

## РЕАБСОРБЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКРОКОНТАКТАХ

*И.К.Янсон, В.В.Фисун, Н.Л.Бобров, Л.Ф.Рыбальченко*

Обнаружено, что при нарушении неравенства  $d \ll l_e$  ( $d$  – диаметр контакта,  $l_e$  – длина энергетической релаксации электронов) особенности на вольт-амперных характеристиках  $S - c - N$  контактов при характерных фоновых энергиях обусловлены уменьшением  $\Delta$  из-за накопления неравновесных фононов с малыми групповыми скоростями в приконтактной области.

Известно, что нелинейные вольт-амперные характеристики металлических микроконтактов в области характерных фоновых энергий претерпевают ряд изменений при переходе одного или обоих электродов в сверхпроводящее состояние. В чистых  $S - c - N$  контактах эти изменения обусловлены процессами испускания фононов при андреевском отражении квазичастиц от  $N - S$  границы и при  $\Delta \ll eV$  составляют обычно малую добавку к нелинейности в нормальном состоянии<sup>1, 2</sup>. В контактах с потенциальным барьером эти изменения обусловлены туннельной компонентой тока. В первом случае линии на микроконтактных спектрах электрон-фононного взаимодействия (зависимостях  $d^2 V/dI^2(V)$ ) сдвинуты влево на  $-\Delta$  по оси энергий и уширены на величины порядка щели. Во втором – сдвиг линий равен  $+\Delta$ , а их форма радикально отличается от формы спектральных полос в нормальном состоянии<sup>3</sup>.

Ранее мы показали<sup>4</sup>, что в  $S - c - S$  микроконтактах с размерами порядка или больше энергетической длины релаксации электронов возможно наблюдение резких фоновых особенностей необычной формы, тогда как в нормальном состоянии какие-либо спектральные особенности (в области характерных фоновых частот) отсутствовали. В настоящей работе, исследуя гетероконтакты  $Ta - Cu$  и  $Ta - Au$  различного сопротивления мы смогли проследить плавный переход от МК спектров  $S - c - N$  контактов, близких к обычным<sup>1, 2</sup>, к аномальным спектрам, описанным в работе<sup>4</sup>. Было обнаружено, что положение фоновых особенностей на МК спектрах  $S - c - N$  контактов больших размеров ( $d \gg \lambda(\epsilon)$ ) отвечает энергиям  $\hbar\omega$  фононов (с малыми групповыми скоростями  $d\omega/dq \approx 0$ ), которые медленно покидают приконтактную область и приводят к локальному уменьшению энергетической щели. Новый механизм проявления фоновых особенностей обусловлен неупругими процессами андреевского отражения электронов, происходящими в непосредственной близости от  $S - N$  границы. При смещениях  $eV_s = \hbar\omega_s$  вместе с  $\Delta$  уменьшается и избыточный ток. Эти скачкообразные уменьшения избыточного тока проявляются на производных ВАХ в виде всплесков.

На рис. 1 показаны геометрия опытов (на вставке) и МК спектры Та — Сu в нормальном и сверхпроводящем состоянии (кривые 1, 2). Диаметр контакта можно оценить по формуле  $d_{\text{Ta-Cu}} \approx 70 / \sqrt{R_0}$  (нм)<sup>5</sup>. Он составляет 78 Å, что сравнимо, но все же несколько меньше электрон-фононной длины рассеяния при  $eV \sim \hbar\omega_0$  в Та ( $l_e \approx v_F \tau_e \sim 120$  Å; где  $v_F = 0,51 \cdot 10^8$  см/с,  $\tau_e = (2\pi/\hbar) \int g(\omega) d\omega$ ). Вычтя фон из кривой (1), получим МК функцию ЭФВ  $G(\omega)$ , которую используем для вычисления спектра в сверхпроводящем состоянии<sup>1</sup>

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dV} = \frac{16ed}{3\hbar v_F} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\Delta} S\left(\frac{\hbar\omega - eV}{\Delta}\right) G_\alpha(\omega) \quad T \ll \Delta$$

