

НЕТЕПЛОЙ ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК–ИЗОЛЯТОР–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ–ИЗОЛЯТОР–СВЕРХПРОВОДНИК

М. А. Тарасов^{a,c}, В. С. Эдельман^{b,}, С. Махашабде^{c,**}, Л. К. Кузьмин^{c,d}*

^a *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

^b *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

^c *Chalmers University of Technology
SE-41296, Gothenburg, Sweden*

^d *Нижегородский технический университет им. Р. Е. Алексеева
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 16 февраля 2014 г.

Разработаны и изготовлены болометры на основе структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник, интегрированных в двойные щелевые антенны. Экспериментально при температурах порядка 0.1 К изучено изменение туннельного тока при облучении таких структур излучением с частотой 330 ГГц и установлено, что при облучении распределение электронов по энергиям имеет существенно неравновесный вид, отличающийся от распределения Ферми, и основной вклад в добавку к туннельному току дают электроны, не успевающие прийти в равновесие в пределах электронной подсистемы абсорбера из нормального металла. Проведены оценки характерных времен релаксации электронов и фононов, подтверждающие значительную неравновесность электронной системы в поле излучения.

DOI: 10.7868/S0044451014070141

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературные детекторы излучения представляют большой интерес, так как потенциально они обеспечивают прием сигналов с высокой чувствительностью. Одним из перспективных вариантов выступают интегрированные в антенную систему болометры на основе туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС), в которых поглощение излучения приводит к возбуждению электронов в полоске нормального металла [1, 2]. Появление электронов с избыточной энергией приводит к возрастанию туннельного тока и напряжения на структуре, измерение которых позволяет судить о мощности сигнала. При теоретической оценке величины

этого эффекта и, соответственно, чувствительности болометра обычно считается, что воздействие высокочастотного излучения эквивалентно воздействию нагрева постоянным током той же мощности. При этом электронная система нагревается до некоторой температуры T_e , большей температуры термостата.

Однако при приеме терагерцевого излучения с частотой $f \gg kT/h$ в металле реализуется квантовое поглощение фотонов с энергией $E = hf \gg kT$ отдельными электронами [3–6]. В этом случае функция распределения электронов по энергии определяется балансом процессов квантового поглощения фотонов, электрон–электронного и электрон–фононного взаимодействий, а также туннелирования возбужденных электронов в измеряющий переход сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) [3, 4]. Эта функция распределения электронов существенно отличается от равновесной функции распределения Ферми. Микроскопические расчеты туннельного тока, проведенные в работах [3, 4]

*E-mail: vsedelman@yandex.ru

**Sumedh Mahashabde

в «чистом» пределе для электрон-электронного и электрон-фононного интегралов столкновений, с точностью выше точности приближения времен релаксации, показали, что к увеличению отклика СИНИС-детектора ведут процессы «размножения» возбужденных электронов с энергией $\varepsilon > kT$ за счет электрон-электронного взаимодействия и перепоглощения электронами неравновесных фононов, не успевших покинуть абсорбер. Размножение неравновесных электронов ведет к увеличению отклика $\delta I(P)$ такого детектора, где P — поглощаемая в абсорбере мощность высокочастотного сигнала, приводящая к увеличению тока δI при постоянном напряжении, приложенном к туннельному переходу. В этом случае отклик δI СИНИС-детектора может стать существенно больше удельного отклика «фотонного счетчика» e/hf , оставаясь однако меньше величины «болометрического» отклика e/kT . Поэтому исследование проявлений неравновесности электронной системы при низких температурах в СИНИС-структурах является интересным и важным.

В работах [7, 8] наблюдались зависимости отклика по напряжению $\delta V_{I,P} = V_{I,P=0} - V_{I,P}$, демонстрирующие отсутствие теплового равновесия в электронной системе. Однако систематического исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) в этих работах не проводилось. Ниже описаны эксперименты, в ходе которых были обнаружены и изучены зависимости ВАХ $I(V, T)$ и дифференциального сопротивления $R_d(V, T) = dV/dI$, убедительно демонстрирующие отсутствие равновесия в электронной системе и наличие значительного туннельного тока в СИНИС-структурах, обязанного электронам с избыточной энергией. Также приведены зависимости оптического отклика от мощности излучения при средней частоте облучения 330 ГГц.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Изученные в настоящей работе приемники представляли собой четыре идентичные сборки на одном кремниевом чипе, содержащие по три последовательные СИНИС-структуры на основе Al с подавлением сверхпроводимости в нормальных поглотителях излучения магнитной примесью [9], интегрированные в двойные щелевые антенны. По высокой частоте, благодаря емкостной связи, они включены параллельно. Размеры элементов: площадь туннельных переходов 0.25 мкм^2 , длина, ширина и толщина нормальной полоски между двумя переходами

$1 \times 0.1 \times 0.01 \text{ мкм}$, сопротивление на постоянном токе 200 Ом. Параллельное по СВЧ соединение трех абсорберов соответствует согласованной нагрузке антенны 60 Ом. Туннельные переходы этих структур имели параметры, близкие параметрам структур, изучавшихся нами ранее [7, 8]. При охлаждении до $T < 0.1 \text{ К}$ отношение $R_d(V=0)/R_n$ (где R_n — сопротивление в нормальном состоянии) у них достигало 15000, и суммарно вся цепочка приобретала при 0.1 К сопротивление $R_d(V=0) = 300\text{--}400 \text{ МОм}$.

