

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спектроскопия электрон-фононного взаимодействия сверхпроводящих микроконтактов: экспериментальные аспекты

Н.Л. Бобров

Рассмотрена процедура восстановления функций электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) из дополнительных нелинейностей вольт-амперной характеристики (ВАХ) микроконтактов, связанных с избыточным током. При этом принимались во внимание как неупругие процессы рассеяния, вызывающие подавление избыточного тока при реабсорбции неравновесных фононов электронами, испытывающими андреевское отражение (андреевских электронов), так и упругие процессы рассеяния, связанные с электрон-фононной перенормировкой энергетического спектра сверхпроводника. Последовательно изложены результаты как для баллистических контактов, вторые производные ВАХ которых в нормальном состоянии пропорциональны функциям ЭФВ, так и для неоднородных контактов (с грязным сужением и чистыми берегами), у которых в нормальном состоянии на вторых производных фононные особенности либо отсутствуют, либо являются слабо выраженными.

Ключевые слова: микроконтактная спектроскопия Янсона, электрон-фононное взаимодействие, сверхпроводимость, энергетическая щель, избыточный ток

PACS numbers: 73.40.Jn, 74.25.Kc, **74.45.+c**, **74.50.+r**DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.11.038693>

Содержание

1. Введение (1143).
 2. Теория (1144).
 3. Получение контактов и измерение их характеристик (1147).
 4. Баллистические микроконтакты (1148).
 - 4.1. Контакты, в которых выполняются предсказания теории.
 - 4.2. Контакты, в которых не выполняются предсказания теории.
 5. Неоднородные микроконтакты (1152).
 - 5.1. Микроконтакты на основе ниобия.
 - 5.2. Микроконтакты на основе MgB_2 .
 - 5.3. Микроконтакты на основе NbSe_2 .
 6. Упругая микроконтактная спектроскопия (1158).
 - 6.1. Микроконтакты на основе свинца.
 - 6.2. Микроконтакты на основе индия.
 7. Обсуждение результатов (1160).
 8. Заключение (1162).
- Список литературы (1162).

1. Введение

Первая публикация [1], посвящённая исследованию нелинейностей вольт-амперных характеристик (ВАХ) микроконтактов с непосредственной проводимостью в нормальном состоянии для получения информации об

электрон-фононном взаимодействии (ЭФВ) в металлах и заложившая основы микроконтактной спектроскопии Янсона, появилась в 1974 г. Основополагающая теоретическая работа [2] при этом вышла уже через три года, в 1977 г. Количество работ по микроконтактной спектроскопии Янсона сейчас превышает несколько сотен, и опубликованы две монографии, обобщающие полученные результаты [3, 4].

Возможность использования нелинейности избыточного тока (т.е. разности ВАХ для сверхпроводящего и нормального состояний металла в контакте при одном и том же напряжении) для восстановления функции ЭФВ впервые теоретически была обоснована в работах В.А. Хлуса и А.Н. Омелянчука [5, 6] ещё в начале 1980-х годов. Для таких же микроконтактов, но с преобладающей упругой компонентой электрон-фононного рассеяния теоретическое обоснование дано в конце 1980-х годов А.Н. Омелянчуком, С.И. Белобородько и И.О. Куликом [7]. При этом экспериментальные работы, демонстрирующие трансформацию микроконтактных спектров при переходе контактов в сверхпроводящее состояние, появились почти одновременно (см., например, [8–16]). Однако первая экспериментальная работа, в которой была восстановлена функция ЭФВ из разности вторых производных ВАХ микроконтакта в сверхпроводящем и нормальном состояниях (далее для краткости — из сверхпроводящей добавки в спектр), была опубликована спустя почти 30 лет, в 2012 г. [17]. Для микроконтактов сверхпроводников, в которых преобладает упругая компонента тока, функция ЭФВ впервые была восстановлена из сверхпроводящей добавки в спектр в 2014 г. в работе [18]. В том же году была опубликована работа [19], в

Н.Л. Бобров. Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины, просп. Науки 47, 61103 Харьков, Украина
E-mail: bobrov@ilt.kharkov.ua

Статья поступила 7 августа 2019 г.,
после доработки 22 октября 2019 г.

