть, что в рамках данной модели предполагается уход энергии из сверхпроводника только за счёт высокоэнергичных фононов, получающихся при рекомбинации квазичастиц, что соответствует случаю электронов в ниобии, находящихся в потенциальной ловушке.

Концентрации равновесных квазичастиц и фононов при температуре T , а также скорость генерации квазичастиц за счёт разрыва пар высокоэнергичными фотонами могут быть найдены по формулам

$$N_T = N(0) \sqrt{2\pi k_B T \Delta(T)} \exp[-\Delta(T)/(k_B T)],$$

$$N_{\omega T} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3 \left(\frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3}\right) \int_{2\Delta(T)/(k_B T)}^{\theta_D/T} \frac{x^2 dx}{\exp(x) - 1},$$

$$I_0 = 2 \cdot 0,8 \frac{P}{hf} \frac{1}{V}, \quad (5)$$

где V — объём ниобиевого электрода, c_l и c_t — скорости продольных и поперечных фононных мод соответственно, k_B — постоянная Больцмана, f — частота излучения, $h = \hbar/(2\pi)$. В условиях задачи $N_T \sim 0,24 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $N_{\omega T} \sim 1,5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $I_0/V \sim 1 \cdot 10^{30} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Числовой коэффициент в третьем уравнении (5) обусловлен предположением, что при поглощении каждого терагерцового фотона появляются две квазичастицы, а вероятность такого процесса при рассматриваемых мощности и частоте сигнала примерно равна 0,8. Время выхода высокоэнергичного фонона τ_{esc} определяется временем диффузии, которое для рассматриваемых образцов составляет около 50 пс. При мощности сигнала ЛОВ $P = 1$ мВт, взятой для расчёта заведомо больше экспериментальной, имеем $N_\omega/N_{\omega T} - 1 \sim 3 \cdot 10^{-5}$, или $[1 - \Delta^*/\Delta(T)] \sim 10^{-5}$, где Δ^* — энергетическая щель в неравновесном состоянии.

Таким образом, локальный перегрев ниобия и уменьшение Δ за счёт поглощения высокоэнергичных терагерцовых фотонов и генерации избыточных квазичастиц, попадающих в электронную ловушку, оказываются пренебрежимо малыми факторами и далее рассматриваться не будут.