Измерения проводились на установке с микрокриостатом растворения на базе рефрижератора с импульсной трубой [10]. На этой установке возможно в течение 4–5 ч поддерживать температуру образца на уровне менее 0.1 К со стабильностью порядка 1 мК при остановленном компрессоре импульсной трубы. Это снижает вибрационные и электрические шумы в десятки раз. Чип с СИНИС-приемниками размещался внутри медного экрана с температурой 0.40–0.45 К, стенки которого для подавления возможных резонансов были покрыты черным поглотителем Stycast®2850FT.

Чип толщиной 0.35 мм тыльной стороной был прижат к сапфировой линзе — полусфере диаметром 10 мм, собирающей излучение на приемники. Линза вклеена посредством Stycast®1266 в медный держатель, прижимаемый винтами к камере растворения. Измерения с термометром RuO₂, приклеенным к кремниевой пластине — основе чипа, установленной вместо детектора, показали, что его температура при 0.1 К отличается не более чем на 2–3 мК от температуры смесительной камеры, измеряемой термометром LakeShore® с абсолютной погрешностью, указанной изготовителем, на уровне 5 мК.

Напротив линзы в крышке экрана толщиной 2 мм было просверлено отверстие диаметром 5 мм, с обеих сторон закрытое фильтрами [11] со средней частотой пропускания 330 ГГц, измеренной полушириной пропускания сборки 50 ГГц. Характеристика фильтра с погрешностью около 10%, соответствующей точности измерений, описывается произведением двух лоренцевых кривых с полушириной 70 ГГц. Прохождение в максимуме более 90%. Расстояния от линзы до фильтра 2–3 мм, между элементами фильтра 2 мм, от фильтра до источника излучения 2–3 мм.

Источник излучения (черное тело) — кремниевая пластина с напыленным на поверхность слоем нихрома с сопротивлением 300 Ом/□. Пластина на теплоизолирующих ножках укреплена на медной подставке, соединенной теплопроводом с градусной камерой. Температура излучателя измерялась

по сопротивлению прокалиброванного по термометру LaskеShore миниатюрного чип-резистора RuO₂, наклеенного на тыльную сторону кремниевой пластины. Температуру излучателя можно было изменять от 0.9 К до 15 К, нагревая его током через пленку. При этом рассеивалась мощность порядка нескольких милливатт. Постоянная времени нагрева/охлаждения порядка 0.1 с соответствует постоянной времени термометра. Излучатель закрыт глухим экраном с температурой 0.40–0.45 К.

Для определения мощности излучения, попадающего на приемник, использована формула Планка для однододовой антенны

$$P = \int \frac{df hf}{\exp(hf/kT_R) - 1} K_1 K_2 K_3, \quad (1)$$

где T_R — температура излучателя, а коэффициенты K_1 и K_2 учитывают пропускание фильтра и амплитудно-частотную характеристику антенны. Для антенны бралась лоренцева кривая с полушириной 100 ГГц и максимумом при 330 ГГц. Учет коэффициента K_2 сказывался незначительно: если его положить равным единице, то это приведет к изменению вычисленного значения в пределах пары десятков процентов. Коэффициент $K_3 = 0.82$ учитывает отражение от границ сапфир–вакуум и сапфир–кремний.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВАХ И ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Электронную температуру в поглотителе излучения — полоске нормального металла — по экспериментальным данным $I(V, T)$ можно оценить сравнением с расчетными теоретическими зависимостями дифференциального сопротивления dV/dI от приложенного напряжения V . На рис. 1 приведены зависимости $R_d(V)$ СИНИС-структуры при нескольких температурах держателя чипа и температуре излучателя 0.9 К, при которой мощность излучения в полосе приема пренебрежимо мала. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетом, опирающимся на известную формулу для туннельного тока, справедливую при напряжениях, малых по сравнению с $V_\Delta = \Delta/e$ (здесь Δ — значение энергетической щели сверхпроводника), имеющую для одного СИН-перехода вид [12]

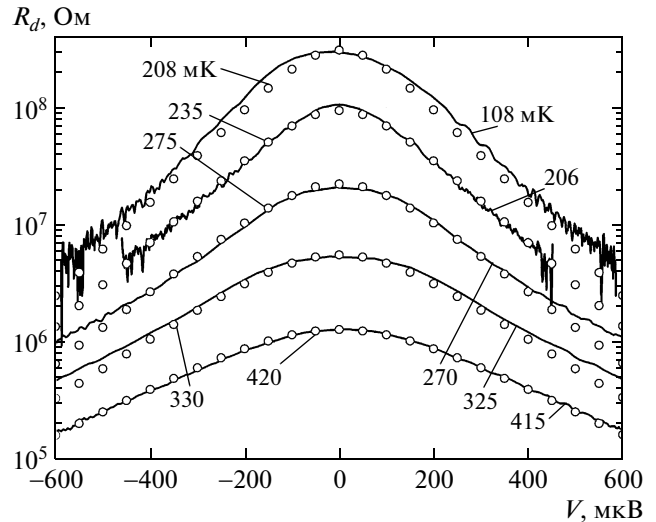


Рис. 1. Зависимости от напряжения дифференциального сопротивления трехэлементной СИНИС-цепочки при температурах чипа, указанных справа от кривых. Кружки — расчет при температурах электронной системы, приведенных слева

$$I(V, T) = \frac{1}{eR_n} \sqrt{2\pi T_e eV_\Delta} \times \exp\left(-\frac{eV_\Delta}{kT_e}\right) \text{sh}\left(\frac{eV}{kT_e}\right). \quad (2)$$

В нашем случае последовательно включено $m = 6$ номинально идентичных туннельных СИН-переходов. Чтобы это учесть, надо в этой формуле измеряемые значения R_n и V разделить на m . Дифференцирование тока по напряжению дает проводимость, а R_d есть обратная величина. Отметим, что напряжение, фигурирующее на всех рисунках, соответствует измеренному напряжению, т. е. значению $6V_{SIN}$, где V_{SIN} — напряжение на одиночном СИН-переходе.