которой использован альтернативный метод восстановления функции ЭФВ из спектров микроконтактов с избыточным током посредством численного решения уравнений Элиашберга по методу Макмиллана–Роуэлла [20].

Причиной такого временного лага в восстановлении функции ЭФВ из сверхпроводящей нелинейности ВАХ является то, что, вопреки предсказаниям теории, ни первая производная избыточного тока, ни разность первых производных ВАХ микроконтакта в сверхпроводящем и нормальном состояниях не являются пропорциональными функции ЭФВ. Вследствие наличия сверхпроводящего фона, не учитываемого теорией, для восстановления функции ЭФВ оказалось необходимым использовать разность вторых производных ВАХ. Не стимулировала прогресс также предсказанная теорией малость дополнительной нелинейности ВАХ в сравнении с нелинейностью нормального состояния, возникающая при переходе баллистического микроконтакта в сверхпроводящее состояние в области фононных энергий. Восстановление функции ЭФВ из этой нелинейности не представляло практического интереса, поскольку оставляло за рамками исследований сверхпроводники с высокими критическими параметрами, которые сложно или даже невозможно перевести в нормальное состояние при низкой температуре. Выходом из сложившейся ситуации оказалось использование неоднородных микроконтактов, нелинейность которых в сверхпроводящем состоянии значительно отклоняется от предсказаний теории. Для восстановления функции ЭФВ с их помощью достаточно только второй производной ВАХ в сверхпроводящем состоянии при низкой температуре. Приятным бонусом является то обстоятельство, что создавать такие микроконтакты значительно проще, чем баллистические.

На упругом вкладе мы остановимся более подробно в разделе 3, а сейчас сосредоточимся на неупругой сверхпроводящей спектроскопии ЭФВ.

2. Теория

Простейшей моделью микроконтакта являются два металлических полупространства, разделённых бесконечно тонкой перегородкой с круглым отверстием диаметром d . Через это отверстие металлы непрерывно обмениваются электронами. Если контакт достаточно мал и находится в спектроскопическом режиме (т.е. является баллистическим или диффузионным), то в токовом состоянии имеет место дубликация носителей — электроны (дырки) разбиваются на две группы, для которых разность между энергиями занятых и свободных состояний электронов на поверхности Ферми составляет eV , т.е. равна приложенному напряжению [21]. В любой точке своей траектории электрон может потерять эту избыточную энергию, испустив неравновесный фонон. Средняя длина пробега электрона с избыточной энергией, называемая длиной энергетической релаксации (или неупругой длиной свободного пробега), сильно зависит от величины этой энергии, достигая минимального значения при энергиях, равных граничной энергии фононного спектра или превышающих её. В спектроскопическом режиме длина энергетической релаксации много больше диаметра контакта. Таким образом, большая часть неравновесных фононов генерируется вдали от центра контакта, в его берегах. Тем не менее наиболь-

шая концентрация неравновесных фононов наблюдается в центре контакта, в области наибольшей плотности тока, и быстро убывает по мере его растекания. Поэтому в первом приближении на больших расстояниях r от сужения микроконтакт можно считать точечным источником фононов и их плотность убывает $\sim 1/r^2$.

Если принимать во внимание нелинейности ВАХ, связанные только с фононами, то для больших смещений на контакте справедливо выражение:

$$I(V) = \frac{V}{R_0} + \delta I_{\text{ph}}^{\text{N}}(V) + I_{\text{exc}}^0 + \delta I_{\text{ph}}^{\text{S}}(V). \quad (1)$$

Здесь R_0 — сопротивление микроконтакта в нормальном состоянии при нулевом напряжении (в экспериментах это сопротивление определяется, как правило, при смещении в несколько милливольт, а если нет возможности перевести контакт в нормальное состояние, то хорошим приближением является дифференциальное сопротивление при $eV \gg \Delta$ (по наклону прямой, проходящей через нуль и параллельной ВАХ, при соответствующих смещениях)), I_{exc}^0 — избыточный ток, не зависящий от смещения при $eV \gg \Delta$, $\delta I_{\text{ph}}^{\text{S}}$ — отрицательная добавка в избыточный ток, обусловленная рассеянием неравновесных фононов на андreeвских электронах, $\delta I_{\text{ph}}^{\text{N}}(V)$ — отрицательная добавка в ток, обусловленная процессами обратного рассеяния электронов в области контакта на неравновесных фононах.