где  $S(x) = \Theta(x-1) \frac{2(x - \sqrt{x^2 - 1})^2}{\sqrt{x^2 - 1}}$  (см. кривую 3 на рис. 1). Даже для такого сравнительно высокоомного контакта очевидны отличия наблюдаемого спектра (кривая 2) от ожидаемого (кривая 3). Отсутствует сдвиг линий на  $-\Delta$ , полоса  $T$ -фононов, вместо уширения,

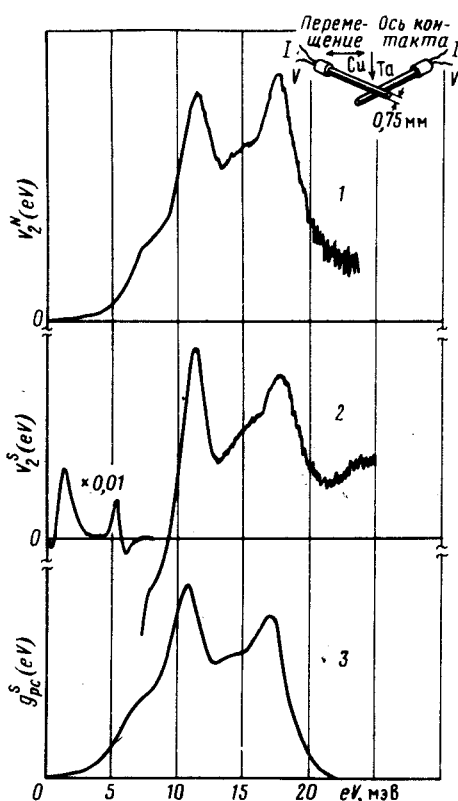


Рис. 1

Рис. 1. 1 — МК спектр ЭФВ гетероконтакта Та — Сu в  $N$ -состоянии:  $R = 80$  Ом;  $V_1(0) = 492$  мкВ;  $V_2^{\text{max}} = 0,767$  мкВ;  $T = 1,88$  К;  $H = 3$  кЭ. 2 — Спектр того же контакта в  $S$ -состоянии:  $V_1(10) = 502$  мкВ,  $V_2^{\text{max}} = 0,607$  мкВ;  $T = 1,55$  К;  $H = 0$ . Фрагменту записи  $\times 0,01$  соответствует уменьшение модуляции в 10 раз. 3 — Расчетная МК функция ЭФВ в  $S$ -состоянии, полученная из спектра 1 после вычитания фона. На вставке показана геометрия опытов

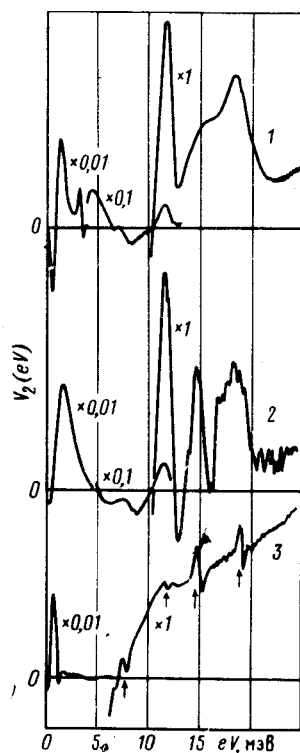


Рис. 2

Рис. 2. МК спектры ЭФВ гетероконтактов в  $S$ -состоянии.  $H = 0$ . Фрагментам записи  $\times 0,1$  и  $\times 0,01$  соответствует уменьшение модулирующего напряжения в  $\sqrt{10}$  и 10 раз соответственно. 1 — Та : Сu,  $T = 1,63$  К;  $R = 26,5$  Ом,  $V_1(10) = 488$  мкВ,  $V_2^{\text{max}} = 0,66$  мкВ. 2 — Та — Аu,  $T = 1,45$  К;  $R = 19$  Ом,  $V_1(10) = 829$  мкВ,  $V_2^{\text{max}} = 0,7$  мкВ. 3 — Та — Аu,  $T = 1,6$  К;  $R = 0,76$  Ом,  $V_1(10) = 320$  мкВ,  $V_2^{\text{max}} = 0,5$  мкВ.  $V_1(10)$  — эффективное значение модулирующего напряжения при смещении 10 мВ.  $V_2^{\text{max}}$  — эффективное значение второй гармоники в главном максимуме спектра