В формулу (2) входит параметр V_Δ — напряжение энергетической щели. Согласно теории БКШ, величина энергетической щели $\Delta(0) = 1.76kT_c$ (T_c — критическая температура). Ее можно определить по зависимости $R_d(T, V = 0)$, которая в области температур 0.3–0.5 К неплохо укладывается на близкую к экспоненциальной теоретическую кривую. При более высоких температурах нужно учитывать зависимость $\Delta(T)$, а при температурах ниже 0.2 К дифференциальное сопротивление R_d выходит на постоянное значение, что, скорее всего, связано с нагревом электронной системы из-за просачивания паразитного излучения. В этой области значение T_e можно оценить, подобрав его из условия совпадения расчета с экспериментом. В нашем случае при исполь-

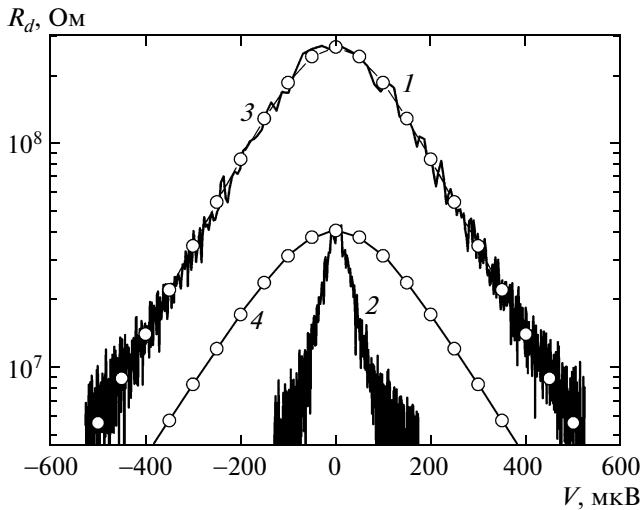


Рис. 2. Зависимости от напряжения дифференциального сопротивления трехэлементной СИНИС-цепочки при температуре чипа 0.1 К и температурах излучателя 0.9 К (1) и 13 К (2). Кружки — расчет при температурах электронной системы 213 мК (3) и 255 мК (4)

зовании $\Delta = k \cdot 2.45$ К достигается хорошее совпадение расчетной и экспериментальной форм кривых во всех представленных на рис. 1 случаях, что позволяет относиться с доверием к использованию модели. Небольшое различие начинает проявляться при $V > 0.4-0.5$ мВ, где сопротивление начинает превышать расчетное из-за эффекта электронного охлаждения. Отметим, что принятое значение Δ соответствует $T_c \approx 1.4$ К. При $T = 1.5$ К измеренная ВАХ линейна, а при 1.3 К нелинейность хорошо проявляется; таким образом, T_c действительно лежит в этих пределах.

Если состояние электронной системы изменяется не из-за нагрева образца как целого, а при передаче энергии излучением, то картина совершенно иная (рис. 2). В этом случае говорить о согласии с расчетом не приходится — если подобрать T_e так, чтобы совпали значения дифференциального сопротивления при $V = 0$, то на крыльях кривых эти значения при росте напряжения расходятся на порядок величины. Если посмотреть не на производную, а на саму ВАХ, то видно, что необычное поведение сопротивления обязано значительно большему току, чем ток для образца, нагретого до температуры, соответствующей такому же значению $R_d(T, V = 0)$, рис. 3.

Прежде чем переходить к дальнейшему обсуждению, сделаем важное замечание. Наш анализ, в пер-

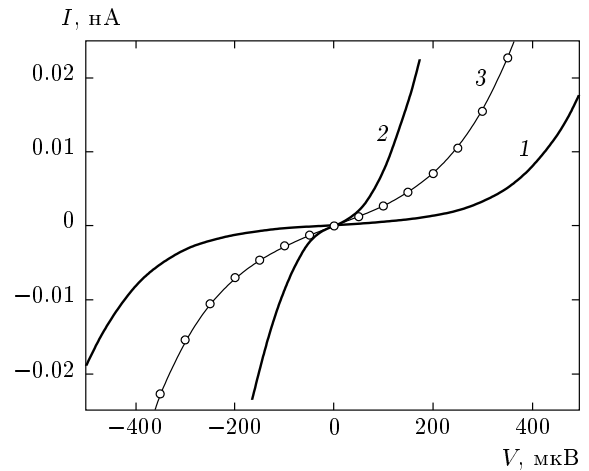


Рис. 3. ВАХ структуры при температуре чипа 0.07 К при фоновой засветке (1) и при мощности облучения 8 пВт (2) и при температуре 0.23 К при фоновом облучении (3)

вую очередь, касается области напряжений в расчете на один переход, меньших 0.1 мВ, когда туннельные токи малы и не превосходят 0.02 нА. При таких условиях мощность, которую электроны могут рассеивать в сверхпроводящих электродах структуры, заведомо не превосходит 0.01 пВт, что на два порядка меньше поглощаемой мощности порядка 1 пВт. Таким образом, генерируемое излучением состояние электронной и фоновой систем не зависит от тока, и речь идет о не разрушающих эти распределения экспериментальных измерениях.