Процессами обратного рассеяния являются такие акты рассеяния, при которых электрон после неупругого столкновения с фононом возвращается в то же полупространство, из которого вылетел. Очевидно, что вследствие геометрических ограничений процессы обратного рассеяния эффективны только в объёме, расположенном достаточно близко к сужению. В самом деле, поскольку в изотропном случае направление, в котором будет двигаться электрон после рассеяния на фононе, может быть любым, вероятность таких процессов максимальна в плоскости отверстия — равна 0,5. По мере удаления от центра контакта вероятность процессов обратного рассеяния быстро убывает и на достаточно больших расстояниях r не превышает отношения площади контакта к площади поверхности сферы с центром в точке рассеяния и радиусом r , т.е. составляет $\sim (d/4r)^2$. Следовательно, на расстоянии $r \sim 2d$ на оси контакта эта вероятность меньше, чем в центре контакта, в 32 раза. При отклонении точки рассеяния от оси контакта отверстие в перегородке будет выглядеть как эллипс и вероятность будет соответственно ещё меньше.

Таким образом, большая часть процессов обратного рассеяния происходит в объёме диаметром порядка диаметра микроконтакта. Процессы рассеяния на фононах в берегах контакта, составляющие основную часть процессов рассеяния электронов на фононах, обратными не являются и никакого вклада в нелинейность ВАХ не вносят.

Процессы обратного рассеяния лежат в основе микроконтактной спектроскопии Янсона и, как показано в [2], вторая производная этой отрицательной добавки в ток пропорциональна функции ЭФВ (для баллистического контакта в виде круглого отверстия диаметром d и сферической поверхности Ферми):

$$\frac{d^2 \delta I_{\text{ph}}^{\text{N}}(V)}{dV^2} = -\frac{32ed}{3R_0 \hbar v_{\text{F}}} G^{\text{N}}(eV). \quad (2)$$

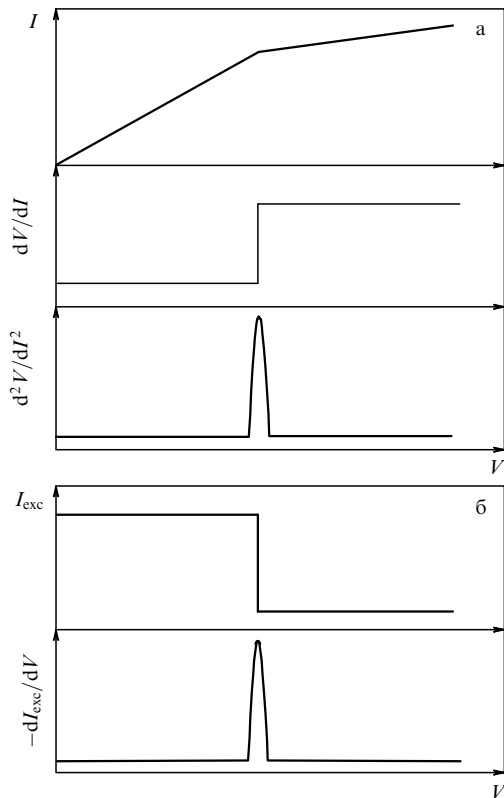


Рис. 1. (а) Проявление единичной фоновой линии N–с–N-микроконтакта на ВАХ и её производных. (б) Проявление единичной фоновой линии в микроконтактах S–с–N и S–с–S на избыточном токе и его производной. (См. описание в тексте.)

