

## Отклик на субмиллиметровое излучение СИНИС приемника с электронным охлаждением

А. А. Гунбина<sup>+\*</sup>, С. А. Лемзяков<sup>×°</sup>, М. А. Тарасов<sup>∇</sup>, В. С. Эдельман<sup>×1)</sup>, Р. А. Юсупов<sup>∇</sup>

<sup>+</sup>Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>\*</sup>Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>×</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

<sup>°</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия

<sup>∇</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 марта 2020 г.

После переработки 16 апреля 2020 г.

Принята к публикации 16 апреля 2020 г.

Экспериментально изучен отклик на субмиллиметровое излучение приемника, сформированного на кремниевой подложке в виде метаматериала – матрицы  $10 \times 10$  разрезных колец, соединенных туннельными структурами сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС). При малых по сравнению со сверхпроводящей щелью напряжениях электронная температура  $T_e$  при температуре подложки  $T \sim 0.1$  К равна  $\sim 0.23$  К из-за перегрева паразитным излучением, при  $0.3$  К  $T_e \approx T$ . В обоих случаях при росте напряжения  $T_e$  снижается из-за электронного охлаждения и достигает  $0.19$  К при напряжении, соответствующем максимальному отклику. При  $T = 0.1$  К отклик в 5–6 раз превышает отклик при  $T \sim 0.3$  К. Таким образом, электронное охлаждение не обеспечивает такой же чувствительности приема, как и охлаждение приемника в целом.

DOI: 10.31857/S1234567820100018

Характерной особенностью туннельных структур вида сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС) является эффект охлаждения нормального элемента при протекании тока. Он вызывается тем, что при напряжении  $U$  на сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) переходе ниже значения  $V_{\text{gap}} = k\Delta_c/e$  ( $\Delta_c$ , К – энергетическая щель сверхпроводника), ток создается наиболее энергичными электронами. Из-за этого возникает поток тепла, направленный из нормального металла в сверхпроводник. При этом полная мощность, которая складывается из джоулева нагрева  $I \cdot U$  и мощности электронного охлаждения, рассеивается в сверхпроводящих элементах и приводит к их перегреву относительно холодной подложки. Она частично передается нормальному металлу из-за обратного туннелирования и переноса фононами и зачастую может оказаться меньше мощности охлаждения. В таком случае электронная температура нормального металла  $T_e$  может стать значительно ниже температуры подложки.

Авторы работы [1] обратили внимание на то, что это свойство может оказаться полезным при использовании СИНИС структур для регистрации терагерцового излучения, исходя из того, что чувствительность таких приемников тем выше, чем ниже их температура. В дальнейшем эта идея широко пропагандировалась как способ достичь предельной чувствительности приемников, используя относительно простую технологию охлаждения откачкой жидкого  $^3\text{He}$ , а не более сложные и дорогие методы (см., например, [2, 3] и ссылки в этих публикациях).

Однако охлаждение электронной системы не эквивалентно охлаждению образца как целого. К примеру, в [3] отмечалось, что фоновая температура  $T_{\text{ph}}$  мало меняется при охлаждении. В [3] считалось, что темп обмена энергией между электронами и фононами описывается выражением  $P_{\text{e-ph}} = \Sigma v(T_e^5 - T_{\text{ph}}^5)$ , где  $\Sigma$  – постоянная взаимодействия, а  $v$  – объем образца. Поэтому, например, при  $T \sim 0.3$  К при уменьшении электронной температуры примерно в два раза теплообмен определяется фоновой температурой, а при  $T \sim 0.1$  К – более высокой электронной температурой, и отклики будут сильно различаться.