Из рис. 3 следует вывод, что дополнительный вклад в ток дают электроны, приобретающие при поглощении квантов излучения большую энергию до $hf/k \approx 16$ К. Эта энергия из-за электрон-фононного взаимодействия частично теряется, а в процессе электрон-электронных и фонон-электронных столкновений распределяется на значительное число электронов, которые успевают туннелировать до того, как установится равновесие. Таким образом, не только невозможно определить T_e сравнением с расчетной зависимостью, но и некорректно говорить о температуре электронов. Можно только несколько условно выделить электроны, число которых превышает даваемое фермиевским распределением при температуре T_e , соответствующей наблюдаемому значению $R_d(T, 0)$.

Поскольку при температурах значительно ниже T_c и напряжениях $V_{SIN} < V_\Delta$ основной вклад в туннельный ток дают электроны или дырки с энергией больше фермиевской на величину $dE = \Delta - eV_{SIN}$, в

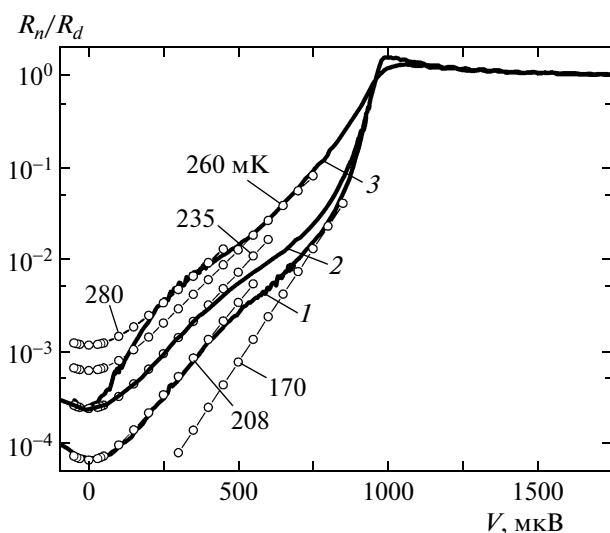


Рис. 4. Зависимости от напряжения приведенной проводимости СИНИС-цепочки при различных температурах и уровнях облучения: 1 — $T = 70$ мК, $T_e = 208$ мК, фоновое облучение; 2 — $T = 200$ мК, $T_e = 235$ мК, фоновое облучение; 3 — $T = 70$ мК, $P = 6$ пВт. Кружки — расчет для нескольких температур T_e , указанных на рисунке

первом приближении можно считать, что значение

$$R_n \frac{dI}{dV} = \frac{R_n}{R_d(T, V)} \quad (3)$$

дает отношение плотности таких электронов (дырок) к плотности состояний на уровне Ферми, поскольку при $V_{SIN} \gg \Delta/e$ дифференциальное сопротивление равно асимптотическому значению $R_d = R_n$. На рис. 4 приведены зависимости $R_n/R_d(T, V)$ от напряжения для случаев измерения при одной и той же температуре образца, но при разных уровнях падающего на детектор излучения: фоновом (кривая 1) и значительно более интенсивном (кривая 3), а также при температуре, приводящей к той же минимальной проводимости структуры, что и при интенсивном облучении (2). Разность первых двух кривых, 3 и 1, дает (при не слишком близких к Δ/e напряжениях) зависимость от напряжения роста плотности «горячих» электронов при возбуждении излучением, а разность кривых 2 и 3 позволяет судить, насколько далека электронная система от равновесия. В результате оказывается, что «лишних» высокоэнергетичных электронов в несколько раз больше, чем термализованных, т. е. соответствующих фермиевскому распределению с определенной электронной температурой.

Приведенные на рис. 4 кривые, построенные в соответствии с расчетом по формуле (2), позволяют судить о том, какой температуре соответствует плотность электронов при разных напряжениях. Пока мощность излучения пренебрежимо мала, при напряжениях $0 < V < 400$ мкВ = $6V_{SIN}/3$, эксперимент свидетельствует о постоянстве температуры. Однако при интенсивном облучении референтная температура при тех же напряжениях возрастает от 0.235 до 0.280 К, что говорит об увеличении плотности высокоэнергетичных электронов при соответствующем напряжении более чем в пять раз.

При напряжении выше 400 мкВ проявляется электронное охлаждение. Для нижней кривой электронная температура снижается до 0.17 К, т. е. почти на 40 мК, при напряжении в районе 800 мкВ. Для случая интенсивного облучения в этой области плотность электронов тоже уменьшается, электронная система «остывает» примерно на 20 мК в пересчете на температуру.

При приближении к напряжению $6V_{\Delta}$ охлаждение исчезает, и при 1 мВ проявляется пик, который традиционно относят к возрастанию плотности состояний в сверхпроводнике за щелью. В области пика кривая для облучаемого образца идет ниже кривой 1 на рис. 4, что коррелирует с увеличением числа возбужденных электронов над (дырок — под) уровнем Ферми, не успевающих релаксировать, что приводит к обеднению заселенности на уровне Ферми.

