

Тепловые эффекты в СИС-переходах и линиях передачи под воздействием THz-излучения

© Н.В. Кинев,¹ Ф.В. Хан,^{1,2} Н.Н. Котова,^{1,2} А.М. Чекушкин,¹ В.П. Кошелец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
141701 Долгопрудный, Московская обл., Россия
e-mail: nikolay@hitech.cplire.ru

Поступило в Редакцию 4 июня 2026 г.

В окончательной редакции 4 июня 2026 г.

Принято к публикации 4 июня 2026 г.

Исследовано воздействие терагерцового излучения на туннельный переход вида „сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник“ (СИС) на частоте, превышающей „щелевую“ частоту электродов перехода и подводных линий передачи. Для этого изготовлены и экспериментально исследованы схемы, включающие туннельные переходы Nb/AlN/NbN, встроенные в линию передачи NbTiN/SiO₂/Al, рассчитанную для работы в терагерцовом диапазоне частот, и приемную щелевую антенну в слое NbTiN. Исследовалось воздействие на переход мощного сигнала лампы обратной волны на частотах около 1.1 THz, в результате которого наблюдалось значительное уменьшение щелевого напряжения СИС-контакта. Построена численно-аналитическая модель, описывающая как различные механизмы нагрева перехода и линий передачи (постоянным и высокочастотным током), так и различные каналы отвода тепла (в область перехода, в линию передачи, в подложку). Показано, что температура СИС-перехода может заметно превышать температуру прилегающего электрода линии передачи.

Ключевые слова: терагерцовые детекторы, СИС-переходы, тонкие пленки, накачка на высокой частоте, тепловой эффект, сверхпроводящая щель.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63495.206-26

Введение

Приемные системы электромагнитного излучения на основе туннельных контактов „сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник“ (СИС) последние три десятилетия удерживают первенство по чувствительности [1–4] на частотах 0.1–1 THz в сравнении с приемниками на других физических принципах — как полупроводниковых, так и сверхпроводниковых на основе других типов структур. Наибольшую востребованность такие приемные системы нашли в радиоастрономических задачах, где ключевым параметром является чувствительность в заданном диапазоне частот ввиду сверхслабых уровней мощности принимаемого сигнала, при этом устройства являются штучными и не требуют серийного производства. В других областях, таких как неинвазивная диагностика, телекоммуникационные системы, безопасность [5], идея применения приемных СИС-систем в настоящий момент находится в стадии разработки концепций, при этом подобные разработки набирают популярность и могут быть реализованы в течение ближайшего десятилетия. СИС-переходы также работают в составе сверхпроводящих квантовых интерферометров (СКВИДов) и СКВИД-массивов, и уже нашли практические применения в биомедицине [6], квантовых вычислениях [7,8], параметрических усилителях СВЧ [9].

Для современных задач радиоастрономии особенно интересны частоты выше 700 GHz, где характеристики традиционно используемых ниобиевых СИС-переходов Nb/AlO_x/Nb, интегрированных в линию передачи Nb/SiO₂/Nb [2,3], существенно ухудшаются в силу фундаментальных ограничений, связанных с характеристикой материалов — сверхпроводящей энергетической щелью $\Delta(T)$, фактически определяющей предельную („щелевую“) рабочую частоту материала; здесь T — рабочая температура. Переходы на основе Nb/AlN/NbN демонстрируют гораздо лучшие приемные характеристики в диапазоне выше 700 GHz в сравнении с традиционными Nb/AlO_x/Nb в силу более высокой энергетической щели СИС-контакта, а линии передачи в таких системах преимущественно заменяются на NbTiN/SiO₂/Al [10,11], в которых при рабочей температуре около 4.2 K нижний электрод (NbTiN) является сверхпроводником, а верхний (Al) — нормальным металлом, обеспечивающим эффективное отведение тепла за счет высокого коэффициента теплопроводности.

Щелевое напряжение СИС-перехода V_g определяется суммой энергетических щелей его электродов: для перехода Nb/AlN/NbN:

$$V_g(T) = (\Delta_{\text{Nb}}(T) + \Delta_{\text{NbN}}(T))/e, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, что для щелевого напряжения 3.6 mV должно соответствовать теоретическому

пределу рабочей частоты отдельно взятого перехода около 1.7 THz. На практике же предельная рабочая частота СИС-приемника определяется всеми элементами электродинамической системы, включая линию передачи входного тракта, у каждого из электродов которой имеется свой „частотный предел“, и составляет, как правило, 1.2–1.4 THz при условии использования линий передачи на основе NbTiN [4,10,11]. Выходной тракт на промежуточной частоте, как правило, находится в диапазоне до 18 GHz и не накладывает дополнительных частотных ограничений.

Из-за существенного роста потерь на рабочих частотах выше щелевой частоты материала любого из электродов СИС-перехода и линий передачи, согласно теории Маттиса–Бардина [12], в переходе наблюдается значительное уменьшение щелевого напряжения, вызванное нагревом системы [13–17]. На практике увеличение температуры перехода является паразитным эффектом, поскольку, во-первых, приводит к ухудшению шумовых характеристик приемника [15], во-вторых, изменяет вольт-амперные характеристики (ВАХ) рабочих элементов и усложняет поддержание заданного тока/напряжения [13,14,17]. Эффект нагрева практически не проявляется на частотах накачки ниже 700 GHz [18–22], но тем не менее становится существенным при достижении верхней рабочей частоты как СИС-перехода (порядка и выше 1 THz), так и материалов, из которых выполнены его электроды [11,13–17].