<sup>1)</sup>e-mail: vsedelman@yandex.ru

Другое обстоятельство, которое радикально отличает работу СИНИС приемника терагерцового излучения от болометра, регистрирующего нагрев на постоянном или сравнительно низкочастотном токе, это значительное превышение энергии кванта излучения  $\hbar\omega$  над  $kT$ . Так, при частоте 350 ГГц, отвечающей окну прозрачности атмосферы Земли,  $\hbar\omega/k \approx 17$  К. Как отмечено в [4], электроны, поглощающие такие кванты, в среднем приобретают энергию порядка 8–9 К и далее происходит сложный многоступенчатый процесс релаксации с испусканием и поглощением фононов и электрон-электронным взаимодействием. Он начинается с очень быстрым рождением энергичных фононов и продолжается все более и более медленными процессами. При этом характерные времена уже при энергии частиц порядка 2 К сравниваются со временем туннелирования порядка десятка наносекунд и энергичные электроны покидают нормальный металл до того, как в электронной системе устанавливается состояние, описываемое фермиевским распределением с температурой  $T_e$ . Как показано в [4], максимальный отклик достигается при сопротивлении СИН переходов с площадью  $1 \text{ мкм}^2$  порядка 10 кОм, что на порядок превышает сопротивление обычно исследовавшихся структур, демонстрирующих электронное охлаждение. Явное проявление отсутствия равновесия в электронной системе при облучении СИНИС приемника на частоте  $\approx 350$  ГГц наблюдалось в работах [5].

Ниже описаны эксперименты, доказывающие различие реакции СИНИС приемников терагерцового излучения при одинаковой электронной температуре, но при разных температурах образца. Измерения проведены с плоскостной приемной структурой из метаматериала на кремниевом чипе [6], представляющей собой матрицу  $10 \times 10$  идентичных элементов, включенных по постоянному току последовательно. Каждый элемент – четыре сектора разрезанного кольца из алюминия с внешним диаметром 54 мкм, в разрывах которых включены СИНИС переходы. Площадь матрицы  $0.38 \text{ мм}^2$ . Структура туннельных переходов – нормальный электрод из алюминия толщиной 14 нм на подслое железа 1.2 нм, подавляющем сверхпроводимость. Окисная пленка толщиной менее 1 нм служит изолятором между нормальным и сверхпроводящим алюминиевым слоем толщиной 80 нм. Площадь каждого перехода  $1 \text{ мкм}^2$ , перемычка между нормальными слоями в СИНИС структуре  $1 \times 0.1 \text{ мкм}$ . Нормальное сопротивление  $r_n$  переходов 1.15 кОм, полное сопротивление структуры  $R_n = 230 \text{ кОм}$ . По сравнению с приемниками с малым числом

элементов напряжение на многоэлементной структуре достигает десятки милливольт, а не сотни микровольт. Из-за этого сигнал/шум много больше, чем у одиночных СИНИС, что важно как при измерении отклика, особенно при относительно высокой температуре, так и при вычислении электронной температуры для нормального электрода, в котором поглощается излучение.

При измерениях использовалась управляемая от компьютера плата ввода-вывода NI USB 6289 ADC/DAC. При регистрации ВАХ структуры через нее пропускался ток, определяемый номиналом резисторов, включенных последовательно с задающим напряжением ЦАП. Напряжение на структуре усиливало в 100 раз инструментальным усилителем, работающим при комнатной температуре, и оцифровывалось АЦП. Измерения проводились при температурах чип 0.09–0.5 К с использованием микрокриостата растворения [7].

Отклик на электромагнитное излучение определялся с помощью теплового источника – нагреваемой током пленки нихрома с сопротивлением порядка 300 Ом/□, нанесенной на сапфировую подложку толщиной 0.3 мм. Ток подводился по медным проводочкам диаметром 0.02 мм с длиной  $\sim 1$  см, с помощью которых он крепился к держателю с температурой 0.4–0.5 К. Это позволяло нагревать пленку до 7–8 К при подводе мощности на уровне десятков микроватт без значительного влияния на работу криостата.

Измеренная при “холодном” излучателе вольт-амперная характеристика при температуре чипа  $T = 0.095$  К, приведена на рис. 1. Отвечающее этой

