Письма в ЖЭТФ, том 78, вып. 11, с. 1228 – 1231 © 2003 г. 10 декабря

Электронное охлаждение в болометре на горячих электронах в нормальном металле

М. А. Тарасов[+△1)], *Л. С. Кузьмин*[*△], *М. Ю. Фоминский*[+△], *И. Е. Агуло*[△], *А. С. Калабухов*[*△]

[+]*Институт радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия*

[*]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия*

[△]*Chalmers University of Technology, S41296 Gothenburg, Sweden*

Поступила в редакцию 17 сентября 2003 г.
После переработки 9 октября 2003 г.

Изготовлены и экспериментально исследованы болометры на горячих электронах в нормальном металле БГЭНМ с двумя переходами сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) для электронного охлаждения и двумя СИН-переходами для измерения температуры. Электронное охлаждение СИН-переходами является аналогом эффекта Пелтье и позволяет снижать эффективную электронную температуру болометра. Величина электронной температуры определялась из отношения дифференциального сопротивления к нормальному при нескольких значениях постоянного смещения. При фононной температуре 250 мК отношение сопротивлений при нулевом смещении достигало 1000, что близко к теоретическому значению для идеального СИН-перехода. Достигнуто снижение электронной температуры от 250 мК до 90 мК.

PACS: 44.20.+b, 73.23.–b, 74.50.+r

Болометры на горячих электронах в нормальном металле с емкостной связью были предложены в [1] и экспериментально исследованы в [2]. Основные характеристики болометра – отклик и мощность эквивалентная шуму (МЭШ) – определяются его электронной температурой. Для улучшения этих характеристик было предложено использовать электронное охлаждение с помощью переходов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) [3]. Прямое электронное охлаждение было продемонстрировано в [4] и развито в [5]. Два туннельных СИН-перехода можно использовать одновременно и для охлаждения электронов в нормальном металле, и для измерения отклика болометра на внешний сигнал. Электронное охлаждение является аналогом эффекта Пелтье, известного с 1834 г. для пары переходов из неодинаковых металлов, и заключается в том, что при пропускании тока один из переходов нагревается, а другой охлаждается. Принцип охлаждения СИН-переходами похож на сдувание горячего пара с поверхности чашки с горячим чаем. Горячие электроны с энергией выше энергии Ферми удаляются из нормального металла через один переход, а холодные электроны с энергией, меньшей фермиевской, поставляются в нормальный металл через другой переход, и в этом заключается качественное отличие от эффекта Пелтье, поскольку оба СИН-перехода охлаждают находящийся между ними нормальный металл. Холодные электроны с энергией, меньшей фермиевской, можно также рассматривать как горячие дырки, удаляемые через второй СИН переход. Простейшую оценку удаляемой мощности можно сделать, исходя из того, что каждый электрон тока при смещении вблизи энергетической щели выносит энергию меньше или порядка k_bT и мощность, выносимая током I, составляет Ik_bT/e. Для эффективного охлаждения необходимо предусмотреть канал отвода тепла, выносимого током горячих квазичастиц с энергией выше щели сверхпроводника, что и было реализовано в виде ловушек из нормального металла. Очевидно, что снижение электронной температуры приводит к увеличению температурного отклика, что позволяет уменьшить вклад шумов последующего усилителя и уменьшить МЭШ.

Принципы измерения температуры сверхпроводниковыми туннельными переходами. Для оценки электронной температуры можно воспользоваться аппроксимацией вольт-амперной характеристики (ВАХ) реального перехода с помощью ВАХ идеального СИН-перехода, которая описывается простым соотношением

$$I(V,T) = \frac{1}{eR_N}\sqrt{2\pi k_bT\Delta}\cdot\exp\left(-\frac{\Delta}{k_bT}\right)\cdot\sinh\left(\frac{eV}{k_bT}\right), \tag{1}$$