Отметим, что в нашем случае наблюдается отличие от результатов многих измерений. Так, в работе [12], где исследовались образцы с переходами большей площади, пик был более выражен — рост относительно уровня, задаваемого R_n , примерно в четыре раза, а у нас всего в 1.6 раз. Что более существенно, пик расположен при напряжении, заметно меньшем $6V_{SIN} = 1.25$ мВ. Можно было бы предположить, что в цепочке СИНИС-переходов имеется неконтролируемый разброс параметров, хотя это представляется не очень вероятным, поскольку нами получены одинаковые значения Δ для разных цепочек на одном чипе, разнесенных на расстояние, много большее их размеров. Отметим, что при последовательном включении СИН-переходов вариации параметров нивелируются перераспределением напряжения, прилагаемого к каждому переходу. Модельный расчет для двух переходов, у которых значения щели равны 0.9Δ и 1.1Δ , показал, что их суммарная ВАХ при $V/2 < 0.4\Delta/e$ отличается от ВАХ для идентичных переходов с щелью Δ менее чем на 0.2%, что много меньше погрешности экспе-

римента. Более естественным является объяснение, что из-за поступления в сверхпроводящий электрод большого числа энергичных электронов его область вблизи туннельного перехода сильно перегревается, что приводит к локальному уменьшению Δ . Если принять это объяснение, то можно сделать вывод, что перегрев при экспериментальном значении тока 3 нА (мощность 1–3 пВт) достигает 1 К.

4. ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК

Из набора измеренных ВАХ можно извлечь величину отклика на излучение со средней частотой 330 ГГц, определяемой характеристикой фильтра. Измерения велись в режиме задания тока при разных уровнях засветки. Отклик по напряжению определяли как

$$\delta V_{I,P} = V_{I,P=0} - V_{I,P}, \quad (4)$$

т. е. находили как разность двух ВАХ (рис. 5). Максимальные значения отклика по напряжению достигаются при токе 0.08 нА. Из набора кривых этого рисунка можно извлечь зависимость максимального отклика от мощности засветки (рис. 6). Как видно, эта зависимость существенно нелинейна и чувствительность к малым вариациям мощности засветки падает с ее ростом на порядок.

Из этих же ВАХ можно извлечь и отклик по току

$$\delta I_{V,P} = I_{V,P} - I_{V,P=0}, \quad (5)$$

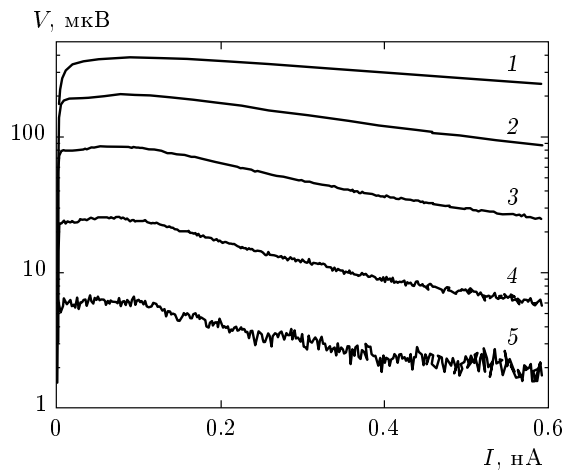


Рис. 5. Зависимости от тока отклика по напряжению при различных температурах T излучателя и соответствующей мощности P : 1 — 12.5 К, 6.6 пВт; 2 — 6.6 К, 1.7 пВт; 3 — 4.3 К, 0.48 пВт; 4 — 3 К, 0.11 пВт; 5 — 2.25 К, 0.025 пВт. Температура чипа 70 мК

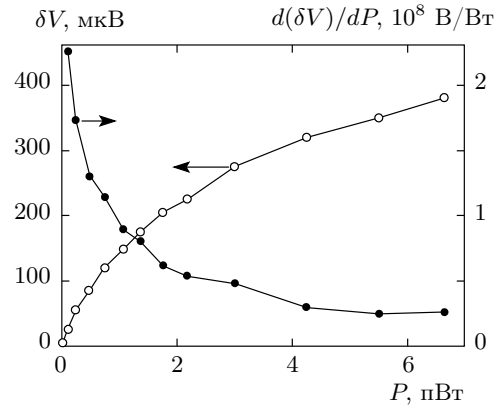


Рис. 6. Зависимости от падающей мощности максимального отклика по напряжению и его производной по мощности. Температура чипа 70 мК

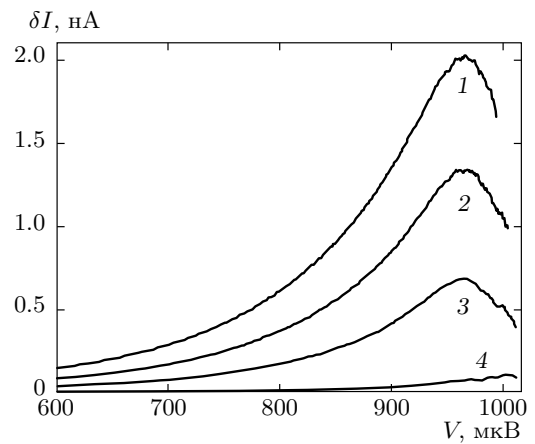


Рис. 7. Зависимости от напряжения отклика по току при различных температурах T излучателя и падающей мощности P : 1 — 10.5 К, 4.8 пВт; 2 — 8 К, 2.8 пВт; 3 — 5.8 К, 1.25 пВт; 4 — 3 К, 0.11 пВт. Температура чипа 70 мК