До недавнего времени вопрос о том, является ли основной причиной понижения V_g СИС-перехода физический нагрев из-за разрыва куперовских пар внутри электрода или изменение локальной функции распределения электронов $f_e(E)$ по энергиям E , которая неявно входит в выражение определения энергетической щели [23,24], оставался не проясненным. В недавней работе [25] мы показали, что эффект понижения энергетической щели $\Delta(T)$ ниобия при THz-накачке вследствие изменения $f_e(E)$ составляет в относительном выражении порядка 10^{-5} , в то время как характерное относительное изменение щелевого напряжения СИС-перехода, которое является суммой энергетических щелей электродов (1), составляет порядка 10^{-2} и выше. Так, в работах [16,17,25] понижение $V_g \approx 3.2$ mV составило 0.03–0.2 mV в абсолютном выражении, или порядка 10^{-2} в относительном выражении. Таким образом, было установлено, что при характерной плотности туннельного тока до и порядка 10 kA/cm² именно физический нагрев системы приводит к понижению V_g , а изменением функции распределения можно пренебречь. В работе [25] при решении одномерной задачи теплопроводности также было показано, что нагрев системы при мощной накачке на THz-частоте происходит не по всей подложке микросхемы, а лишь в локальной области СИС-перехода и прилегающего отрезка линии передачи длиной около 20 μ m, в то время как на удалении более 20 μ m температура системы сравнивается с температурой подложки. Многие вопросы, в частности, о зависимости величины теплового эффекта

от частоты накачки, о корректном учете фононных отражений от границ тонких пленок интегральной структуры, об области испускания фононов „горячими“ квазичастицами (в области перехода или в области линии передачи) до сих пор количественно не рассматривались. В работе [13] авторы стараются корректно учесть мощность высокочастотной накачки, однако в их структуре используются линии передачи с обоими электродами из сверхпроводящего NbTiN, обладающего крайне низкой теплопроводностью, из-за чего наблюдается значительный нагрев перехода Nb/AlO_x/Nb даже в отсутствии накачки. В настоящей работе рассмотрена комплексная модель выделения тепла и его распространения в системе „СИС-переход Nb/AlN/NbN в линии передачи NbTiN/SiO₂/Al“ под действием накачки на частоте около 1.1 THz, решена задача теплопроводности в одномерном случае, уточнены и более корректно учтены некоторые физические параметры системы, в том числе зависящие от рабочей температуры, оценен бюджет механизмов тепловыделения.

1. Экспериментальные результаты

Была разработана и изготовлена схема для приема сигнала в диапазоне 0.9–1.1 THz на основе СИС-переходов Nb/AlN/NbN в качестве приемных элементов, встроенных в линию передачи на основе NbTiN/SiO₂/Al (рис. 1). Технология изготовления подробно обсуждалась в работах [26,27]. Схема состоит из приемной щелевой антенны, выполненной в виде выреза в нижнем электроде линии передачи NbTiN и размещенной в фокусе собирающей кремниевой линзы, и двух двойных СИС-смесителей, каждый из которых согласован с антенной через независимый отрезок линии передачи с длиной $\sim \lambda/4$ (далее — короткая секция) и $\sim 3\lambda/4$ (далее — длинная секция), где λ — длина волны света в кремнии (материал подложки), приблизительно равная 87 μ m на расчетной частоте структуры 1 THz. Каждый СИС-смеситель состоит из двух одинаковых параллельно соединенных СИС-переходов с площадью 1 μ m², плотность туннельного тока J_c составляет около

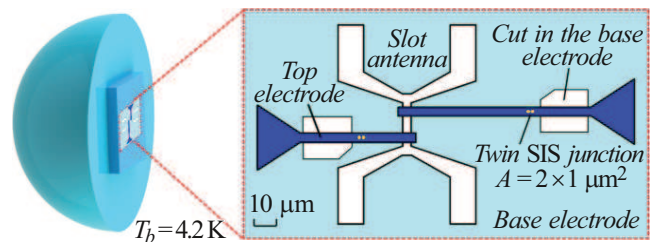


Рис. 1. Интегральная схема для приема терагерцового излучения на основе СИС-переходов Nb/AlN/NbN. Щелевая антенна выполнена в нижнем электроде линии передачи NbTiN. Верхний электрод линии передачи выполнен из Al. Микросхема крепится на собирающую линзу при помощи цианоакрилатного клея.

8 kA/cm². В рамках настоящей работы СИС-переходы используются как прямые детекторы мощного THz-сигнала с целью исследования тепловых эффектов, в то время как основной режим их работы в качестве смесительного элемента не демонстрируется. Тем не менее технологически и функционально исследуемые переходы полностью идентичны СИС-смесителям в составе субтерагерцовых и терагерцовых приемников, а рассматриваемая мощность накачки (от долей до единиц μW) сопоставима с мощностью используемых гетеродинов для накачки СИС-смесителей.

Криогенный модуль СИС-смесителя с платой измерения по постоянному току, а также набором фильтров и держателей размещаются в вакуумном заливном криостате с жидким гелием с рабочей температурой 4.2 К. Для охлаждения линзы с микросхемой используется набор алюминиевых держателей, форма которых обеспечивает приемный квазиоптический тракт, а также два параллельных хладопровода из проволоки чистого алюминия, крепящихся к охлаждаемой плите криостата. Задание и измерение постоянного тока и напряжения происходит по пятиконтактной схеме с нагрузочным сопротивлением при криогенной температуре; образец соединен с измерительной платой с помощью алюминиевых проволочек, установленных методом ультразвуковой сварки. Схема с нагрузочным сопротивлением обеспечивает защиту рабочего СИС-перехода от спонтанных скачков тока и включает пять независимых контактов: два для контроля напряжения, два для контроля тока и один для задания тока через нагрузочное сопротивление. Каждый двойной переход в длинной и короткой секциях измеряется независимо через собственный набор измерительных проводов.

В предыдущих работах [17,25] при подобных измерениях возможность задания магнитного поля для подавления критического тока в СИС-переходах не была реализована из-за конструктивных особенностей квазиоптического тракта, при этом неподавленный критический ток приводил к значительным трудностям при экспериментальном определении параметров накачки, которые необходимы для построения численной модели. В текущей работе была изготовлена катушка из сверхпроводящей проволоки, которая устанавливалась на массивный медный держатель, крепящийся непосредственно к охлаждаемой плите криостата. С учетом вводных кабелей в криостат изготовленная катушка позволяла задавать ток до $\sim 0.9\text{ A}$ без существенного нагрева системы, в то время как ток более 1 А приводил к заметному нагреву. Задаваемый ток позволил подавлять критический ток примерно на 85%, что существенно улучшило точность результатов при определении параметров накачки внешним терагерцовым сигналом.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Приемный криогенный модуль с катушкой для задания магнитного поля располагается внутри криостата напротив входного квазиоптического окна на основе майлара, прозрачного в THz-диапазоне частот.