Здесь $G^N(eV)$ — микроконтактная функция ЭФВ, v_F — скорость Ферми. Почему именно вторая производная ВАХ пропорциональна функции ЭФВ, легко понять из рис. 1а. Предположим, что фоновый спектр представляет собой единичную линию. Тогда на ВАХ она будет проявляться в виде излома. На первой производной ВАХ этот излом будет выглядеть как ступенька, а на второй производной приобретёт соответственно вид пика. Размытие кривых подразумевается, поэтому ширина и высота пика конечны. Хотя в теории [2] фигурирует $-d^2I/dV^2$, на рисунке представлена величина d^2V/dI^2 , которую обычно регистрируют во время эксперимента, поскольку технически это проще. По форме эти производные мало различаются и легко пересчитываются между собой с помощью простейших формул. Величина нелинейного отклонения сопротивления микроконтакта от R_0 для баллистических контактов зависит от силы ЭФВ и составляет несколько процентов, но в любом случае меньше 10 %. Реальные экспериментальные кривые отличаются от схематических, приведённых на рис. 1а. Вследствие малой нелинейности экспериментальные ВАХ малоинформативны, поскольку незначительно отличаются от прямой. Типичную первую производную ВАХ баллистического микроконтакта можно увидеть на рис. 7а в разделе 4.2, а относящуюся к нему вторую производную — на рис. 5а. Вместо ступенек на первой производной имеются участки максимально быстрого возрастания, которые соответствуют пикам на второй производной.

Рассмотрим остальные слагаемые уравнения (1). Избыточный ток I_{exc}^0 не зависит от смещения и является

пропорциональным Δ при $eV \gg \Delta$. Величина коэффициента пропорциональности зависит от режима пролёта электронов через отверстие. Для баллистических контактов S–с–S (сверхпроводник – сужение – сверхпроводник):

$$I_{\text{exc}}^0 = \frac{8\Delta}{3eR_0} \tanh \frac{eV}{2T}, \quad (3)$$

т.е. при выполнении неравенства $d \ll \zeta$, v_F/ω_D , здесь d — диаметр контакта, ζ — приведённая длина когерентности, $1/\zeta = 1/\xi_0 + 1/l_i$, ξ_0 — сверхпроводящая длина когерентности, l_i — длина рассеяния на примесях, $l_e \sim v_F/\omega_D$ — энергетическая длина свободного пробега при дебаевской энергии. Для диффузионных контактов S–с–S:

$$I_{\text{exc}}^0 = \frac{\Delta}{eR_0} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \tanh \frac{eV}{2T}. \quad (4)$$

Таким образом, в диффузионном режиме величина избыточного тока составляет 55 % от такового в баллистическом режиме. Для контактов S–с–N соответствующие значения вдвое меньше.

В уравнении (1) $\delta I_{\text{ph}}^S(V)$ — отрицательная добавка в избыточный ток вследствие рассеяния неравновесных фононов, генерируемых в микроконтакте, на андреевских электронах. При этом уже первая производная избыточного тока пропорциональна функции ЭФВ. На рисунке 1б представлена соответствующая схема. Фоновый спектр здесь также представлен единичной линией и реабсорбция неравновесных фононов андреевскими электронами приводит к убыванию количества этих электронов и, соответственно, к ступенчатому уменьшению избыточного тока. На первой производной избыточного тока вблизи энергии фонона будет наблюдаться пик. Другими словами, фоновые особенности на первой производной избыточного тока проявляются в виде максимумов дифференциального сопротивления ($-dI/dV$).

Здесь важно подчеркнуть несколько моментов. Поскольку эти процессы рассеяния не являются обратными, на любом расстоянии от отверстия, где сосуществуют неравновесные фононы и андреевские электроны, такое рассеяние эффективно, так как оно будет приводить к уменьшению избыточного тока. Однако вероятность таких процессов рассеяния максимальна, как и в случае обратных процессов, вблизи отверстия в объёме диаметром порядка диаметра контакта, там, где ещё плотность тока высока. Для того чтобы рассеяние произошло, должна быть высока концентрация как фононов, так и андреевских электронов, иначе они просто не встретятся. Теория не учитывает процессов рассеяния за пределами диаметра контакта.

Таким образом, в баллистических контактах области пространства, из которых поступает информация об ЭФВ для обоих механизмов, весьма близки между собой, хотя и не идентичны. Поскольку минимальный размер, в котором может изменяться величина сверхпроводящей энергетической щели, совпадает с длиной когерентности, а по условиям модели она намного больше диаметра микроконтакта, такие процессы рассеяния не приводят к изменению щели в приконтактной области. Подавление избыточного тока здесь происходит за счёт незначительного уменьшения количества андреевских электронов.