в  $S$ -состоянии заметно сужается. На спектре 2 имеется интенсивная (с учетом множителя шкалы ординат) особенность при  $eV \sim 6$  мэВ, отвечающая скачкообразному уменьшению избыточного тока на ВАХ и обусловленная уменьшением  $\Delta$  на величину порядка нескольких процентов при достижении критической мощности инжекции квазичастиц  $P_k$ . Положение этой особенности на оси  $V$  отвечает равенству  $V_k^2/R = P_k = \text{const}$  и зависит от сопротивления контакта, магнитного поля и температур (подробнее см. в <sup>6</sup>). Интересно заметить, что в чистых контактах собственное магнитное поле тока вблизи микроостстка  $H \approx 4I/cd$  пропорционально мощности  $P = I \cdot V$ , поэтому критическая мощность отвечает вполне определенной напряженности аксиально симметричного магнитного поля вблизи контакта. Для контактов Та – Си при  $T = 2\text{ К}$   $P_k = 0,46$  мкВт и  $H_k = 70$  Э, достаточно велико. Хотя чистый Та – сверхпроводник первого рода, но уже незначительное загрязнение способно перевести его во второй род, и весьма вероятно, что инжекция неравновесных квазичастиц увеличивает параметр Гинзбурга – Ландау  $\kappa$ , так что  $H_k$  вполне может отвечать  $H_{c1}$ , и скачкообразное уменьшение избыточного тока при  $V = V_k$  может быть связано с вхождением торoidalных вихрей в приконтактную область неравновесного сверхпроводника.

Обсудим изменение формы фононных пиков на МК спектрах  $S - c - N$  контактов при уменьшении сопротивления, когда неравенство  $d \ll \Lambda_e(eV)$  нарушается. На спектрах наблюдается резкое обострение линий. Особенности при  $eV \sim 7$  и  $15$  мэВ, которые в нормальном состоянии и на спектрах высокоомных контактов проявлялись лишь в виде плеч, теперь имеют вид четких  $\checkmark$ -образных линий. Форма спектров  $S - c - N$  контактов Та – Си и Та – Аи промежуточного сопротивления (3 – 30 Ом) практически совпадают и имеют вид кривой 1 на рис. 2. Спектр 2 соответствует диффузионному режиму (малая импульсная длина пробега электронов), так как имеет в несколько раз меньшую абсолютную интенсивность.

Предельно низкоомные контакты ( $R < 1$  Ом) удалось получить для Та – Аи (кривая 3 на рис. 2). Их характеристики имеют мало общего с видом функций ЭФВ (кривые 1, 3 на рис. 1). Тем не менее, положение резких особенностей на монотонно возрастающем фоне (указано стрелками) отвечает энергиям фононов с малыми групповыми скоростями в Та (согласно работе <sup>7</sup>  $\hbar\omega_s = 7,0; 11,3; 15,5$  и  $18$  мэВ). В нормальном состоянии какие-либо спектральные особенности на характеристиках таких контактов отсутствуют.