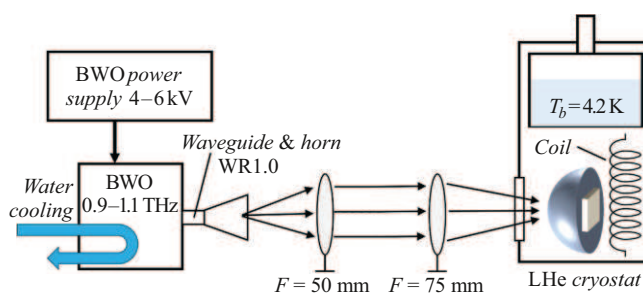


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по приему терагерцового сигнала ЛОВ в диапазоне 0.9–1.1 THz при помощи криогенного СИС-приемника. Приемная микросхема расположена внутри катушки, несмотря на схематичное изображение рядом с катушкой. Стрелками обозначен квазиоптический тракт в приближении геометрической оптики.

Источник на основе лампы обратной волны (ЛОВ; англ. — BWO, от „backward wave oscillator“) диапазона 0.9–1.1 THz с выходным волноводом прямоугольного сечения $0.125 \times 0.25\text{ mm}$ (стандарт WR 1.0) и рупорной антенной располагался на расстоянии около 40 см от входного окна криостата. Между источником и приемной системой были установлены дополнительно две собирающие линзы из тефлона с фокусным расстоянием 50 и 75 мм, как показано на рис. 2. Питание ЛОВ производилось при помощи блока питания с регулировкой замедляющего напряжения на катоде, а охлаждение обеспечивалось проточной водой с постоянной температурой. Оптимальное расположение элементов квазиоптического тракта подбиралось методом ручной подстройки с целью достижения максимальной мощности накачки СИС-смесителей.

Экспериментальные результаты накачки СИС-перехода в короткой секции сигналом ЛОВ на частоте 1.1 THz показаны на рис. 3. Рабочая точка ЛОВ для кривых с накачкой 2–4 была одинаковой, а разный уровень поглощенной мощности достигался путем установки дополнительных слоев поглотителя на входном окне криостата. Модель Такера и Фелдмана [1] позволяет рассчитать форму ВАХ СИС-переходов при воздействии сигнала определенной мощности и частоты из известной ВАХ без накачки. Поскольку частота генерации ЛОВ фиксирована, мощность является единственным параметром модели аппроксимации: по наиболее близкой форме ВАХ определяется значение поглощенной мощности. Накачка перехода в длинной секции качественно не отличается от представленной на рис. 3 для короткой секции, а разница в воздействии на переходы в разных секциях заключается лишь в количестве доведенной мощности до каждого из переходов. Непосредственное тепловое взаимодействие между переходами отсутствует, т.е. накачка одного из переходов, приводящая к его нагреву, не приводит к нагреву перехода в другой секции. Использование катушки позволило уменьшить критический ток с $80\mu\text{A}$ в „неподавленном“ случае

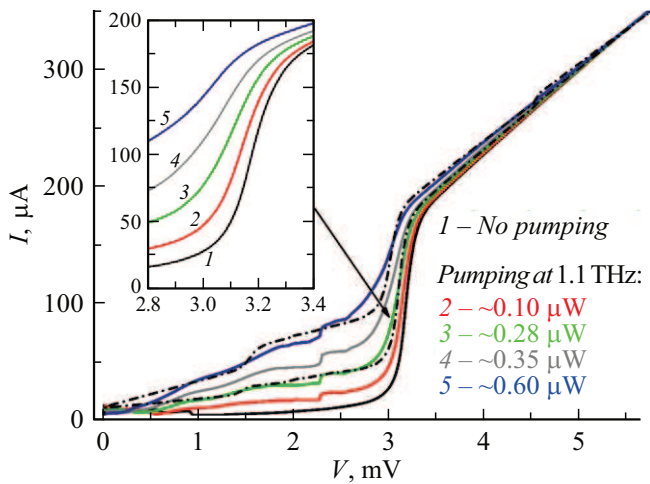


Рис. 3. Серия ВАХ СИС-перехода в короткой секции без воздействия (кривая 1) и с воздействием сигнала ЛОВ на частоте 1.1 THz (кривые 2–5) при разных уровнях мощности. Указанный в легенде уровень поглощенной мощности вычислен с использованием соотношений Такера и Фелдмана [1] и характеристических параметров системы из работы [25]. Штрихпунктирными линиями приведены аппроксимации кривых 3 и 5 (выборочно) при помощи модели Такера и Фелдмана.

до $12 \mu\text{A}$ в „подавленном“ случае, или на 85 %. На ВАХ с накачкой (кривые 2–5 на рис. 3) видна первая ступень Шапиро при напряжении $\sim 2.27 \text{ mV}$, что в точности соответствует воздействию на частоте 1100 GHz с джоулевским коэффициентом 483.6 GHz/mV , а на кривой 5 с наибольшей мощностью накачки при пристальном рассмотрении можно также заметить слабо выраженную вторую ступень Шапиро при напряжении $\sim 4.55 \text{ mV}$.

Понижение щелевого напряжения на рис. 3 для кривой 5 при поглощенной мощности сигнала порядка $0.6 \mu\text{W}$ вследствие теплового нагрева составило 0.21 mV , что негативно сказывается на шумовых характеристиках приемной системы. В последующих разделах настоящей работы будет проведен количественный анализ тепловых эффектов, приводящих к подавлению „щели“ перехода, и будет вычислено распределение температуры в системе.

2. Описание теоретической модели

Исследуемые структуры, как было описано выше, представляют собой два параллельно соединенных СИС-перехода в линии передачи NbTiN/SiO₂/Al. Коэффициент теплопроводности алюминия при температуре эксперимента как минимум на два порядка больше, чем у остальных материалов в образце: как сверхпроводников, так и диэлектриков. Соответственно основной поток тепла проходит через алюминиевый электрод, затем посредством фононов уходит в подложку. На рис. 4 показано изображение сечения исследуемой структуры вдоль линии передачи, соответствующее одной из секций на рис. 1. Из-за того, что характерная длина, на

которой устанавливается температура, много больше как расстояния между переходами, так и ширины и толщины алюминиевого электрода, задачу можно свести к одномерной с осью вдоль линии передачи, т.е. в направлении распространения волны.