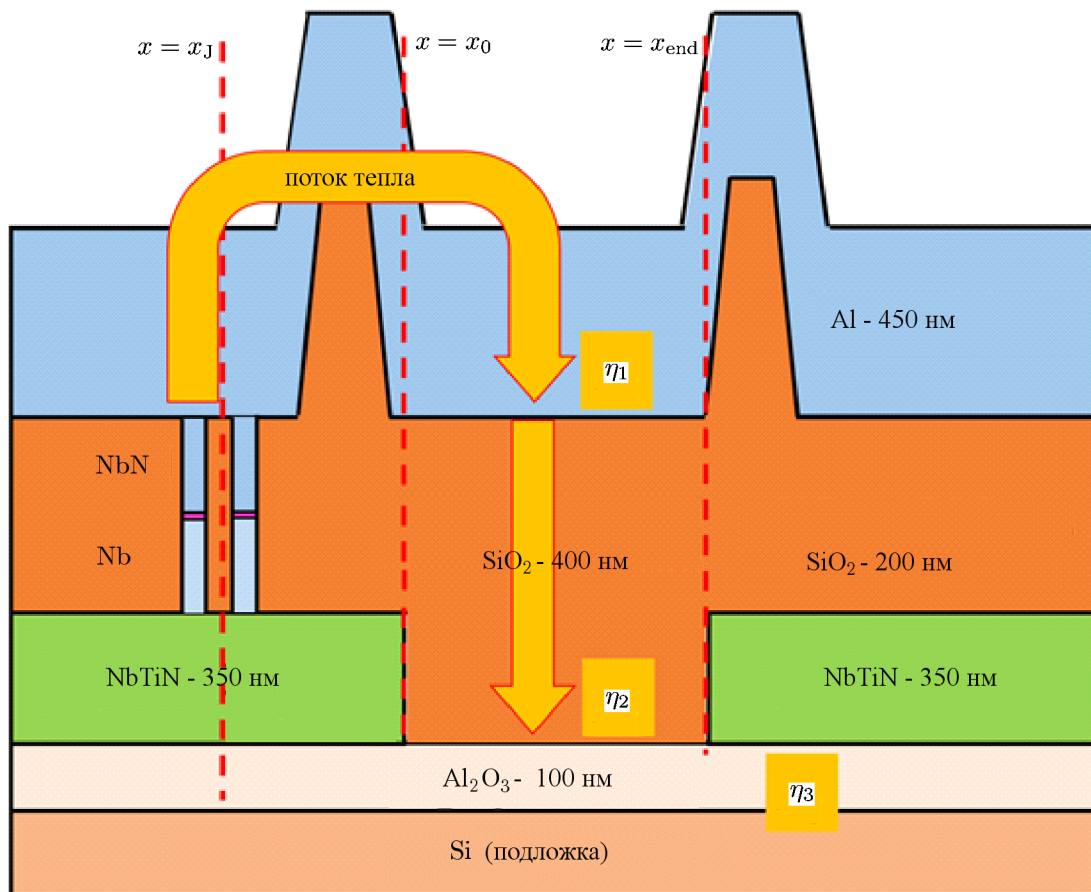


Рис. 5. Схематичное изображение слоёв исследуемой структуры (η_1, η_2, η_3 — коэффициенты прохождения фононов через соответствующие границы двух сред; x_J, x_0 и x_{end} — положение джозефсоновских переходов, начала и конца отверстия в слое NbTiN соответственно)

3.2 Описание теоретической модели

Схематичное изображение многослойной исследуемой структуры в области СИС-перехода показано на рис. 5. Кремниевая подложка, которая находится на кремниевой линзе во время проведения эксперимента, покрыта тонким слоем Al_2O_3 для защиты поверхности подложки в процессе формирования нижнего электрода. Далее расположен нижний электрод из NbTiN, на котором формируется трёхслойная структура Nb-Al/AlN-NbN. На поверхность NbTiN наносится слой алюминия толщиной около 7 нм для защиты во время травления трёхслойной структуры в плазме CF_4 при формировании туннельных переходов. Далее проводится анодирование структур с целью предотвращения закорачивания между электродами туннельных контактов [27, 28]. После этого напыляется слой SiO_2 и формируется верхний алюминиевый электрод.

Распределение температуры в алюминиевом электроде в стационарном случае можно описать при помощи уравнения теплопроводности и граничных условий к нему:

$$-\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Y}{d_{Al}} (T - T_b) = 0, \tag{6}$$

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_J} = \frac{P_\Sigma}{W_{Al} d_{Al}}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_0-0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_0+0}, \quad T(x_0-0) = T(x_0+0), \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_{end}} = 0, \tag{7}$$

Таблица 1. Параметры материалов, используемые в компьютерных расчётах

№	Материал	ρ , г/см ³	c_l , м/с	c_t , м/с	η
1	Al	2,7	6 700	3 300	0,6
2	SiO ₂	2,2	6 100	4 100	0,34
3	Al ₂ O ₃	3,5	10 900	6 400	0,95
4	Si	2,3	9 000	5 300	—

где κ — коэффициент теплопроводности на единицу объёма, Y — коэффициент теплопередачи, d_{Al} — толщина алюминиевого электрода, W_{Al} — его ширина, координаты x_l , x_0 и x_{end} определяют положение переходов, начало окна в NbTiN-электроде и его конец соответственно, T_b — температура кремниевой подложки, P_Σ — полная мощность, выделяющаяся на переходе (все её составляющие будут рассмотрены далее). Первое граничное условие описывает источник тепла в области переходов, второе и третье — непрерывность температуры и теплового потока на границе «окна» в слое NbTiN около переходов соответственно, четвёртое — отсутствие теплового потока на противоположном крае «окна» в NbTiN.