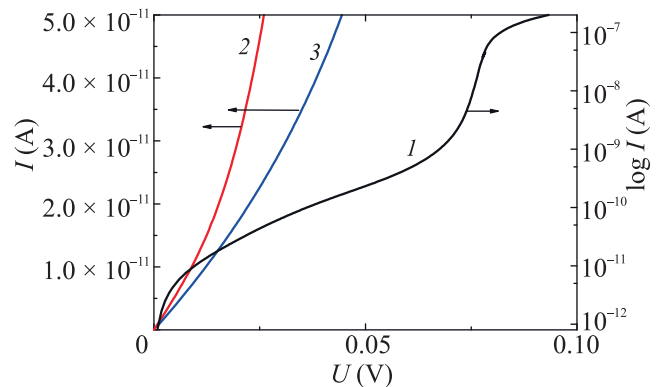


Рис. 1. (Цветной онлайн) Вольт-амперная характеристика метаструктуры при  $T = 0.095 \pm 0.01$  К: 1 – в логарифмическом масштабе; 2 – начальный участок при малых напряжениях; 3 – расчетный андреевский ток

ВАХ динамическое сопротивление  $R_d(U = 0) = 920 \text{ МОм}$  и  $R_d(U = 0)/R_n = 4000$ . При таком боль-

шом отношении сопротивлений, как правило, проявляется андреевский ток, превышающий одноэлектронный туннельный ток [8]. Как было установлено в цитируемой работе, для СИН переходов с подавлением сверхпроводимости нормального электрода магнитным подслоем сохраняется только та компонента андреевского тока, которая обязана диффузионному движению возбуждений в сверхпроводящем электроде. При малых напряжениях вдали от щели она имеет вид, согласно работе [9]:

$$I_s = K_s \frac{eU/k\Delta_c}{\sqrt{1 - eU/k\Delta_c}}.$$

Электронная температура  $T_e$  нормальных элементов определяется по одноэлектронному току. Чтобы его выделить из полного тока экспериментальной ВАХ, нужно вычесть андреевский вклад, подобрав коэффициент  $K_s$  таким, чтобы при малых напряжениях  $T_e$  менялась незначительно. Это очевидное требование основано на том, что при малых напряжениях как нагрев, так и охлаждение не могут существенно повлиять на температуру. Реально учет андреевского тока оказался нужен при напряжениях, меньших  $(0.2-0.3) \cdot k\Delta_c/e$ , поскольку при больших напряжениях его вклад пренебрежимо мал. Расчет  $T_e$  проводился по известной формуле туннельной теории для одночастичного тока, приведенной в работах [10, 11]:

$$I = \frac{1}{eR_n} \int_{-\infty}^{+\infty} N_S(E)[n_N(E - eU) - n_S(E)]dE.$$

Здесь  $R_n$  – нормальное сопротивление перехода,  $N_S(E) = \frac{|E|\Theta(|E| - k\Delta_c)}{\sqrt{E^2 - (k\Delta_c)^2}}$  – плотность состояний в сверхпроводнике согласно теории БКШ,  $n_N(E, T_e)$ ,  $n_S(E, T_S)$  – фермиевская функция распределения в нормальном металле и сверхпроводнике. В формулу формально входит температура сверхпроводника, однако если симметризовать подынтегральное выражение, то получается более удобная для применения формула, не содержащая членов, зависящих от температуры сверхпроводника [12]:

$$I = \frac{1}{eR_n} \int_0^{+\infty} N_S(E)[n_N(E - eU) - n_N(E + eU)]dE.$$

Для каждой точки измеренной вольт-амперной характеристики с помощью численного интегрирования подбиралась величина электронной температуры  $T_e$  так, чтобы отличие между измеренным током и значением выражения в правой части этой

формулы отличались не более, чем на сотую долю процента, что заведомо превышает точность измерений. Важно отметить, что полученное таким способом значение электронной температуры в общем случае зависит от используемых параметров перехода. И если для малых напряжений на переходе это влияние относительно слабое, то для напряжений, близких к величине  $V_{\text{gap}} = k\Delta_c/e$ , оно существенно. Для матричных структур ситуация усугубляется наличием небольшого разброса в параметрах для разных переходов, что подтверждается размытостью минимума дифференциального сопротивления. Поэтому результаты расчетов вблизи щели ( $U > 0.8k\Delta_c$ ) могут быть существенно искажены. Кроме того, в целом к результатам расчета температур надо относиться с осторожностью, поскольку в основе расчетов лежит предположение о равновесии электронной системы, т.е. описываемое фермиевской функцией распределением электронов по энергиям. Как отмечалось ранее, при облучении энергичными квантами это условие не гарантировано.