Стационарное распределение температуры по алюминиевому электроду при воздействии терагерцового сигнала можно найти из решения уравнения теплопроводности. В данном случае оно записывается в следующем виде [11]:

$$-\kappa(T) \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{C_v^e(T)}{\langle \tau_{\text{Al}}^{e-ph}(T) \rangle} (T - T_b) = \frac{j_\omega^2}{\sigma_{\text{Al}}}, \quad (2)$$

где $\kappa(T)$ — зависящий от температуры коэффициент теплопроводности, который был рассчитан по формуле Видемана–Франца; $C_v^e(T)$ — зависящая от температуры теплоемкость на единицу объема; $\langle \tau_{\text{Al}}^{e-ph} \rangle$ — среднее время электрон-фононного взаимодействия в алюминии; T_b — температура подложки; j_ω — плотность высокочастотного тока, полученная из аппроксимации ВАХ выражениями из модели Такера и Фелдмана [1]. Удельная проводимость σ_{Al} определялась по отдельным измерениям сопротивления пленки алюминия при гелиевой температуре в погружном зонде. Выражение справа от знака равенства (2) подразумевает тепловыделение в электроде линии передачи за счет джоулевых потерь.

Граничные условия в точках x_0 , x_1 , x_3 и x_4 представляют собой условия равенства температур и тепловых потоков слева и справа от границ, а в точках x_2 и x_5 — отсутствие теплового потока через эти границы. Физически в точке x_2 алюминиевый электрод переходит в ниобиевый, в котором коэффициент теплопроводности существенно меньше, а точка x_5 — конец алюминиевого электрода. Тогда граничные условия записываются в

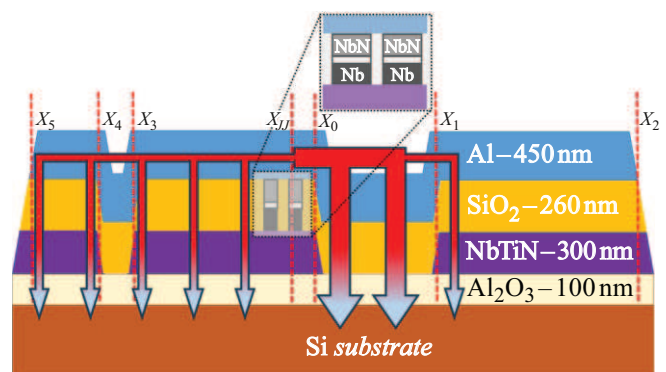


Рис. 4. Схематичное изображение геометрии исследуемого образца — сечение многослойной структуры в направлении линии передачи. Указаны материалы слоев и их толщины. Стрелками показаны потоки тепла; толщина стрелок условно обозначает величину потока в каждой области. Вставкой по центру показан двойной СИС-переход.

следующем виде:

$$T(x_i - 0) = T(x_i + 0),$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_i-0} = \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_i+0}, \quad \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_j} = 0, \quad (3)$$

где i обозначает индексы 0, 1, 3 и 4, а j — 2 и 5. В силу того, что характерная длина, на которой устанавливается распределение температуры, составляет примерно $9 \mu\text{m}$ для области, где есть окно в слое NbTiN, и более $20 \mu\text{m}$ в других областях, а также ввиду отсутствия видимой разницы в щелевом напряжении между двумя туннельными переходами на их ВАХ, в задаче два перехода заменены на один источник тепла в точке x_{JJ} (рис. 4). Полная мощность P , выделяемая в переходе, складывается из мощности протекания постоянного тока и мощности воздействия терагерцового сигнала (накачки). Мощность при протекании постоянного тока рассчитывалась как произведение щелевого напряжения на половину скачка тока при этом напряжении. Мощность терагерцового сигнала определена при аппроксимации экспериментальных ВАХ по формулам из модели Такера и Фелдмана [1]. Граничные условия в точке расположения переходов x_{JJ} , подразумевающие непрерывность температуры и сохранение потока тепла, приходящего от СИС-контактов и расходящегося в две стороны от линии, можно записать в виде

$$T(x_{JJ} - 0) = T(x_{JJ} + 0)$$

$$\frac{P}{\kappa(T(x_{JJ}))W_{Al}d_{Al}} = \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_{JJ}-0} - \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_{JJ}+0}, \quad (4)$$

где W_{Al} , d_{Al} — ширина и толщина алюминиевого перехода соответственно.

3. Параметры задачи и их температурные зависимости

Высокая теплопроводность алюминия обусловлена электронной подсистемой, однако для процесса теплоотвода от образца необходим уход неравновесных фононов в подложку. Процесс передачи энергии от электронной подсистемы фононной определяется характерным временем электрон-фононного взаимодействия $\langle \tau_{Al}^{e-ph} \rangle$, которое можно рассчитать, используя результаты работы [28]. Для поперечных фононов, которые преобладают при низких температурах [29], время электрон-фононного взаимодействия обратно пропорционально третьей степени температуры. Стоит отметить, что в экспериментах наблюдаются степенные зависимости $\langle \tau_{Al}^{e-ph} \rangle$ от $\sim 1/T^2$ до $\sim 1/T^5$ [28,30,31]. В наших расчетах была выбрана зависимость $\langle \tau_{Al}^{e-ph} \rangle \sim 1/T^3$, при этом использование в расчетах степени температуры от -2 до -5 мало влияет на результаты.

Между алюминием и подложкой находится несколько слоев с различными акустическими импедансами (рис. 4). Это приводит к тому, что коэффициент

отражения фононов от границ оказывается достаточно большим. Для изотропных сред, что имеет место быть в нашем случае, поскольку пленки изготовлены методом магнетронного напыления, эти коэффициенты можно рассчитать по формулам из работы [32]. Кроме того, фононы имеют конечную скорость распространения в каждой из сред, а также могут рассеиваться на дефектах. Таким образом, характерное время выхода фонона τ_{esc} из алюминиевой пленки в подложку может быть найдено по следующей формуле:

$$\tau_{esc} = \left\{ \left[\tau_{e-ph}^{Al} \frac{2 - \eta_{Al-SiO_2}}{\eta_{Al-SiO_2}} + \tau_{SiO_2} \right] \times \frac{2 - \eta_{SiO_2-Al_2O_3}}{\eta_{SiO_2-Al_2O_3}} + \tau_{Al_2O_3} \right\} \frac{2 - \eta_{Al_2O_3-Si}}{\eta_{Al_2O_3-Si}}. \quad (5)$$

Здесь η_{A-B} — коэффициент прохождения фонона через границу сред A и B , усредненный по углам и поляризациям, а также по продольным и поперечным акустическим модам. Следует отметить, что коэффициенты прохождения из среды A в B и из B в A , вообще говоря, не одинаковы из-за полного внутреннего отражения. Характерные времена прохождения фононами каждого слоя τ_{SiO_2} и $\tau_{Al_2O_3}$ рассчитаны в диффузном приближении, так как толщина пленки много больше длины свободного пробега фонона в соответствующих средах. Длина свободного пробега определяется размерами кристаллитов, которые при напылении пленок имеют размер от 5 до 15 nm из-за несоответствия структурных факторов пленок и поверхностей, на которых они напыляются. При этом в решаемых задачах по созданию СИС-приемников THz-диапазона нет необходимости в изготовлении монокристаллических пленок. В таблице представлены коэффициенты прохождения от границ различных слоев. Коэффициенты прохождения через границу NbTiN– Al_2O_3 при переходе из NbTiN оказывается мал, а, следовательно, время выхода фонона через окно в NbTiN будет, как минимум, в 10 раз меньше. Таким образом, весь алюминиевый электрод можно разбить на участки с разным коэффициентом теплоотвода.