вычитая соответствующие графики с использованием интерполяции, предусмотренной в программе обработки ORIGIN (рис. 7). Опираясь на этот рисунок, можно построить зависимости отклика по току от уровня засветки (рис. 8). Нелинейность в этом случае проявляется значительно слабее, чем для отклика по напряжению. Точковый отклик $d(\delta I)/dP$ изменяется от 1000 до 410 А/Вт при увеличении мощности засветки от 0.1 пВт (что соответствует реликтовому излучению при одномодовом приеме) до 4.8 пВт (фотонный шум атмосферы) всего примерно вдвое.

Можно сравнить эти результаты с расчетом в

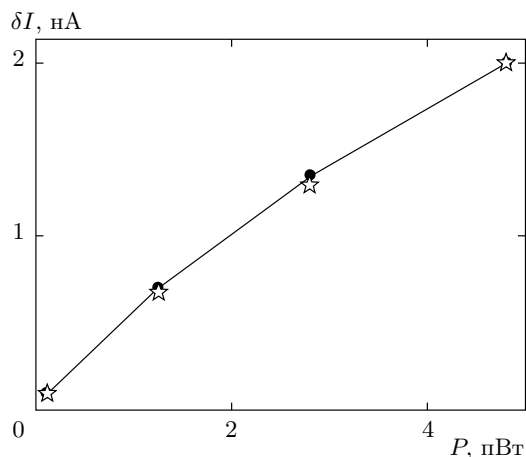


Рис. 8. Зависимость от мощности максимального токового отклика (кружки) и ее аппроксимация степенной функцией $P^{0.8}$ (звездочки). Температура чипа 70 мК

рамках модели теплового отклика. В идеальном случае, согласно работе [13], ампер-ваттная чувствительность (отклик) для электронной температуры в районе 300 мК составляет

$$S_{I_{max}} = e/2kT_e = 2 \cdot 10^4 \text{ А/Вт}. \quad (6)$$

Если же мощность фонового излучения велика и преобладает электрон-фононное охлаждение, то зависимость отклика от поглощенной мощности имеет вид

$$S_{I_{max}} = \frac{0.1 \sqrt{keV_{\Delta}}}{eR(\Sigma\nu)^{0.1} P^{0.9}}, \quad (7)$$

где Σ — константа электрон-фононного взаимодействия, ν — объем нормального металла. По этой формуле токовый отклик убывает от $1.7 \cdot 10^4$ А/Вт при 1 пВт поглощенной мощности до $2 \cdot 10^3$ А/Вт для 10 пВт. В нашем эксперименте при более низкой температуре токовый отклик существенно меньше, но изменяется он медленнее.

5. МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ФОРМИРОВАНИЯ ОТКЛИКА В ДЕТЕКТОРЕ

При облучении детектора антенна собирает энергию сигнала на поглотитель — мостик из нормального металла, размеры которого малы по сравнению с длиной волны. Его можно рассматривать как элемент цепи с сосредоточенными параметрами. Поскольку сопротивление мостика в десятки раз больше, чем остальных элементов цепи, практически вся

мощность сигнала поглощается в нем. При поглощении кванта излучения энергия $hf/k = 16$ К передается одному электрону и формируется пара электрон-дырка с энергиями от 0 до hf выше/ниже уровня Ферми.

Далее электроны диффундируют в область туннельных переходов за характерное время τ_{diff} и за время τ_{SIN} переходят в сверхпроводящий электрод. В течение этого интервала происходят процессы электрон-фононного, фонон-электронного, электрон-электронного и фонон-фононного рассеяния, при которых энергия возбужденных электронов как перераспределяется между другими электронами, уменьшая в среднем энергию возбужденных частиц, но увеличивая их число, так и теряется за счет ухода фононов в термостат — кремниевую основу чипа — и в сверхпроводящие электроды СИН. Добавка к туннельному току при облучении зависит от соотношения времен и интенсивности этих процессов. Поскольку все времена сильно зависят от энергии возбуждения, картина чрезвычайно усложняется, тем более что при малых размерах элементов и низких температурах ситуация оказывается промежуточной между двумерной и трехмерной. Поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением и не будем принимать во внимание фонон-фононное рассеяние (так, в частности, поступили и авторы работы [3]). Оставим в стороне и обсуждение процессов в сверхпроводящем электроде, хотя выше было отмечено, что его состояние может сильно изменяться при протекании туннельного тока, что неизбежно должно отразиться на отклике детектора.

Начнем с оценки потерь в болометре. Сравним соотношение числа падающих квантов ($5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ при 0.1 пВт на частоте 330 ГГц) и числа протуннелировавших возбужденных электронов ($6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$) (максимальное приращение тока под действием сигнала). Квантовая эффективность оказывается близка к единице, т. е. один электрон на один поглощенный квант, как в режиме счетчика фотонов. В этом режиме не происходит роста числа возбужденных электронов, предсказанного в работе [4] для болометрического режима. Если бы энергия не уходила из электронной системы, то возбужденных электронов с энергиями в диапазоне $(0.2-1.0)\Delta$, участвующих в формировании максимального отклика по току, должно было бы быть в десятки раз больше.