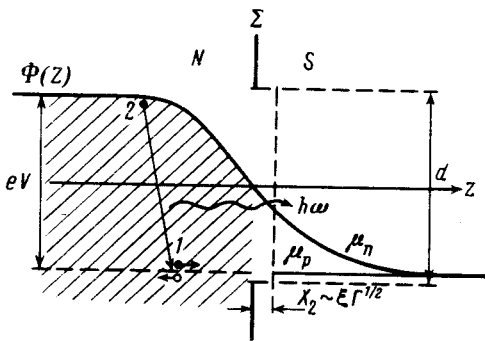


Рис. 3. Энергетическая диаграмма  $S - c - N$ -контакта.  $\Sigma$  – непрозрачный экран,  $\xi$  – длина когерентности.  $\Gamma \approx 0,16 (\hbar/\tau_{ph} k_B T_c) \approx 5 \cdot 10^{-3}$  фактор распаривания <sup>8</sup>,  $\mu_n$  – электрохимический потенциал квазичастиц,  $\mu_p$  – электрохимический потенциал пар. Вертикальной стрелкой показан неупругий переход электрона 2 в свободное состояние, возникающее при андреевском отражении электрона 1. При этом испускается фонон с энергией  $\hbar\omega = eV$

Если в нормальном состоянии положение основных  $T$ - и  $L$ -пиков на МК спектрах варьирует для различных контактов в пределах  $11,5 - 12,5$  мэВ и  $17 - 18$  мэВ, соответственно, то в сверхпроводящем состоянии положение этих пиков фиксированно при смещениях  $11,3$  и  $18$  мэВ с погрешностью  $\pm 0,1$  мэВ. Эффект стабилизации положения пиков на оси  $eV$  при переходе в сверхпроводящее состояние тем более ярко выражен, чем сильнее нарушается условие баллистичности  $d \ll l_e$  (т. е. для низкоомных или грязных контактов).

Описанные явления можно объяснить реабсорбцией неравновесных фононов, которые генерируются в непосредственной близости от плоскости контакта, где встречаются электроны, сохраняющие "память" о своей энергии на большом удалении от отверстия (см. рис. 3).

В чистом нормальном металле (Cu, Au) условие  $d \ll l_e$  выполняется. Несмотря на то, что в сверхпроводнике указанное условие для нормальных возбуждений не выполняется, электроны конденсата достигают границы раздела, сохраняя электрохимический потенциал неизменным в пространстве вплоть до расстояний от границы порядка порядка неупругих длин электрон-фононной релаксации и даже меньше, как в ЦПФ<sup>1</sup>). Поэтому вблизи границы рождаются фононы с максимальной энергией  $\hbar\omega = eV$ . Упругое рассеяние фононов затрудняет их уход и обостряет эффект селекции по признаку  $\partial\omega/\partial q \approx 0$ . Реабсорбция неравновесных фононов в сверхпроводнике приводит к уменьшению  $\Delta$  вблизи границы и как следствие, к уменьшению избыточного тока. Сдвиг спектральных линий на величину  $-\Delta$  при этом отсутствует. Очевидно, что предложенный механизм будет иметь место и в  $S-c-S$  контактах, размеры которых превышают длину энергетической релаксации электронов и электродинамическую длину когерентности  $\xi = (\xi_0^{-1} + l^{-1})^{-1}$ .

В нормальном состоянии реабсорбция фононов приводит к фону на МК спектрах. Экспериментальные данные свидетельствуют, что спектр в  $S$ -состоянии тем больше отличается от предсказываемого теорией<sup>1</sup>, чем больше фон. Это также можно рассматривать, как косвенное свидетельство роли неравновесных фононов в изменении вида МК спектра при переходе в  $S$ -состояние.

#### Литература

1. Хлус В.А. ФНТ, 1983, 9, 985.
2. Янсон И.К., Камарчук Г.В., Хоткевич А.В. ФНТ, 1984, 10, 423.
3. Захаров А.А., Цетлин М.Б. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 11.
4. Yanson I.K., Bobrov N.L., Rybalchenko L.F., Fisun V.V. Solid State Comm., 1984, 50, 515.
5. Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В., Янсон И.К. ФНТ, 1987, 13, №5, (в печати).
6. Янсон И.К., Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В. ФНТ, 1987, 13, №7, (в печати).
7. Woods A.D.B. Phys. Rev., 1964, 136, A 781.
8. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. УФН, 1984, 142, 435.