Температура СИС-переходов определяется по величине щелевого напряжения СИС-перехода, согласно выражению (1), где сверхпроводящая щель Δ_{Nb} и Δ_{NbN}

Усредненные по поляризациям, углам падения и модам коэффициенты прохождения через границы различных сред

Граница материалов	$\langle \eta \rangle$
Al–SiO ₂	0.625
SiO ₂ –Al ₂ O ₃	0.3
Al ₂ O ₃ –Si	0.88
SiO ₂ –NbTiN	0.8
NbTiN–Al ₂ O ₃	0.11
SiO ₂ –Al	0.94
Al ₂ O ₃ –SiO ₂	0.78
NbTiN–SiO ₂	0.29

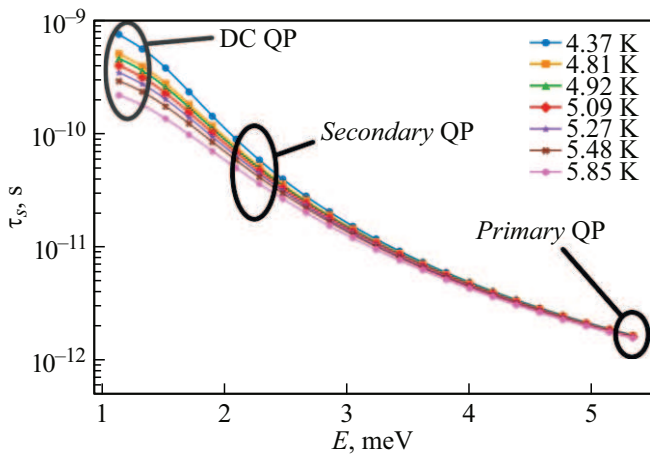


Рис. 5. Зависимость времени рассеяния неравновесной квазичастицы с испусканием фонона в ниобии от ее энергии при нескольких значениях температуры. Обозначение „Primary QP“ соответствует квазичастицам, образующимся в результате туннелирования под воздействием фотона; „Secondary QP“ — вторичные квазичастицы, образующиеся после разрыва куперовской пары неравновесными высокоэнергичными фононами, испущенными при рассеянии первичных квазичастиц; „DC QP“ — квазичастицы, образующиеся при протекании постоянного тока.

однозначно связана с температурой. Зависимость сверхпроводящей щели от температуры в электродах можно приближенно описать эмпирической формулой

$$\Delta_{\text{Nb}, \text{NbN}} = \Delta_{\text{Nb}, \text{NbN}}^0 \tanh(1.74 \sqrt{T_c/T - 1}),$$

где T_c — критическая температура сверхпроводника, $\Delta_{\text{Nb}, \text{NbN}}^0$ — величина сверхпроводящей щели соответствующего материала при нулевой температуре [33].

Характерная зависимость времени рассеяния квазичастиц от их энергии показана на рис. 5. При туннелировании под воздействием фотона (photon-assisted tunnelling) частотой ~ 1.1 THz образуются сильно неравновесные квазичастицы с энергиями $E_{pr} \approx 5.5$ meV, время жизни которых до рассеяния с испусканием фонона оказывается существенно меньше, чем для квазичастиц с энергией порядка $\Delta_{\text{Nb}} \approx 1.2$ meV [34]. Также возможны процессы релаксации энергии неравновесных квазичастиц, при которых две квазичастицы рекомбинируют с испусканием фонона, однако характерное время таких процессов оказывается почти на порядок больше, чем время рассеяния при энергиях много больше Δ , что имеет место в нашем случае [34]. Также оказывается, что из-за особенности в плотности квазичастичных состояний вблизи энергии порядка Δ рассеяние первичной квазичастицы происходит в основном с испусканием высокоэнергичных фононов с энергиями $\hbar\Omega \approx (E_{pr} - \Delta) \approx 4.4$ meV. Следовательно, при однократном акте рассеяния квазичастица практически всю свою энергию передает одному фонону. Время жизни фонона с энергией $\hbar\Omega \approx 4.4$ meV до разрыва куперовской пары при температурах эксперимента

составляет $\tau_{PB} \approx 10^{-11}$ s, что много меньше как времени рассеяния на квазичастицах, так и времени выхода фонона из области туннельного контакта (оба времени по порядку величины $\sim 10^{-9}$ s). Поэтому спустя характерное время τ_{PB} фонон поглощается в электроде туннельного контакта и образуются две квазичастицы с энергиями $\hbar f/2 \approx 2.2$ meV. Более строгое решение подразумевает решение кинетического уравнения и нахождение неравновесных функций распределения как в электродах туннельного контакта, так и в электродах линии. Данная задача является предметом дальнейших исследований.

Описанные механизмы релаксации и их характерные времена приводят к тому, что релаксация энергии части неравновесных квазичастиц происходит непосредственно в одном из электродов СИС-контакта, в то время как релаксация энергии квазичастиц с малой энергией происходит в электродах линии передачи. Данный эффект может приводить к сильному перегреву перехода относительно линии передачи. Качественно этот эффект можно учесть, записав выражение равенства потока тепла через границу электрода СИС-контакта и линии передачи:

$$\alpha(T_{JJ})P = \frac{C_{JJ}}{\langle \tau_{\text{Nb}}^{e-ph} \rangle} (T_{JJ} - T_{\text{Al}}(x_{JJ})), \quad (6)$$

где $\alpha(T_{JJ})$ — малая доля мощности P , выделяющаяся непосредственно в туннельном контакте при температуре контакта T_{JJ} ; C_{JJ} — теплоемкость джозефсоновского контакта; $\langle \tau_{\text{Nb}}^{e-ph} \rangle$ — характерное среднее время электрон-фононного взаимодействия в ниобии; T_{JJ} — температура туннельного контакта; $T_{\text{Al}}(x_{JJ})$ — температура алюминиевого электрода в точке x_{JJ} . Отметим, что основная доля выделяемой мощности приходится на алюминиевый электрод.