Коэффициент теплопроводности алюминия в условиях проведения эксперимента на несколько порядков превышает коэффициенты теплопроводности всех остальных материалов. Следовательно, основной поток тепла от джозефсоновских контактов будет проходить так, как показано стрелкой на рис. 5. Из-за большого рассогласования акустических импедансов в каждом слое коэффициент теплопередачи оказывается более чем на порядок меньше рассчитанного по формуле $Y = C_v^e d_{Al} / \tau^{esc}$, где C_v^e — теплоёмкость единицы объёма алюминиевой плёнки, d_{Al} — её толщина, а τ^{esc} — время выхода фононов из плёнки в подложку. Следует отметить, что для образцов, находящихся в жидком гелии, коэффициент теплопередачи оказывается существенно больше ввиду прямого контакта с гелием, а Y в таком случае — это сопротивление Капицы [23].

Эффективное время выхода фононов было рассчитано по формуле $\tau^{eff} = \tau^{esc} / \eta$, где $\eta = \eta_1 \eta_2 \eta_3$ — коэффициент прохождения через границы слоёв (см. обозначения на рис. 5), полученный при усреднении по всем возможным углам падения на границу, а также одной продольной и двум поперечным поляризациям фононов. Коэффициенты рассчитаны по формулам из работы [34]. Параметры каждого слоя и коэффициенты прохождения фононов между слоями приведены в табл. 1.

Коэффициент теплопроводности алюминия κ рассчитан по формуле Видемана—Франца из измерений удельной проводимости алюминиевой плёнки, напылённой при тех же условиях, что и на образцах.

Уравнение (6) можно переписать в виде

$$-\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{(T - T_b)}{l'^2} = 0, \quad (8)$$

где величина $l' = \sqrt{\kappa d_{Al} / Y}$ имеет смысл характерного расстояния, на котором устанавливается распределение температуры. В условиях задачи $l' \approx 15$ мкм, что много больше толщины алюминиевой плёнки (0,45 мкм), её ширины ($W_{Al} = 4$ мкм) и расстояния между переходами (2 мкм). В связи с этим рассмотрение задачи в одномерном приближении, сведение двух переходов к одному тепловому источнику и проведение расчётов по формулам, приведённым выше, оправданы.

Вообще говоря, коэффициенты теплопроводности κ и теплопередачи Y зависят от температуры. В частности, $l' = \sqrt{\kappa d_{Al} / Y} \propto \sqrt{\tau^{esc}} \propto T^{-3/2}$ [35]. Однако при решении они предполагались постоянными для каждого значения мощности приходящего от ЛОВ излучения ввиду малости