Для S–с–S-контактов получено [5]

$$\frac{dI_{\text{exc}}}{dV}(V) = -\frac{64}{3R} \left(\frac{4L}{\hbar v} \right) \left(G^N(\omega) + \frac{1}{4} G^S(\omega) \right)_{\omega=eV/\hbar}. \quad (5)$$

Здесь R — сопротивление контакта, L — функция, весьма сложная при произвольных значениях своих аргументов, $\bar{v}$ — скорость электронов, усреднённая по поверхности Ферми, $G^N(\omega)$ — микроконтактная (МК) функция ЭФВ, такая же как в микроконтактах в нормальном состоянии в теории Кулика–Омельянука–Шехтера (КОШ) [2], $G^S(\omega)$ — сверхпроводящая МК-функция ЭФВ, отличающаяся от $G^N(\omega)$ формфактором. При этом, в отличие от вклада в ток при нормальном формфакторе за счёт процессов обратного рассеяния, в случае сверхпроводящего формфактора, входящего в $G^S(\omega)$, вклад в ток обусловлен электрон-фононными столкновениями, связанными с процессами типа андреевского отражения в области контакта, т.е. с превращением квазиэлектронных возбуждений в квазидырочные.

Для контакта S–с–N (сверхпроводник–сужение–нормальный металл) аналогичное выражение получено в [6]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R(V)} - \left(\frac{1}{R(V)} \right)_{d=0} = \\ = -\frac{32}{3R} \frac{dA}{\hbar} \left[\frac{1}{v_F^{(1)}} G_1(\omega) + \frac{1}{v_F^{(2)}} G_2(\omega) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $G_i(\omega)$, $i = 1, 2$ — функции ЭФВ металлов, составляющих микроконтакт. Относительная величина фононного вклада в избыточный ток при $eV \sim \omega_D$ порядка $d\omega_D/v_F$, т.е. мала при выполнении условия $d \ll v_F/\omega_D$. Эта малость очень важна для линейного отклика избыточного тока на генерируемые фононы, т.е. чтобы одинаковое изменение плотности потока неравновесных фононов при различных смещениях на контакте вызывало одинаковое изменение величины избыточного тока. При значительном подавлении избыточного тока неравновесными фононами с возрастанием смещения на контакте аналогичное изменение плотности потока неравновесных фононов при больших eV будет вызывать меньший отклик. Но не только неравновесные фононы могут приводить к подавлению избыточного тока. Любая причина, вызывающая сильное подавление избыточного тока, приводит к нарушению линейности отклика. В таких случаях для восстановления функции ЭФВ необходимо проводить коррекцию амплитуды полезного сигнала в области, где такой вклад подавлен.

Как отмечалось, для баллистических контактов, в которых условие $d \ll \zeta$ выполняется достаточно строго, вероятность реабсорбции неравновесных фононов андреевскими электронами достаточно велика только вблизи сужения. Это приводит к тому, что величина нелинейного отклонения сопротивления микроконтакта от R_0 , обусловленная рассеянием неравновесных фононов на андреевских электронах, в несколько раз меньше нелинейности, обусловленной процессами обратного рассеяния. Поэтому для таких контактов при $eV \gg \Delta$ спектр при переходе в сверхпроводящее состояние изменяется незначительно. В работе [6] описана такая трансформация второй производной ВАХ баллистического S–с–N-микроконтакта:

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dV} = \frac{16ed}{3\hbar} \sum_{a=1,2} \frac{1}{v_F^{(a)}} \int_0^\infty \frac{d\omega}{A} S\left(\frac{\omega - eV}{A}\right) G_a(\omega), \quad (7)$$

где $G_a(\omega)$ — функции ЭФВ нормального и сверхпроводящего металлов, образующих гетерокontakt, $S(x)$ — фактор размытия,

$$S(x) = \theta(x-1) \frac{2(x - \sqrt{x^2 - 1})^2}{\sqrt{x^2 - 1}}, \quad (8)$$

$\theta(y)$ — тета-функция Хевисайда. Таким образом, при переходе в сверхпроводящее состояние спектр дополнительно размывается и при $T \rightarrow 0$ разрешение определяется величиной Δ .