Вероятность того, что при движении частицы на длине L не произойдет ни одного акта рассеяния, при длине свободного пробега l_{mfp} экспоненциально убывает с увеличением L . Учитывая, что в среднем, в направлении алюминиевого электрода движется одна четвертая часть частиц, коэффициент $\alpha(T)$ можно оценить по формуле:

$$\begin{aligned} \alpha &\approx 1 - \exp\left(-\frac{4d_{\text{NbN}}}{l_{mfp}}\right) = \\ &= 1 - \exp\left(-\frac{4d_{\text{NbN}}}{\tau_{\text{eff}}(E, T)v_F\sqrt{1 - \Delta(T)^2/E^2}}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где d_{NbN} — толщина электрода из NbN в туннельном контакте; v_F — скорость Ферми; $E \approx \Delta(T) + \hbar f$ — энергия неравновесной квазичастицы; $\tau_{\text{eff}}(E, T)$ — зависящее от энергии неравновесной квазичастицы время ее жизни до рассеяния с испусканием фонона в ниобии при температуре T .

4. Численный анализ и сравнение с экспериментом

Уравнение теплопроводности (2) с граничными условиями (3) (4) не имеет аналитического решения в элементарных функциях, поэтому решение было найдено численно при помощи метода конечных разностей. Алгоритм решения краевых задач для нелинейных уравнений методом конечных разностей подробно описан в [35]. Распределение температуры в короткой секции при мощности накачки $0.6 \mu\text{W}$ (кривая 5 на рис. 3) показано на рис. 6. Было получено решение уравнения (2) в двух случаях: с плотностью тока j_ω , определенной по величине накачки СИС-переходов, а также в предположении $j_\omega = 0$. Результат сравнения двух решений показывает, что фактор нагрева алюминиевого электрода протекающими по нему высокочастотными токами оказывается несущественным.

На рис. 7 показаны вычисленные значения температуры СИС-перехода (квадратные маркеры и аппроксимация сплошной линией согласно модели (2)–(7)) и температуры алюминиевого электрода линии передачи в точке x_{JJ} (прямая линия), соответствующей месту расположения СИС-контакта, в зависимости от полной выделяемой мощности P . Температура СИС-перехода определена из экспериментальных измерений изменений щелевого напряжения V_g , а соответствующий уровень мощности определен из аппроксимации ВАХ с накачкой по формулам из модели Такера и Фелдмана [1]. Если учесть „перегрев“ ($T_{JJ} \neq T_{Al}(x_{JJ})$) туннельных контактов относительно алюминиевого электрода линии передачи (в модели (2)–(4) предполагается $T_{JJ} = T_{Al}(x_{JJ})$) и ввести зависящий от температуры коэффициент α в формуле (6), то удастся подстроить численную модель

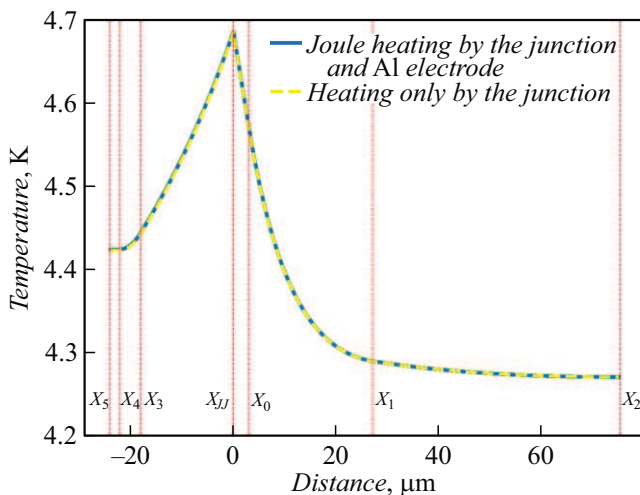


Рис. 6. Пространственное распределение температуры по алюминиевому электроду. Обозначения координат соответствуют рис. 4. Пунктирной кривой показан случай, когда туннельный контакт является единственным источником тепла в системе; сплошной кривой показан случай дополнительного небольшого нагрева в алюминиевом электроде за счет протекающего по нему высокочастотного тока.

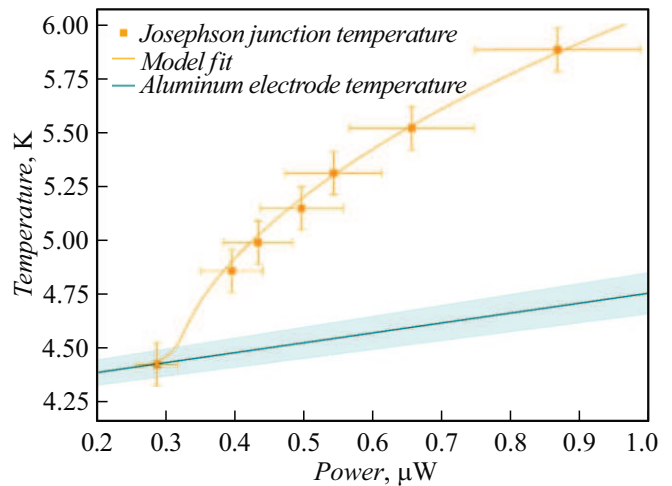


Рис. 7. Зависимость температуры СИС-перехода (квадраты и аппроксимация сплошной линией согласно модели (2)–(7)) и температуры алюминиевого электрода в точке x_{JJ} (прямая линия с „коридором“ погрешности) от полной мощности P . Планки погрешностей определяются точностью аппроксимации ВАХ детектора модельными кривыми (рис. 3).