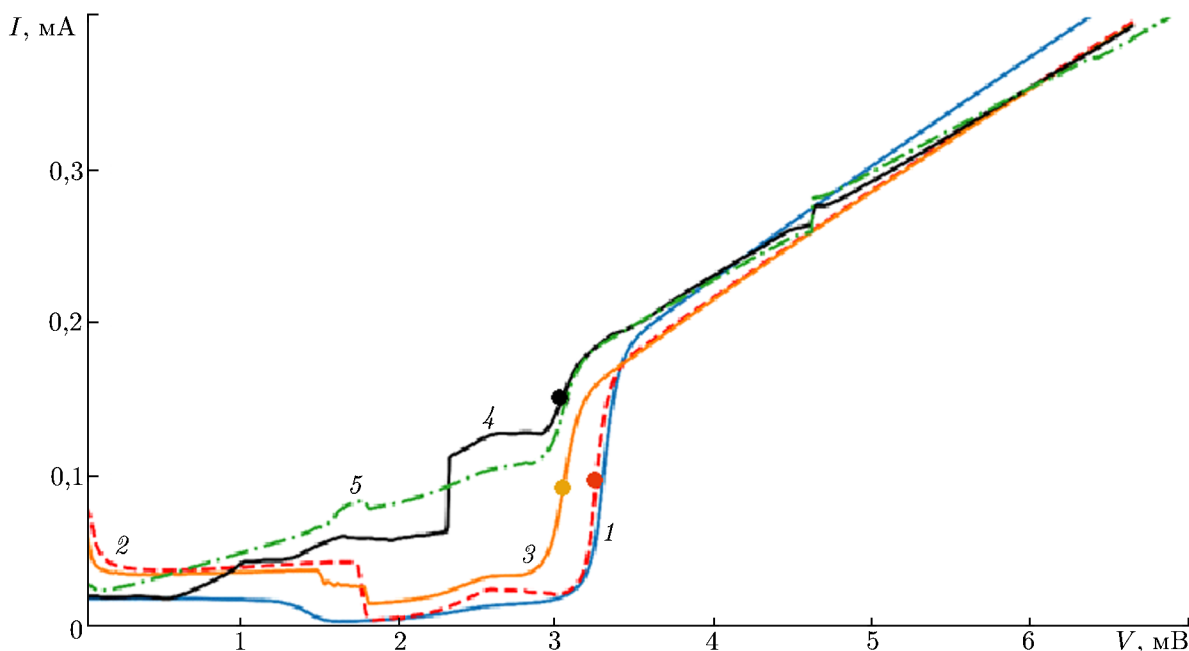


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика СИС-перехода в длинной секции (см. рис. 4б): 1 – ВАХ при измерениях в жидком гелии; 2 – ВАХ, измеренная в криостате без внешнего воздействия; 3 – ВАХ, измеренная при дополнительном нагреве чипа резистором («нагретая ВАХ»); 4 – ВАХ при воздействии сигналом ЛОВ (кривая 7 на рис. 4б); 5 – аппроксимация ВАХ при помощи модели Такера–Фелдмана [2] с использованием «нагретой ВАХ» в качестве автономной. Крупными точками обозначены рабочие точки, в которых вычислялась мощность, выделяемая при протекании постоянного тока

изменения температуры (менее 1 К). В таком случае решение уравнения (8) с граничными условиями (7) можно найти аналитически:

$$T(x) - T_b = \begin{cases} \frac{P}{W_{A1}d_{A1}\kappa} \{x_0 - x - l' / \text{th}[(x_0 - x_{\text{end}}) / l']\}, & x_J \leq x < x_0; \\ \frac{Pl'}{W_{A1}d_{A1}\kappa} \frac{\exp(-x/l') + \exp[(x - 2x_{\text{end}}) / l']}{\exp(-x/l') - \exp[(x - 2x_{\text{end}}) / l']}, & x_0 \leq x \leq x_{\text{end}}. \end{cases} \tag{9}$$

Различие между первым и вторым выражениями в (9) появляется из-за отличающихся более чем на порядок коэффициентов теплопередачи в соответствующих областях по x .

3.3 Сравнение расчётов с экспериментом

Ниже приведены результаты расчётов температуры СИС-смесителя для ВАХ под номерами 4, 5, 6, 7 из рис. 4б, отличающихся мощностью и частотой сигнала накачки ЛОВ. Далее по тексту ВАХ с накачкой сигналом ЛОВ будет называться «накачанная ВАХ», а без накачки – «автономная ВАХ». На накачанных ВАХ с номерами 2, 3 из рис. 4б из-за неподавленного критического тока определение мощности детектируемого сигнала возможно только с большой ошибкой, поэтому численный анализ этих кривых не проводился.

Полная мощность P_{Σ} , которая выделяется на смесителе, состоит из трёх основных компонент:

$$P_{\Sigma} = P_{DC} + P_{RF} + P^*, \tag{10}$$

где P_{DC} — мощность, выделяемая при протекании постоянного тока, P_{RF} — мощность, выделяемая при релаксации поглощённой электронами энергии фотонов при облучении переходов, и P^* — дополнительная мощность, связанная с выделением тепла при протекании высокочастотных токов на терагерцевой частоте в линии передачи рядом с переходами и на интерфейсах между слоями, которая будет рассмотрена далее.