В работе [14] обсуждается модель поглощения, в которой предполагается, что в результате электрон-электронного взаимодействия первичный возбужденный электрон при каждом столкновении ро-

ждает три новых квазичастицы — два электрона и дырку. У каждой из них остается по $hf/3$ первоначальной энергии. Поглощение одного фонона вызывает рождение двух квазичастиц — электрона и дырки. Спонтанное испускание фононов сохраняет число квазичастиц. Скорость электрон-электронных столкновений, необходимых для роста числа электронов, оказывается на порядок ниже скорости электрон-фононных переходов, понижающих энергию возбуждений, но не приводящих к увеличению числа квазичастиц. Тем не менее возбуждение электронов за счет поглощения неравновесных фононов может несколько увеличить отклик болометра выше предела фотонного счетчика.

Еще одна модель термализации в нормальном металле обсуждается в работе [15]. По этой модели наиболее вероятный процесс — рассеяние электрона с энергией на уровне щели, $\varepsilon = \Delta$, до уровня $\Delta/4$ и рождение фонона с энергией $3\Delta/4$. Эта энергия фонона много выше тепловой, так что имеем нетепловое распределение как для электронов, так и для фононов.

Оценим коэффициент диффузии для электронов в нормальном металле:

$$D = \frac{1}{e^2 N \rho}. \quad (8)$$

При $\rho = 0.07$ Ом·мкм и плотности состояний электронов на уровне Ферми $N = 2.3 \cdot 10^{10}$ мкм⁻³·эВ⁻¹ получим $D = 0.004$ м²/с. Отсюда для времени диффузии электронов на расстояние порядка 1 мкм из поглощающей полоски в площадки нормального металла в туннельных переходах следует $\tau_{diff} = 0.25$ нс.

Коэффициент диффузии для частицы со скоростью v и длиной свободного пробега l составляет $D = lv/3$. Считая скорость Ферми $v_F = 2 \cdot 10^6$ м/с, получим длину свободного пробега в абсорбере $l = 6$ нм. Толщина нашего абсорбера составляет 10 нм, и время диффузии по толщине пленки составит 0.025 пс.

Еще одним важным характерным параметром является время туннелирования в измерительном СИН-переходе. Постоянная времени ухода электронов в сверхпроводящий электрод при условии, что они попадают при этом в область незаполненных состояний, определяется временем совершения числа попыток, обеспечивающих близкую к единице вероятность их туннелирования через барьер, прозрачность которого определяет нормальное сопротивление перехода. Согласно работам [3, 12], если в рабочей точке дифференциальное сопротивление близко

к нормальному сопротивлению, то постоянная времени туннелирования

$$\tau_{SIN} = N(0)e^2 R_n S t, \quad (9)$$

где, как и выше, N — плотность состояний на уровне Ферми, R_n — сопротивление перехода в нормальном состоянии, S — площадь перехода, t — толщина пленки. Для пленки алюминия толщиной 10 нм и при $R_n S \approx 1000$ Ом·мкм² получим $\tau_{SIN} \approx 40$ нс. Таким образом, $\tau_{SIN} \gg \tau_{diff}$ и распределение электронов по слою нормального металла можно считать однородным. Неравновесность системы определяется соотношением постоянной времени ухода электронов с электрон-электронной и электрон-фононной постоянными времени.

Оценим время электрон-фононного рассеяния [14, 15]:

$$\tau_{e-ph} = \frac{3I_0 k^6 N(0)}{\Sigma E^4}. \quad (10)$$

Параметр $I_0 = 25$, константа $\Sigma = 2.3$ нВт/мкм³·К⁶. При средней энергии возбуждения электронов 8 К имеем $\tau_{e-ph} = 0.2$ нс, т. е. время τ_{e-ph} сравнимо со временем диффузии. Длина волны таких фононов, отвечающих энергии 8 К, при скорости звука в алюминии $v_s \approx 5000$ м/с равна $\lambda_{ph} \approx 30$ нм, и она больше толщины металла. Поэтому фононы распространяются под малым углом к границе раздела алюминий — кремний и вероятность их ухода в подложку мала.

В области поглотителя-полоски за счет фонон-электронного взаимодействия энергия вернется электронам за весьма малое время, даваемое формулой [9, 14]

$$\tau_{ph-e} = \frac{234 N_{An} d k^3}{6 \Sigma \Theta_D^3 E^2}. \quad (11)$$

Здесь $N_{An} d$ — атомная плотность, для алюминия равная $6 \cdot 10^{22}$ см³, $\Theta_D = 428$ К — температура Дебая. При цитированном выше перераспределении энергии 1:3 между электроном с исходной средней энергией 8 К и фононом при рождении последнего для времени получим $\tau_{ph-e}(8 \text{ К}) = 5$ пс.

Ситуация серьезно изменяется для электронов в области туннельных переходов. С точки зрения распространения звуковых волн, нормальный и сверхпроводящий электроды, разделенные запирающим слоем толщиной порядка 1 нм, представляют собой сплошную однородную среду, и фононы могут беспрепятственно покидать зону нормального металла за время порядка нескольких пикосекунд,

$$\tau_{escape} = t/v_s, \quad (12)$$

Таблица

τ_{escape} (10 нм), пс	2
τ_{ph-e} (6 К), пс	5
τ_{ph-e} (3 К), пс	20
τ_{ph-e} (1.5 К), пс	80
τ_{diff} (1 мкм), пс	250
τ_{e-ph} (8 К), пс	200
τ_{e-ph} (4 К), пс	3200
τ_{e-ph} (2 К), пс	52000
τ_{e-e} (8 К), пс	1000
τ_{e-e} (4 К), пс	4000
τ_{e-e} (2 К), пс	16000
τ_{SIN} (1 кОм), пс	40000

не вернув энергию электронам. Такой процесс в значительной степени представляет собой канал потерь энергии, которая безвозвратно уйдет в сверхпроводник и подложку.