Результаты расчета  $T_e$  по ВАХ, измеренным при температурах  $T$  чип 0.095 и 0.316 К как с “холодным” излучателем, так и с нагретым до 7.05 К представлены на рис. 2. Там же приведены зависимости

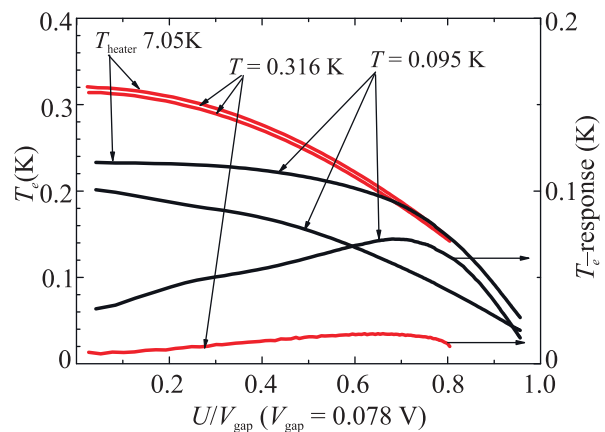


Рис. 2. (Цветной онлайн) Расчетные зависимости от приведенного напряжения  $T_e$  и  $T_e - T$  при двух температурах  $T = 0.095 \pm 0.01$  К и  $T = 0.316 \pm 0.02$  К при холодном излучателе и нагревом до  $7.05 \pm 0.1$  К

от напряжения на структуре изменений температуры  $T_e - T$  при воздействии излучения. Как следует из приведенных результатов, при  $T = 0.095$  К электронная температура при  $U \ll V_{\text{gap}}$  значительно выше этого значения. Такое различие обычно наблюдается для СИНИС приемников и, по-видимому, это обусловлено паразитным излучением, проникающим из комнаты [13]. При дополнительном облучении от

нагретого источника  $T_e$  заметно возрастает. При росте напряжения во всех приведенных на рис. 2 случаях наблюдается электронное охлаждение. Отметим, что вызванная облучением добавка температуры при 0.095 К выше, чем при 0.316 К, при низких напряжениях примерно в 5 раз. Это по порядку величины соответствует ожидаемому отношению температурных откликов при электрон-фононном взаимодействии, когда при одинаковой поглощаемой мощности можно ожидать, что  $\delta T_e(T = 0.095 \text{ К})/\delta T_e(T = 0.316 \text{ К}) \approx (0.316/0.2)^4 \approx 6$ .

На рисунке 3 приведены определяемые непосредственно по измеренным ВАХ отклики по напряжению и току

$$U(I, T_{\text{heater}} \approx 0.5 \text{ К}) - U(I, T_{\text{heater}} = 7.05 \text{ К}),$$

$$I(U, T_{\text{heater}} = 7.05 \text{ К}) - I(U, T_{\text{heater}} \approx 0.5 \text{ К}).$$

Видно, что отклик по напряжению при обоих значениях  $T$  максимален при приведенном напряжении примерно 0.65, когда электронные температуры практически равны. При этом при  $T = 0.095 \text{ К}$  он в 5.3 раза больше, чем при 0.316 К. Отклик по току несколько больше при более высокой температуре. Но это преимущество с практической точки зрения эфемерно, поскольку сам ток при этой температуре на порядок больше и вклад его флуктуаций в шум втрое больше, чем при  $T = 0.095 \text{ К}$ . К тому же и фонный шум тоже соответственно больше.