Определение мощности, выделяющейся на СИС-переходе, проводилось следующим образом. Одна из накачанных ВАХ из рис. 4б (7 в приведённом случае) показана на рис. 6 (чёрная кривая) вместе с автономной ВАХ при проведении измерений в криостате (штриховая красная) и погружном гелиевом зонде (сплошная синяя). Из-за большой разницы в щелевом напряжении V_g между накачанной и автономной ВАХ для аппроксимации первой при помощи выражений из модели Такера—Фелдмана [2] была использована ВАХ, измеренная в отсутствие внешнего сигнала, но с дополнительным нагревом относительно автономного состояния при помощи резистивного нагревателя (оранжевая сплошная кривая на рис. 6). Результат аппроксимации показан зелёной штрихпунктирной линией на рис. 6. Форма рассчитанной ВАХ определяется частотой терагерцевого сигнала ЛОВ, которая известна с высокой точностью, и амплитудой переменного напряжения на переходе V_ω (являющейся параметром аппроксимации), из которых и определяется соответствующая мощность $P_{RF} = V_\omega I_\omega$ в выражении (9). Величину I_ω можно рассчитать по формуле (3.5) из работы [2]. Нагрев, производимый постоянным током, рассчитан по формуле $P_{DC} = V_{DC} I_{DC}$, где напряжение V_{DC} и ток I_{DC} взяты в крупных точках на рис. 6. Щелевое напряжение однозначно связано с температурой; зависимость V_g от температуры можно найти из выражения (1) с учётом формулы

$$\Delta^j(T) = \Delta_0^j \operatorname{th} \left(1,74 \sqrt{\frac{T_c^j}{T} - 1} \right), \quad (11)$$

где $\Delta^j(T)$ и Δ_0^j — величины сверхпроводниковой щели при температуре T и при $T = 0\text{K}$, T_c — критическая температура тонкой плёнки для соответствующего материала ($j = \text{Nb}, \text{NbN}$). Из-за технологических особенностей при формировании интегральных структур параметры Nb, NbN и NbTiN в полученных образцах отличаются от измеренных в одиночных плёнках при помощи спектроскопии временного разрешения (time domain spectroscopy) или фурье-спектроскопии (Fourier transform spectroscopy). В расчётах были использованы следующие уточнённые параметры: $T_c^{\text{Nb}} = 7,6\text{ K}$, $T_c^{\text{NbN}} = 13\text{ K}$, $\Delta_0^{\text{Nb}} = 1,16\text{ мэВ}$, $\Delta_0^{\text{NbN}} = 2,25\text{ мэВ}$.

Кроме того, рабочие частоты около 1,1 ГГц, на которых проводилось исследование, превышают щелевую частоту NbTiN-электрода. Из-за протекающих высокочастотных токов участок между переходами, а также слои сверхпроводника вблизи границы Nb и NbTiN перегреваются и вследствие малого коэффициента теплопроводности тепло остаётся локализованным вблизи переходов. Соответствующая мощность может быть рассчитана по формуле $P^* = I_\omega^2 R^* / 2 \approx 0,2 P_{RF}$, где R^* — эффективное сопротивление, учитывающее как поверхностный импеданс NbTiN, так и вклад других факторов. Мощности P_{DC} и P_{RF} для накачанных ВАХ с номерами 4, 5, 6, 7 на рис. 4б, а также соответствующие каждой ВАХ щелевое напряжение и температуры смесителя, приведены в табл. 2.

Пространственное распределение температуры в алюминиевом электроде, рассчитанное по формулам (9) для четырёх значений мощности накачки, показано на рис. 7. Номера кривых соответствуют номерам ВАХ на рис. 4б. Вертикальными штриховыми и штрихпунктирными линиями 0, 1, 2 отмечены положение переходов, начало «окна» в слое NbTiN и его конец. Горизонтальной штриховой кривой 3 показана температура подложки T_b в расчётах.