Перераспределение энергии между электронами происходит и благодаря электрон-электронному взаимодействию. Формула для вычисления времени τ_{e-e} для двумерного случая, соответствующая ситуации в нормальном электроде, приведена в работах [12, 15]:

$$\tau_{e-e} = \frac{\hbar E_F}{\pi^2 E^2 \ln(E_F/E)}. \quad (13)$$

Здесь $E_F = 11.6$ эВ — энергия Ферми. При температуре 8 К это время составляет 1 нс, что больше $\tau_{e-ph} = 0.2$ нс при той же температуре. Для трехмерного случая время τ_{e-e} в десятки раз больше, чем для двумерного. Значение τ_{e-e} становится равным τ_{SIN} при температуре 1–1.3 К, когда при столкновении образуются три возбужденных состояния с энергией примерно 0.4 К. Значение τ_{e-ph} сравнивается с τ_{SIN} при температуре электронов около 2 К.

В таблице приведена сводка времен релаксации при разных процессах.

Таким образом, мы имеем сложную картину соотношения электрон-электронного, электрон-фононного, фонон-электронного взаимодействий, которая сильно изменяется при изменении частоты сигнала; распределение электронов по энергии значительно отличается от фермиевского. Неравно-

весность системы определяется соотношением постоянной времени ухода электронов τ_{SIN} с электрон-электронной и электрон-фононной постоянными времени. Согласно работе [3], оптимальное сопротивление СИН-перехода должно быть порядка 10 кОм. Как видно из таблицы, по мере уменьшения энергии возбуждений соотношение между характерными временами изменяется, и при эффективной температуре возбуждения менее 2 К электрон-электронное взаимодействие становится быстрее электрон-фононного и распределение электронов стремится к фермиевскому при их температуре выше температуры термостата.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для СИНИС-детекторов при температурах менее 100 мК, облучении квантами излучения с частотой выше 300 ГГц и мощности излучения больше 1 пВт неравновесность в системе электронов играет главную роль при формировании оптического отклика. Реализация предельных параметров возможна при максимальном росте числа электронов в абсорбере за счет электрон-электронных соударений и поглощения неравновесных фононов. Время электрон-электронного взаимодействия на начальном этапе цепочки размножения относительно велико, что не позволяет полностью реализовать такой режим. Степень неравновесности фононной системы определяется в основном свободой ухода фононов в сверхпроводящий электрод, изготовленный из того же материала, что и поглотитель. Естественным образом повысить отклик можно, применив в качестве поглотителя материал с меньшим значением постоянной электрон-фононного взаимодействия, сильным электрон-электронным взаимодействием и акустически рассогласованным с алюминием, например гафний [16]. Термализации возбужденных электронов и повышению квантового выхода будет способствовать увеличение длины абсорбера больше диффузионной длины за время электрон-электронного взаимодействия, т. е. больше 2 мкм в нашем случае. Эффективной мерой снижения потерь на уход фононов из абсорбера в подложку может стать расположение абсорбера поверх сверхпроводящих электродов, а не под ними, как в настоящей конструкции, когда абсорбер лежит на подложке. Можно надеяться, что, следуя этим рекомендациям, удастся значительно увеличить оптический отклик детектора и снизить вклад детектора в шумы ниже уровня фотонных флуктуаций.

Работа выполнена при частичной поддержке шведского космического агентства. Авторы благодарны И. А. Девятову и А. В. Семенову за обсуждение и полезные комментарии.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Kuzmin, *Physica B* **284–288**, 2129 (2000).
2. L. Kuzmin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **97**, 012310 (2008).
3. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 752 (2004).
4. И. А. Девятов, П. А. Крутицкий, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 61 (2006).
5. А. В. Семенов, И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 514 (2008).
6. P. Virtanen, T. T. Hekkila, F. S. Bergeret et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 247003 (2010).
7. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, М. Ю. Фоминский и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 460 (2010).
8. M. A. Tarasov, V. S. Edelman, L. K. Kuzmin et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 3635 (2011).
9. М. А. Тарасов, Л. К. Кузьмин, Н. С. Каурова, *ПТЭ* № 6, 122 (2009).
10. В. С. Эдельман, Г. В. Якопов, *ПТЭ* № 5, 129 (2013).
11. М. А. Тарасов, В. Д. Громов, Г. Д. Богомолов и др., *ПТЭ* № 1, 85 (2009).
12. G. O'Neil, Ph. D. Thesis, Univ. Colorado (2011).
13. D. Golubev and L. Kuzmin, *J. Appl. Phys.* **89**, 6464 (2001).
14. J. N. Ullom and P. A. Fisher, *Physica B* **284**, 2036 (2000).
15. G. C. O'Neil, P. J. Lowell, J. M. Underwood et al., *Phys. Rev. B* **85**, 134504 (2012).
16. M. E. Gershenson, D. Gong, T. Sato et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2049 (2001).