[1)]e-mail: tarasov@hitech.cplire.ru

где R_N – нормальное сопротивление перехода, T – температура, Δ – энергетическая щель сверхпроводника, e – заряд электрона, k_b – постоянная Больцмана, V – напряжение. Подщелевой ток утечки, связанный с неидеальностью СИН-перехода, может модифицировать форму ВАХ и существенно ухудшить отклик болометра. Помимо дефектов туннельного перехода на ВАХ в случае высокой прозрачности барьера также может влиять ток двухэлектронного туннелирования, когда два электрона преобразуются в куперовскую пару [6]. Как отмечалось в [7], уменьшение толщины барьера ведет к увеличению вклада андреевского отражения. При температурах менее 200 мК может происходить обратное туннелирование квазичастиц из сверхпроводника в нормальный металл [8], а также обратное поглощение фононов после рекомбинации квазичастиц. Без специальных ловушек для горячих квазичастиц эффект электронного охлаждения может быть значительно ослаблен. В экспериментах [9] наблюдалось насыщение температуры ниже 300 мК, когда горячие квазичастицы оказываются в ловушке из нормального металла.

Для реальных переходов важно оценить влияние точечных дефектов туннельного барьера. Дефекты определяют остаточное сопротивление при нулевом смещении. Для типичного перехода с нормальным сопротивлением 1 кОм при 300 мК дифференциальное сопротивление без смещения должно быть больше 1 МОм. Если взять сопротивление утечки, равное этой величине 1 МОм, то электронная температура за счет джоулева разогрева составит

$$T_e = \left(T_{ph}^5 + \frac{P}{\Sigma v}\right)^{1/5}, \qquad (2)$$

где P – рассеиваемая на сопротивлении утечки мощность, $\Sigma = 3.10^9\,\text{Вт}\cdot\text{м}^{-3}\,\text{К}^{-5}$ – характерная постоянная нормального металла, $v = 0.18\,\text{мкм}^3$ – объем нормального металла. Для нулевой фононной температуры и при стандартном смещении 400 мкВ получим возрастание температуры на 200 мК. Снизив смещение до 100 мкВ, все равно будем иметь перегрев на 115 мК. Увеличение сопротивления утечки до 10 МОм снижает перегрев лишь до 127 мК при смещении 400 мкВ. Это значит, что даже незначительный измерительный ток термометра может вызвать существенный рост электронной температуры выше фононной и внести ошибку в измерение реальной температуры. Для оценки возможности применения критерия отношения сопротивлений для измерения температуры с помощью реального перехода добавим в выражение (1) параллельное сопротивление R_s тока утечки и получим относительную величину дифференциального сопротивления:

$$r = \left[\left(\sqrt{\frac{k_bT}{2\pi\Delta}}\frac{\exp(\Delta/k_bT)}{\cosh(eV/k_bT)}\right)^{-1} + \frac{R_n}{R_s}\right]^{-1}. \qquad (3)$$

Пример расчета такой зависимости от температуры приведен на рис.1 для стандартных параметров одного из наших образцов.

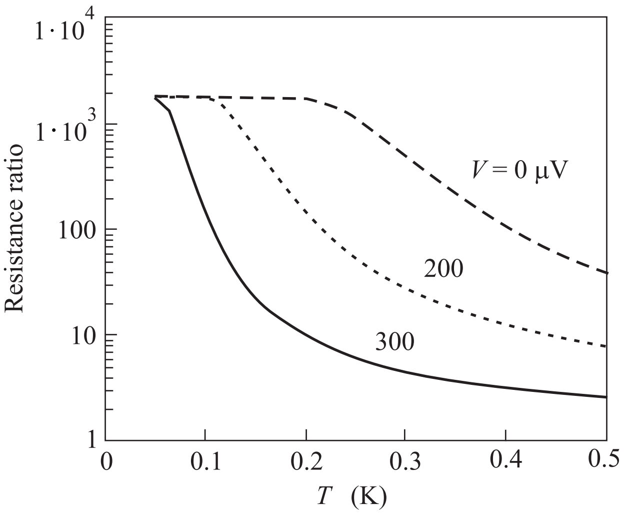

Рис.1. Температурная зависимость отношения сопротивлений при нулевом смещении, при смещении 200 мкВ и 300 мкВ, рассчитанные для термометра с нормальным сопротивлением 10 кОм и сопротивлением утечки 35 МОм

Из рис.1 видно, что при нулевом смещении наблюдается насыщение термометра уже при 200 мК, тогда как при больших смещениях термометр сохраняет высокую чувствительность. Для измерения более низких температур необходимо переходить к большим смещениям, при которых дифференциальное сопротивление меньше, чем сопротивление утечки. Можно ввести простой критерий выбора смещения: при температурах меньше 200 мК отношение сопротивлений следует измерять при 250 мкВ, а ниже 100 мК – при смещении на термометре 300 мкВ.