Таблица 2. Рассчитанные параметры экспериментальных кривых ВАХ СИС-перехода из рис. 4б

№ кривой из рис. 4б	P_{DC} , мкВт	P_{RF} , мкВт	V_g , мВ	T_{exp} , К	T_{calc} , К
7	0,51	0,63	3,05	5,85	5,9
6	0,44	0,27	3,12	5,51	5,5
5	0,39	0,14	3,16	5,28	5,3
4	0,35	0,09	3,18	5,16	5,2
1	0,31	0,00	3,24	4,71	5,0

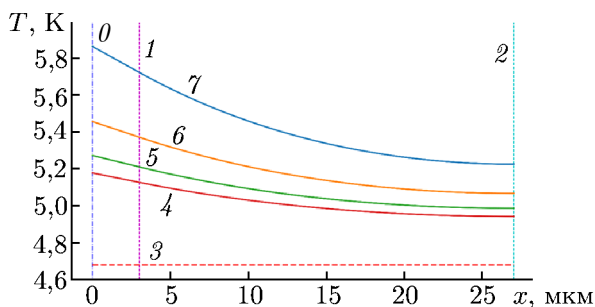


Рис. 7. Пространственное распределение температуры в СИС-переходе при воздействии сигнала ЛОВ разной мощности и частоты: 0 — положение СИС-переходов, 1 и 2 — начало и конец «окна» в слое NbTiN соответственно, 3 — температура подложки. Номера 4, 5, 6, 7 обозначены кривые, соответствующие кривым под теми же номерами на рис. 4б

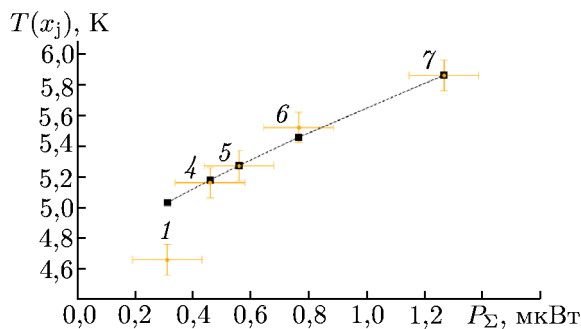


Рис. 8. Сравнение экспериментальных (жёлтые точки с планками погрешностей) и теоретических (чёрные квадраты) зависимостей температуры СИС-смесителя от полной тепловой мощности. Номера каждой пары точек соответствуют номерам кривых ВАХ из рис. 4б

Рассчитанная зависимость температуры в точке, где расположены переходы, от полной мощности, выделяющейся на смесителе и вычисленной по формуле (10), представлена на рис. 8. Жёлтыми точками с планками погрешностей показаны экспериментальные точки. Температура определялась из величины щелевого напряжения с помощью выражения (11). Теоретические значения, полученные из расчётов по формуле (9), показаны чёрными маркерами. Числами на графике обозначены пары точек (экспериментальная и теоретическая), соответствующие номерам ВАХ из рис. 4б, для которых проводились вычисления. Экспериментальные и теоретические результаты совпадают в пределах погрешностей измерений и расчётов для накачанных ВАХ (4, 5, 6, 7), однако для автономной ВАХ (без воздействия сигнала ЛОВ) наблюдается расхождение. Данное расхождение может быть объяснено наличием дополнительных механизмов генерации тепловой мощности в распределённой квазиоптической и интегральной системах, не учтённых в рамках предложенной модели, например поглощением распространяющегося в линиях передачи излучения на частотах, сравнимых с величиной щели в NbTiN.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взаимодействии внешнего терагерцевого излучения со сверхпроводящими плёнками и СИС-смесителями на частоте выше порогового значения, фундаментально связанного с энергетической щелью сверхпроводника, наблюдается значительный нагрев элементов. В работе исследовалось детектирование сигнала ЛОВ на частоте выше 1 ТГц СИС-смесителем на основе

перехода Nb-AlN-NbN, встроенного в квазиоптический приёмный тракт на основе линий передачи NbTiN-SiO₂-Al и антенно-линзовой системы. При детектировании наблюдалось значительное понижение щелевого напряжения СИС-перехода, вызванное его нагревом. Рассмотрены несколько возможных механизмов данного эффекта — нагрев вследствие протекания тока вынужденного квазичастичного туннелирования через СИС-переход, нагрев сверхпроводящих электродов перехода и прилегающих линий передачи вследствие разрыва куперовских пар, генерация избыточных неравновесных квазичастиц при облучении на частоте выше щелевой, а также нагрев подложки. Эффект от изменения функции распределения электронов оказался пренебрежимо малым, а эффект нагрева подложки отсутствует, что продемонстрировано независимым экспериментом.