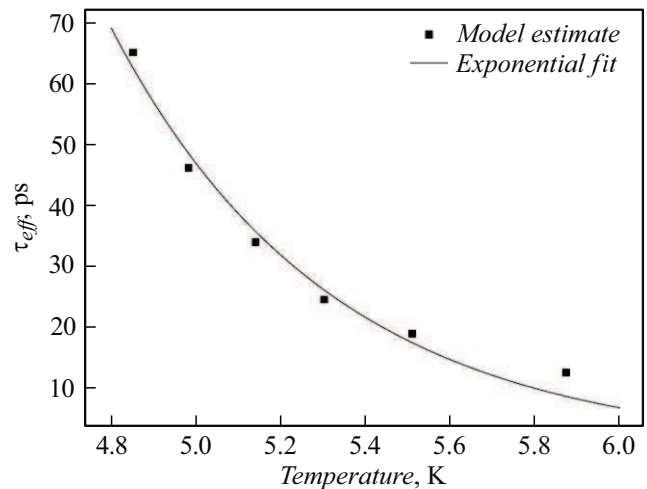


Рис. 8. Температурная зависимость эффективного времени жизни неравновесной квазичастицы до ее рассеяния с испусканием фонона: численный расчет (квадраты) и экспоненциальная аппроксимация (сплошная линия).

таким образом, что рассчитанные значения температуры СИС-перехода при любой мощности накачки совпадают с экспериментальными (рис. 7).

Зависимость τ_{eff} в формуле (7) от температуры представлена на рис. 8. Значение τ_{eff} определялось в ходе описанной далее процедуры. По значению щелевого напряжения СИС-детектора определена его температура при воздействии сигнала определенной мощности. Мощность сигнала определена по величине тока накачки при помощи аппроксимации экспериментальных ВАХ выражениями модели Такера и Фелдмана. Далее решалась система уравнений с граничными условиями (2)–(4) и

определялась температура алюминиевого электрода в области над СИС-контактами ($T_{Al}(x_{JJ})$). После этого по формуле (6) вычислялось значение $\alpha(T_{JJ})$, которое пересчитывалось в τ_{eff} по формуле (7). По порядку величины вычисленное значение совпадает с временем жизни τ_s неравновесной квазичастицы с энергией $hf/2 \approx 2.2 \text{ meV}$ (см. область „Secondary QP“ на рис. 5).

Таким образом, из рассмотренных факторов наибольший вклад в изменение температуры СИС-перехода вносит его „перегрев“ относительно электрода линии передачи за счет локализации места тепловыделения при релаксации сильно неравновесных квазичастиц и выделения тепла, которое с учетом крайне низкой теплоемкости и теплопроводности сверхпроводящих электродов не успевает отводиться в подложку. Нагрев электрода в области туннельного контакта высокочастотными токами оказывается несущественным за счет высокой теплопроводности нормального металла (алюминия).

Заклучение

В работе проведен комплексный анализ механизмов теплового воздействия на СИС-смесители Nb/AlN/NbN, включенные в линии передачи NbTiN/Al, достаточно мощным внешним электромагнитным сигналом на частоте 1.1 THz, превышающей частоту энергетической щели используемых сверхпроводящих материалов. Изготовлены и исследованы экспериментальные образцы микросхем под воздействием излучения ЛОВ. Разработана и реализована численная модель, позволяющая рассчитать распределение температуры в электродах линий передачи с неоднородными и зависящими от температуры характеристиками (коэффициент теплопроводности, время ухода фононов в подложку, теплоемкость и др.) Учтено влияние нескольких слоев, отделяющих алюминиевый электрод от подложки, на время ухода тепла в подложку. В предположении о локализации места тепловыделения в туннельном контакте при возбуждении квазичастиц большой энергии квантами THz-излучения удалось качественно объяснить наблюдаемый в эксперименте значительный нагрев туннельных СИС-переходов, приводящий к уменьшению щелевого напряжения. Показано, что температура СИС-перехода при воздействии мощного THz-сигнала может превышать температуру прилегающего электрода линии передачи. В дальнейшем планируется решение системы кинетических уравнений для электронных и фононных подсистем в туннельных контактах и электродах линии для получения более точных результатов.

Благодарности

Изготовление образцов выполнено с использованием уникальной научной установки „Криоинтеграл“ (УНУ № 352529) Института радиотехники и электроники

им. В.А. Котельникова РАН. Авторы выражают благодарность К.И. Рудакову за предоставленные топологии микросхем.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.R. Tucker, M.J. Feldman. Rev. Mod. Phys., **57** (4), 1055 (1985). DOI: 10.1103/RevModPhys.57.1055
- [2] B. Billade, A. Pavolotsky, V. Belitsky. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **3** (4), 416 (2013). DOI: 10.1109/TTHZ.2013.2255734
- [3] K.I. Rudakov, A.V. Khudchenko, L.V. Filippenko, M.E. Paramonov, R. Hesper, D.A.R. Costa Lima, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets. Appl. Sci., **11** (21), 10087 (2021). DOI: 10.3390/app112110087
- [4] A. Karpov, D.A. Miller, J.A. Stern, B. Bumble, H.G. LeDuc, I. Mehdi. IEEE Trans. Appl. Supercond., **21** (3), 616 (2011). DOI: 10.1109/TASC.2011.2124437
- [5] K.A. Baksheeva, R.V. Ozhegov, G.N. Goltsman, N.V. Kinev, V.P. Koshelets, A. Kochnev, N. Betzalel, A. Puzenko, P.B. Ishai, Yu. Feldman. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **11** (4), 381 (2021). DOI: 10.1109/TTHZ.2021.3066099
- [6] R. Körber, J.H. Storm, H. Seton, J.P. Mäkelä, R. Paetau, L. Parkkonen, C. Pfeiffer, B. Riaz, J.F. Schneiderman, H. Dong, S. Hwang, L. You, B. Inglis, J. Clarke, M.A. Espy, R.J. Ilmonemi, P.E. Magnelind, A.N. Matlashov, J.O. Nieminen, P.L. Volegov, K.C.J. Zevenhoven, N. Höfner, M. Burghoff, K. Enpuku, S.Y. Yang, J.J. Chieh, J. Knuutila, P. Laine, J. Nenonen. Supercond. Sci. Technol., **29** (11), 113001 (2016). DOI: 10.1088/0953-2048/29/11/113001
- [7] I. Siddiqi. Nat. Rev. Mater., **6**, 875 (2021). DOI: 10.1038/s41578-021-00370-4
- [8] E.V. Zikiy, A.I. Ivanov, N.S. Smirnov, D.O. Moskalev, V.I. Polozov, A.R. Matanin, E.I. Malevannaya, V.V. Echeistov, T.G. Konstantinova, I.A. Rodionov. Sci. Rep., **13**, 15536 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-42332-6
- [9] J. Aumentado. IEEE Microw. Mag., **21** (7), 45 (2020). DOI: 10.1109/MMM.2020.2993476
- [10] J.W. Kooi, J.A. Stern, G. Chattopadhyay, H.G. LeDuc, B. Bumble, J. Zmuidzinas. Intern. J. Infrared Millimeter Waves, **19** (3), 373 (1998). DOI: 10.1023/A:1022595223782
- [11] B.D. Jackson, N.N. Iosad, G. Lange, A.M. Baryshev, W.M. Laauwen, J.R. Gao, T.M. Klapwijk. IEEE Trans. Appl. Supercond., **11** (1), 653 (2001). DOI: 10.1109/77.919429
- [12] D.C. Mattis, J. Bardeen. Phys. Rev., **111** (2), 412 (1958). DOI: 10.1103/PhysRev.111.412
- [13] B. Leone, J.R. Gao, T.M. Klapwijk, B.D. Jackson, W.M. Laauwen, G. de Lange. Appl. Phys. Lett., **78** (11), 1616 (2001). DOI: 10.1063/1.1355003