Электронное охлаждение с помощью СИН-переходов. Можно записать простое аналитическое выражение для мощности охлаждения:

$$P_{\rm cool}(T_e, V) = \frac{\sqrt{2\pi\Delta k_bT_e}}{2eR_N}\left(\frac{\Delta}{e} - V\right)\exp\left(-\frac{\Delta - eV}{k_bT_e}\right). \qquad (4)$$

Эффективную электронную температуру T_e можно определить из уравнения теплового баланса:

$$(T_{ph}^5 - T_e^5)\Sigma v = P_{\rm cool}(T_e) - P_{bg} - V^2/R_s, \qquad (5)$$

где T_{ph} – фононная температура, V – напряжение постоянного смещения, R_s – шунтирующее сопротивление утечки, $P_{bg} = 0.5hf\Delta f = 6\cdot10^{-14}$ Вт – мощность фонового излучения, $\Sigma = 3\cdot10^9$ Вт $\cdot$ м$^{-3}\cdot$ К$^{-5}$ – параметр материала абсорбера, $v = 1.8\cdot10^{-19}$ м^3 – объем абсорбера. Пример графического решения уравнения (5) представлен на рис.2, где кривая P_{ep} соответствуют электрон-фононному обмену энергией $P_{ep} = (T_{ph}^5 - T_e^5)\Sigma v$ при фононной температуре 250 мК, а кривые P_V соответствуют мощности охлаждения или перегрева в болометре $P_V = P_{\rm cool} - V^2/R_s - P_{bg}$. Из этих зависимостей видно, что при сопротивлении утечки 30 МОм можно получить охлаждение на $\Delta T = 160$ мК при фононной температуре 250 мК.

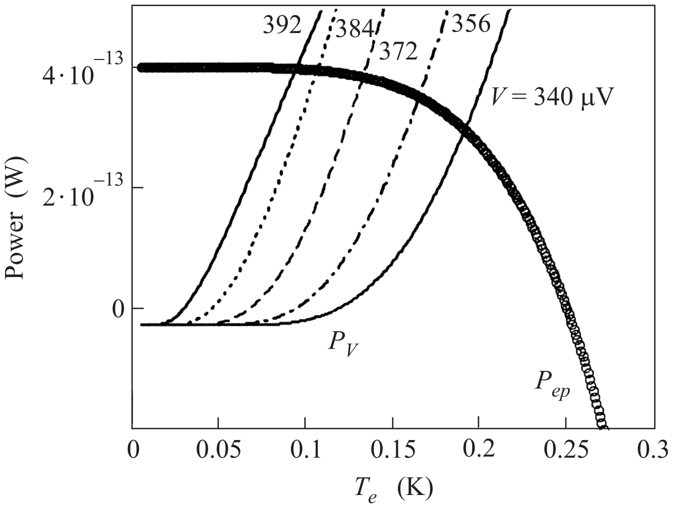

Рис.2. Кривая P_{ep} соответствует электрон-фононной передаче мощности $P_{ep} = (T_{ph}^5 - T_e^5)\Sigma v$ при фононной температуре 250 мК, а кривые $P_V = P_{\rm cool} - V^2/R_s - P_{bg}$ соответствуют балансу мощности охлаждения и перегрева в болометре при напряжениях смещения на охлаждающих переходах 392 мкВ – 340 мкВ. Пересечение этих кривых дает значение установившейся электронной температуры T_e в равновесии