Предложена и численно проанализирована модель, описывающая процессы тепловыделения и теплоотвода от смесительного элемента, причём изменение температуры перехода при накачке терагерцевым сигналом ЛОВ удалось описать безотносительно причины возникновения выделяющейся не нём мощности. Оценён бюджет общей тепловой мощности от трёх наиболее значимых механизмов: мощность вследствие измерений по постоянному току, мощность вследствие квазичастичного туннелирования под действием терагерцевого сигнала, а также локальный нагрев нижнего электрода линии передачи и интерфейса на границе перехода и нижнего сверхпроводящего электрода за счёт протекания высокочастотных токов. Механизм квазичастичного туннелирования, подробно рассмотренный ранее во многих работах, достаточно хорошо описывает форму квазичастичной ступени накачки, но не приводит к достаточному сдвигу щелевого напряжения в исследуемой системе. Рассмотренная модель полезна при проектировании приёмных систем терагерцевого диапазона на основе СИС-смесителей, поскольку такие параметры, как щелевое напряжение, рабочая температура и ток утечки смесительного элемента являются ключевыми при расчёте шумовых характеристик и оптимизации чувствительности прибора. В дальнейшем планируется проектирование и изготовление новых конструкций с лучшим теплоотводом от переходов в подложку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075–15–2024–538).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Physics and Applications of the Josephson Effect / ed. by A. Barone, G. Paterno. Hoboken : Wiley, 1982. 529 p.
2. Tucker J. R., Feldman M. J. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57, No. 4. P. 1055–1113. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.1055>
3. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 11. С. 1424–1440.
4. Кошелец В. П., Дмитриев П. Н., Ермаков А. Б. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 10–11. С. 947–954.
5. Lange G., Birk M., Boersma D., et al. // Supercond. Sci. Technol. 2010. V. 23, No. 4. Art. no. 045016. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/045016>
6. Koshelets V. P., Dmitriev P. N., Faley M. I., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. V. 5, No. 4. P. 687–694. <https://doi.org/10.1109/THZ.2015.2443500>
7. Рудаков К. И., Кошелец В. П., Барышев А. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 8–9. С. 793–797.
8. Рудаков К. И., Дмитриев П. Н., Барышев А. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62, № 7–8. С. 613–622.