Из выражения (7) с учётом связи между производной ВАХ и МК-функцией ЭФВ следует:

$$\tilde{g}_{\text{pc}}^S(eV) = \int_0^\infty \frac{d\omega}{A} S\left(\frac{\omega - eV}{A}\right) g_{\text{pc}}^N(\omega). \quad (9)$$

Таким образом, имея микроконтактные спектры гетероконтакта в нормальном и в сверхпроводящем состояниях, можно сравнить результаты расчёта и эксперимента. Кроме того, как показано в [18],

$$g_{\text{pc}}^S(eV) = \frac{1}{A} \int_0^{eV} \left(\tilde{g}_{\text{pc}}^S(\omega) - g_{\text{pc}}^N(\omega) \right) d\omega. \quad (10)$$

Уравнение (10) очевидным образом следует из того, что первая производная избыточного тока пропорциональна функции ЭФВ. Как видно, $\tilde{g}_{\text{pc}}^S(eV)$ отражает трансформацию спектра при переходе контакта в сверхпроводящее состояние. Эта функция пропорциональна второй производной ВАХ, сдвинута в область меньших энергий на величину порядка Δ , дополнительно уширена, вследствие чего имеет немного меньшую интенсивность. Функция $g_{\text{pc}}^S(eV)$ пропорциональна первой производной избыточного тока, не содержит дополнительного уширения, и её сдвиг в область меньших энергий приблизительно вдвое меньше.

На рисунке 2 представлены функция ЭФВ, восстановленная из спектра микроконтакта (рис. 3) Sn–Cu в

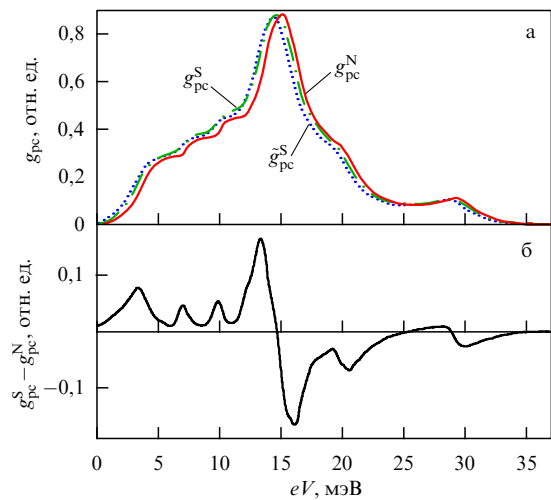


Рис. 2. (а) Функция ЭФВ g_{pc}^N Sn–Cu, восстановленная из спектра на рис. 3а–г. $\tilde{g}_{\text{pc}}^S$ — теоретически прогнозируемая трансформация функции ЭФВ при переходе в сверхпроводящее состояние (формула (9)) (см. подробнее в тексте), g_{pc}^S — функция ЭФВ, восстановленная из разностной кривой (б) интегрированием (формула (10)). Для удобства сравнения значения кривых g_{pc}^S и g_{pc}^N в максимуме одинаковы.