Столь заметное снижение электронной температуры должно приводить к существенному улучшению параметров болометра, в частности, величины отклика по температуре dV/dT_e. Согласно [9], если аппроксимировать ВАХ СИН-перехода выражением

$$I(V) = I_0 e^{(eV-\Delta)/k_bT_e},\quad I_0 = \frac{\sqrt{2\pi\Delta k_bT_e}}{2eR_N},$$

то максимальная температурная чувствительность должна наблюдаться при нулевом смещении и составлять

$$\frac{dV}{dT_e} \cong \frac{k_b}{e}\ln\frac{I}{I_0} = \frac{k_b}{e}\cdot\frac{eV - eV_\Delta}{k_bT_e} = -\frac{V_\Delta}{T_e}. \quad (6)$$

Очевидно, что снижение электронной температуры вдвое приводит к удвоению температурного отклика. Это позволяет уменьшить вклад шумов последующего усилителя и, тем самым, уменьшить МЭШ. Однако в реальном переходе паразитное сопротивление утечки не позволяет реализовать столь высокие значения отклика. Если же пользоваться для измерения температуры теми же СИН-переходами, что и для охлаждения, в которых смещение выбирается при $eV - \Delta = k_bT$, то величина отклика становится равной

$$dV/dT_e = (T/T_e)k_b/e. \quad (7)$$

При этом в обоих случаях происходит существенное снижение МЭШ:

$$NEP^2 = 4k_bT_e^2G. \quad (8)$$

Так, в нашем случае снижение температуры с 250 мК до менее 100 мК соответствует снижению МЭШ в 2.5 раза.

Эксперимент. Для сравнения с теоретическими оценками на рис.3 приведены зависимости дифференциального сопротивления СИН-термометров при различных значениях смещения на охлаждающих переходах, измеренные при фононной температуре 20 мК. Видно, что максимальное сопротивление 45 МОм наблюдается при нулевом смещении на охлаждающих переходах. Любое конечное напряжение смещения снижает сопротивление ниже 37 МОм, то есть приводит к перегреву существенно выше

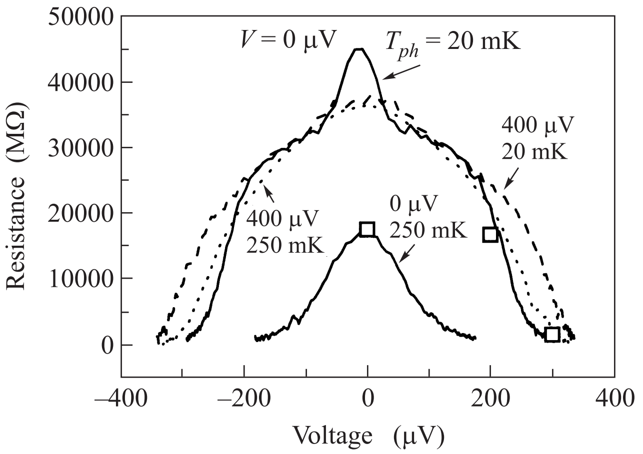

Рис.3. Зависимости дифференциального сопротивления СИН-термометра от напряжения смещения на нем, измеренные при фононных температурах 20 мК и 250 мК при смещении на охладителе, равном нулю и 400 мкВ. Теоретические значения из рис.1 приведены для трех значений смещения термометра: 0, 200 и 300 мкВ

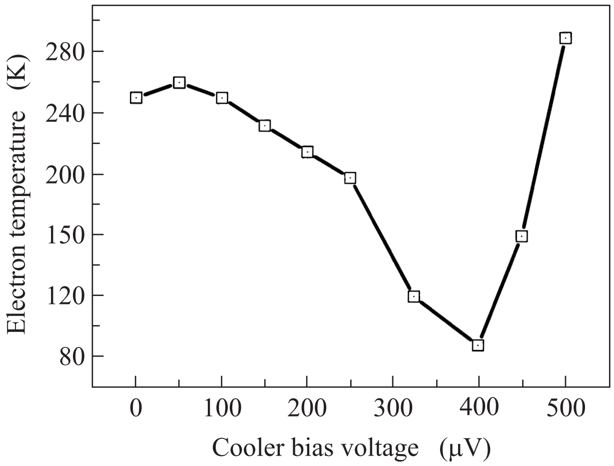

Рис.4. Эквивалентная электронная температура, полученная из отношения сопротивлений при смещении 300 мкВ