9. Балегга Ю. Ю., Барышев А. М., Бубнов Г. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 7. С. 533–557.
10. Siddiqi I. // Nat. Rev. Mater. 2021. V. 6. P. 875–891. <https://doi.org/10.1038/s41578-021-00370-4>
11. Vettoliere A., Satariano R., Ferraiuolo R., et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12, No. 23. Art. no. 4155. <https://doi.org/10.3390/nano12234155>
12. Zikiy E. V., Ivanov A. I., Smirnov N. S., et al. // Sci. Rep. 2023. V. 12. Art. no. 15536. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-42332-6>
13. Aumentado J. // IEEE Microw. Mag. 2020. V. 21, No. 7. P. 45–59. <https://doi.org/10.1109/MMM.2020.2993476>
14. Liu C. H., Ballard A., Olaya D., et al. // PRX Quantum. 2023. V. 4, No. 3. Art. no. 030310. <https://doi.org/10.1103/PRXQuantum.4.030310>
15. Chang J. J., Scalapino D. J. // J. Low Temp. Phys. 1978. V. 31, No. 1–2. P. 1–32. <https://doi.org/10.1007/BF00116228>
16. Goldie D. J., Withington S. // Supercond. Sci. Technol. 2012. V. 26, No. 1. Art. no. 015004. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/1/015004>
17. Leone B., Gao J. R., Klapwijk T. M., et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78, No. 11. P. 1616–1618. <https://doi.org/10.1063/1.1355003>
18. Khudchenko A., Baryshev A. M., Rudakov K. I., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2016. V. 6, No. 1. P. 127–132. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2504783>
19. Traini A., Tan B. K., Garrett J. D., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2020. V. 10, No. 6. P. 721–730. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2020.3028028>
20. Koshelets V. P., Shitov S. V. // Supercond. Sci. Technol. 2000. V. 13, No. 5. P. R53–R69. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/13/5/201>
21. Koshelets V. P., Ermakov A. B., Filippenko L. F., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. V. 17, No. 2. P. 336–342. <https://doi.org/10.1109/TASC.2007.898622>
22. Jackson B. D., Iosad N. N., Lange G., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11, No. 1. P. 653–656. <https://doi.org/10.1109/77.919429>
23. Dieleman P., Klapwijk T. M., Kovtonyuk S., et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69, No. 3. P. 418–420. <https://doi.org/10.1063/1.118080>
24. Mattis D. C., Bardeen J. // Phys. Rev. 1958. V. 111, No. 2. P. 412–417. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
25. Кинев Н. В., Чекушкин А. М., Хан Ф. В., Рудаков К. И. // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68, № 9. С. 858–863. <https://doi.org/10.31857/S0033849423090127>
26. Кинев Н. В., Чекушкин А. М., Хан Ф. В. и др. // Физика твёрдого тела. 2024. Т. 66, № 7. С. 1032–1037. <https://doi.org/10.61011/ФТТ.2024.07.58368.26НН>
27. Fominsky M. Yu., Filippenko L. F., Chekushkin A. M., et al. // Electronics. 2021. V. 10, No. 23. Art. no. 2944. <https://doi.org/10.3390/electronics10232944>
28. Чекушкин А. М., Филиппенко Л. В., Фоминский М. Ю., Кошелец В. П. // Физика твёрдого тела. 2022. Т. 64, № 10. С. 1399–1403. <https://doi.org/10.21883/ФТТ.2022.10.53080.49НН>
29. Kinev N. V., Chekushkin A. M., Khan F. V., Koshelets V. P. // Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), 26–30 June 2023, Divnomorskoe, Russia. P. 128–131. <https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10202053>
30. Девятков И. А., Куприянов М. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80, № 10. С. 752–757.
31. Parker W. H. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12, No. 9. P. 3667–3674. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.12.3667>
32. Rothwarf A., Taylor B. N. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19, No. 1. P. 27–30. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.27>

33. Kaplan S. B., Chi C. C., Langenberg D. N., et al. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14, No. 11. P. 4854–4873. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.14.4854>
34. Kaplan S. B. // J. Low Temp. Phys. 1979. V. 37, No. 3. P. 343–365. <https://doi.org/10.1007/BF00119193>
35. Santhanam P., Prober D. E. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29, No. 6. P. 3733–3736. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.29.3733>

Поступила в редакцию 19 мая 2025 г.; принята в печать 14 июля 2025 г.

HEATING OF THE SUPERCONDUCTOR—INSULATOR—SUPERCONDUCTOR MIXER UNDER THE ACTION OF EXTERNAL TERAHERTZ RADIATION

N. V. Kinev, F. V. Khan, A. M. Chekushkin, and V. P. Koshelets

We present the results of studying the thermal effect of a backward-wave oscillator at a frequency of 1.0–1.1 THz on a mixing detector based on superconductor—insulator—superconductor (SIS) tunnel junction Nb-AlN-NbN included in a microstrip transmission line of NbTiN-SiO₂-Al. The developed receiving system consists of a slot antenna, matched microstrip transmission lines, and a SIS detector with an area of about 1 μm². When detecting at a frequency of about 1 THz, a significant change in the current–voltage characteristic of the SIS junctions was observed, expressed in a decrease in the gap voltage and indicating heating of the detector, which significantly affects the characteristics of the receiving system. An analytical model describing the studied structure under the influence of a high-frequency signal is proposed. The mechanisms leading to direct heating of the SIS detector and to a change in the distribution function of quasi-particles in the electrode material are analyzed. Significant effects are established and their influence on the heating of the mixer and, as a result, a decrease in the gap voltage is numerically estimated. The total heat generation budget and the spatial temperature distribution in the integrated circuit are calculated.