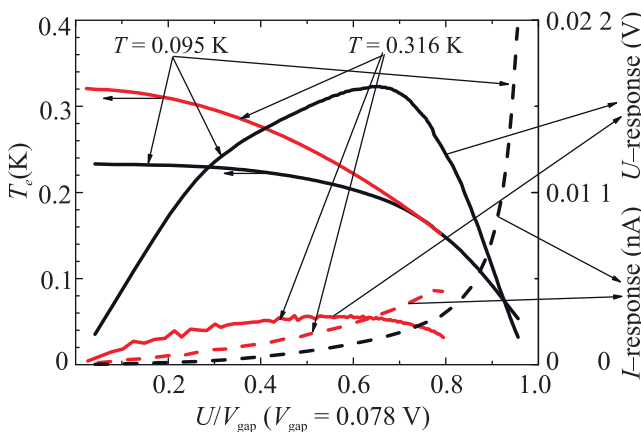


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость от приведенного напряжения на приемнике электронной температуры нормальных элементов (шкала слева) и откликов по напряжению и току (шкалы справа) при температурах  $T = 0.095 \pm 0.01 \text{ К}$  и  $T = 0.316 \pm 0.02 \text{ К}$  при облучении от нагретого до  $7.05 \pm 0.1 \text{ К}$  источника

Для сравнения с результатами работы [3] воспользуемся предложенным в ней методом оценки

мощности излучения  $P_{\text{rad}}$ , поглощаемого приемной структурой, исходя из уравнения теплового баланса, которое при  $U \ll V_{\text{gap}}$  имеет вид  $P_0 + P_{\text{rad}} = \Sigma \nu (T_e^5 - T_{\text{ph}}^5)$ , где  $P_0$  – паразитное излучение, проникающее из комнаты. Если изменение температуры при воздействии облучения мало, то это выражение сводится к  $P_{\text{rad}} = 5 \Sigma \nu (T_e^4 - T_{\text{ph}}^4) \delta T_e$ . Учитывая, что в этой работе конструкция СИНИС элементов подобна использовавшимся в нашей работе, используем значение  $\Sigma = 1.3 \text{ нВт} \cdot \text{К}^{-5} \cdot \text{мкм}^{-3}$  из [3]. Тогда при температуре 0.095 К и при  $\delta T_e \ll T_e$  получим  $P \approx 0.01 \text{ пВт}$ , а для всей структуры, содержащей 400 СИНИС –  $4 \pm 0.4 \text{ пВт}$ . Согласно рис. 3, максимальный отклик на излучение равен  $4 \cdot 10^9 \text{ В/Вт}$ , что в 5 раз больше, чем при примерно такой же мощности, поглощаемой приемником, но при температуре подложки 0.2 К, приведенный в [3].

Таким образом, прямой эксперимент опровергает ожидания обойтись без снижения реальной температуры СИНИС приемника для достижения предельной чувствительности приема. Замена криостатов растворения на криостаты с откачкой  $^3\text{He}$  не принципиальна, учитывая возможность построения автономных компактных микрокриостатов растворения [7].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФП РАН (#0027-2019-0003) и ИРЭ РАН (#0030-2019-0003). Изготовление и исследование образцов произведено с использованием уникальной научной установки (УНУ #352529).

1. L. S. Kuzmin, I. A. Devyatov, and D. Golubev, Millimeter and Submillimeter Waves IV. – International Society for Optics and Photonics **3465**, 193 (1998).
2. Л. С. Кузьмин, УФН **175**(5), 549 (2005).
3. L. S. Kuzmin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, V. O. Zbrozhek, V. A. Shamporov, L. S. Revin, A. V. Blagodatkin, S. Masi, and P. de Bernardis, Communications Physics **2**, 104 (2019).
4. И. А. Девятков, П. А. Крутицкий, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **84**(2), 61 (2006).
5. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Sumedh Mahashabde, Л. К. Кузьмин, ЖЭТФ **146**(1), 123 (2014).
6. M. Tarasov, A. Sobolev, A. Gunbina, G. Yakorov, A. Chekushkin, R. Yusupov, S. Lemzyakov, V. Vdovin, and V. Edelman, J. Appl. Phys. **125**, 174501 (2019).
7. В. С. Эдельман, ПТЭ **2**, 159 (2009).
8. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 151 (2017).

9. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
10. I. Giaever and K. Megerle, Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).
11. A. S. Vasenko, E. V. Bezuglyi, H. Courtois, and F. W. Hekking, Phys. Rev. B **81**(9), 094513 (2010).
12. F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola, Rev. Mod. Phys. **78**(1), 217 (2006).
13. A. Di Marko, V. F. Maisi, J. P. Pekola, and J. Hekking, Phys. Rev. B **88**, 174507 (2013).