20 мК вместо охлаждения. Рост сопротивления термометра при смещении на нем 200–350 мкВ и смещении охладителя 400 мкВ соответствует выражению для отношения сопротивлений при конечном смещении, когда происходит охлаждение от перегретого смещением термометра (98 мК) до электронной температуры 88 мК. Аналогичные зависимости, измеренные при фононной температуре 250 мК (рис.3), демонстрируют возрастание сопротивления нулевого смещения термометра от 12 МОм до 36 МОм с увеличением смещения на охладителе. Сопротивление термометра при этой фононной температуре не так сильно шунтировано утечкой и электронную температуру можно оценивать из отношения сопротивлений при нулевом смещении согласно (3). Отношение сопротивлений при смещении на термометре 300 мкВ (рис.4) дает изменение электронной температуры от равновесной фононной 250 мК до 88 мК или на 162 мК. Заметное отличие от теории наблюдается при нулевом смещении на термометре и охладителе, когда сопротивление резко возрастает выше предполагаемого сопротивления утечки. Мы предполагаем, что это связано с эффектом кулоновской блокады в мостике малого размера, отделенном от электродов туннельными переходами. Небольшое отличие при смещении на термометре 200 мкВ может быть связано с дополнительным охлаждением фононной системы абсорбера за счет электронного охлаждения.

Предельные параметры болометра на разогреве электронного газа в нормальном металле сильно зависят от перегрева внешним фоновым излучением, перегрева током утечки через дефекты туннельного барьера как в туннельных переходах термометра, так и охладителя. Действительная электронная температура боломера может превышать фононную на 100 мК и больше. Использование электронного охлаждения позволяет существенно снизить влияние этого паразитного перегрева и улучшить характеристики болометров. В наших образцах при фононной температуре 250 мК за счет электронного охлаждения удалось повысить температурный отклик с 1.6 мВ/К до 2.1 мВ/К, что соответствует формуле (7) для не самого сильного охлаждения и не оптимального смещения. Теоретические оценки для идеального СИН-перехода дают большие значения для электронного охлаждения и сопутствующего улучшения параметров болометра, однако в реальных переходах начинает сказываться влияние шунтирующего сопротивления утечки.

Заключение. Итак, авторы разработали, изготовили и исследовали болометры на разогреве электронов в нормальном металле с электронным охладителем на основе сверхпроводникового туннельного перехода. Электронное охлаждение позволяет увеличить отклик болометра и уменьшить МЭШ. Для оценки электронной температуры предложено использовать критерий отношения сопротивлений туннельного перехода при конечных напряжениях смещения. Достигнуто охлаждение электронной подсистемы от равновесной фононной температуры 250 мК до 90 мК.

Авторы благодарят агентства INTAS-01-686 и STINT за финансовую поддержку при проведении данной работы.

1. L. Kuzmin, Physica **B284-288**, 2129 (2000).
2. M. Tarasov, M. Fominsky, A. Kalabukhov, and L. Kuzmin, JETP Lett. **76**, 507 (2002).
3. L. Kuzmin, I. Devyatov, and D. Golubev, Proc. of SPIE **3465**, 193 (1998).
4. M. Nahum, T. M. Eiles, and J. M. Martinis, Appl. Phys. Lett. **65**, 3123 (1994).
5. M. Leivo, J. Pecola, and D. Averin, Appl. Phys. Lett. **68**, 1996 (1996).
6. F. W. J. Hekking and Yu. Nazarov, arXiv:cond-mat/9302034 v1, 23 Feb. 1993, pp. 1-12.
7. A. Bardas and D. Averin, Phys. Rev. **B52**, 12873 (1995).
8. J. Jochum, C. Mears, S. Golwala et al, J. Appl. Phys. **83**, 3217 (1998).
9. D. Quirion, F. Lefloch, and M. Sanquer, Physica **E12**, 934 (2002).