- [14] A. Khudchenko, A.M. Baryshev, K.I. Rudakov, V.P. Koshelets, P.M. Dmitriev, R. Hesper, L. Jong. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **6** (1), 127 (2016). DOI: 10.1109/THZ.2015.2504783
- [15] A. Traini, B.K. Tan, J.D. Garrett, A. Khudchenko, R. Hesper, A.M. Baryshev, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets, G. Yassin. *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, **10** (6), 721 (2020). DOI: 10.1109/THZ.2020.3028028
- [16] Н.В. Кинев, А.М. Чекушкин, Ф.В. Хан, К.И. Рудаков. *Радиотехника и электроника*, **68** (9), 858 (2023). DOI: 10.31857/S0033849423090127 [N.V. Kinev, A.M. Chekushkin, F.V. Khan, K.I. Rudakov. *J. Commun. Technol. Electron.*, **68** (9), 946 (2023). DOI: 10.1134/S1064226223090127]
- [17] Н.В. Кинев, А.М. Чекушкин, Ф.В. Хан, К.И. Рудаков, Н.Н. Котова, В.П. Кошелец. *ФТТ*, **66** (7), 1032 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58368.26HH [N.V. Kinev, A.M. Chekushkin, F.V. Khan, K.I. Rudakov, N.N. Kotova, V.P. Koshelets. *Phys. Sol. State*, **66** (7), 1000 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.07.58965.26HH]
- [18] V.P. Koshelets, S.V. Shitov. *Supercond. Sci. Technol.*, **13** (5), R53 (2000). DOI: 10.1088/0953-2048/13/5/201
- [19] V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, W. Wild. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **17** (2), 336 (2007). DOI: 10.1109/TASC.2007.898622
- [20] N.V. Kinev, K.I. Rudakov, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets. *Sensors*, **20** (24), 7267 (2020). DOI: 10.3390/s20247267
- [21] Я.О. Водзяновский, К.И. Рудаков, И.В. Третьяков, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец, С.А. Кузнецов, М.Ю. Архипов, А.В. Худченко. *ФТТ*, **66** (6), 854 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58236.1HH [Ya.O. Vodzyanovsky, K.I. Rudakov, I.V. Tretyakov, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets, S.A. Kuznetsov, M.Yu. Arkhipov, A.V. Khudchenko. *Phys. Sol. State*, **66** (6), 824 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.06.58692.1HH]
- [22] А.А. Атепалихин, Ф.В. Хан, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец. *ФТТ*, **67** (7), 1247 (2025). DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61181.21HH-25 [A.A. Atepalikhin, F.V. Khan, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets. *Phys. Sol. State*, **67** (7), 1195 (2025). DOI: 10.61011/PSS.2025.07.61878.21HH-25]
- [23] J.J. Chang, D.J. Scalapino. *J. Low Temp. Phys.*, **31** (1–2), 1 (1978). DOI: 10.1007/BF00116228
- [24] D.J. Goldie, S. Withington. *Supercond. Sci. Technol.*, **26** (1), 015004 (2013). DOI: 10.1088/0953-2048/26/1/015004
- [25] Н.В. Кинев, Ф.В. Хан, А.М. Чекушкин, В.П. Кошелец. *Изв. вузов. Радиофизика*, **68** (9), 808 (2025). DOI: 10.52452/00213462_2025_68_09_808
- [26] P.N. Dmitriev, I.L. Lapitskaya, L.V. Filippenko, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, G.V. Prokopenko, S.A. Kovtonyuk, V.P. Koshelets. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **13** (2), 107 (2003). DOI: 10.1109/TASC.2003.813657
- [27] А.М. Чекушкин, Л.В. Филиппенко, М.Ю. Фоминский, В.П. Кошелец. *ФТТ*, **64** (10), 1399 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53080.49HH [A.M. Chekushkin, L.V. Filippenko, M.Yu. Fominskiy, V.P. Koshelets. *Phys. Sol. State*, **64** (10), 1382 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.10.54222.49HH]
- [28] A. Sergeev, V. Mitin. *Phys. Rev. B*, **61** (9), 6041 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.61.6041
- [29] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела* (Наука, М., 1978)
- [30] W. Shan, S. Ezaki. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **36** (5), 2400410 (2026). DOI: 10.1109/TASC.2026.3666524
- [31] B.K. Tan, G. Yassin, P. Kittara, J. Leeche. *Proc. of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology* (Charlottesville, USA, 2009), p. 275.
- [32] S.B. Kaplan. *J. Low Temperature Phys.*, **37** (3), 343 (1979). DOI: 10.1007/BF00119193
- [33] E.S. Zhukova, B.P. Gorshunov, L.S. Kadyrov, K.V. Zhivetev, A.V. Terentiev, A.M. Chekushkin, F.V. Khan, A.V. Khudchenko, N.V. Kinev, V.P. Koshelets. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **34** (3), 1 (2024). DOI: 10.1109/TASC.2024.3353139
- [34] S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.J. Scalapino. *Phys. Rev. B*, **14** (11), 4854 (1976). DOI: 10.1103/PhysRevB.14.4854
- [35] K. Atkinson, W. Han, D.E. Stewart. *Numerical solution of ordinary differential equations* (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2009)