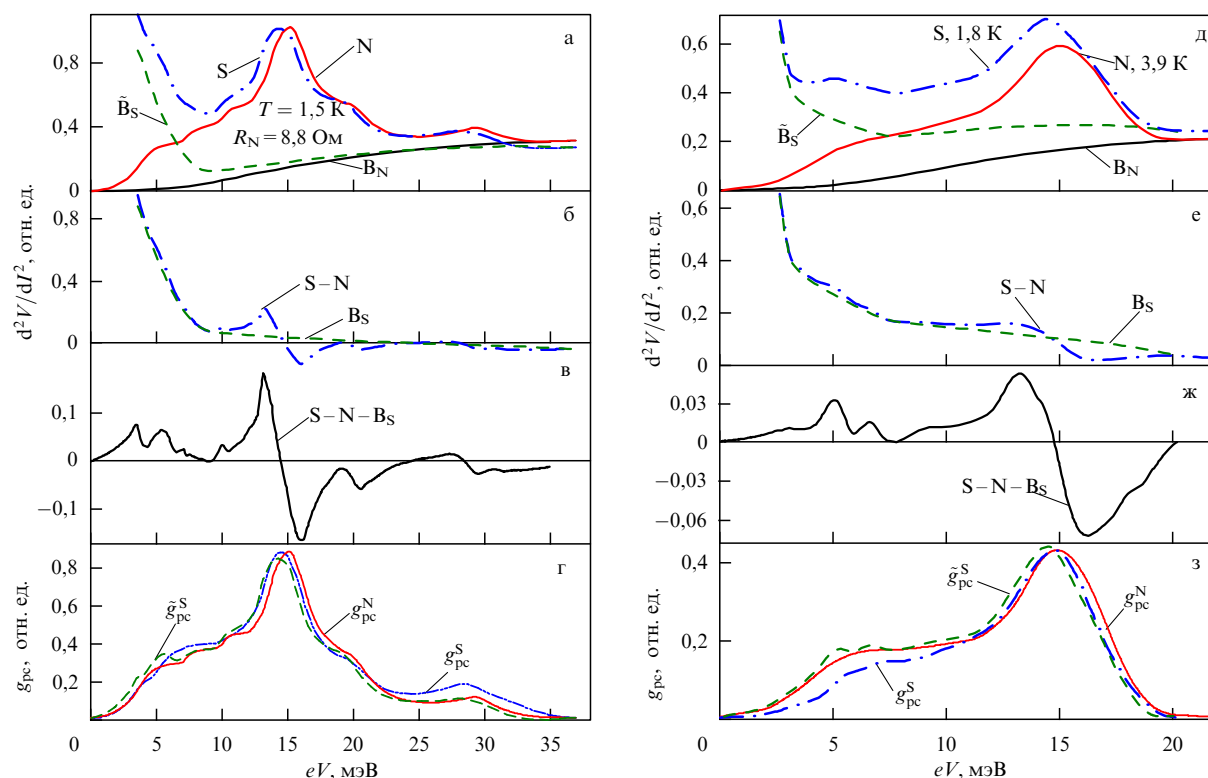


Рис. 3. Кривые (а–г) для микроконтакта S–с–N (Sn–Cu) и (д–з) для микроконтакта S–с–S (Sn–Sn). (а, д) Спектры ЭФВ микроконтакта в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях, B_S и B_N — фоновые кривые для сверхпроводящего и нормального спектров соответственно. (б, е) Разность между сверхпроводящим и нормальными спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в, ж) Разностная кривая (после вычитания фона). (г, з) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из нормального (g_{pc}^N) и сверхпроводящего (g_{pc}^S) состояний, а также путём интегрирования разностной кривой (g_{pc}^S). В контакте S–с–N сверхпроводимость подавлена магнитным полем, а в S–с–S — температурой.

нормальном состоянии, и функции ЭФВ, рассчитанные по формулам (9) и (10). Также приведена разностная кривая $\tilde{g}_{pc}^S(\omega) - g_{pc}^N(\omega)$.

3. Получение контактов и измерение их характеристик

В микроконтактной спектроскопии наиболее широко применяются механические прижимные контакты между металлическими электродами. Это могут быть как массивные электроды из высокочистых металлов, так и пары массивный электрод – плёнка. Критерием чистоты материала служит отношение ρ_{300}/ρ_{res} , ρ_{300} — удельное сопротивление при комнатной температуре, ρ_{res} — остаточное удельное сопротивление. Как показывает опыт, для получения баллистических контактов оно должно быть не менее 5–10, но обычно используют материалы с отношением от нескольких десятков и выше. Форма электродов может быть любой, хотя для удобства при исследовании чистых металлов чаще всего используют электроды в форме брусков длиной 10–15 мм и сечением $1 \times 1 - 1,5 \times 1,5$ мм. Чтобы исключить механический наклёп, электроды изготавливают на электроэрозионном станке и с помощью травления удаляют поверхностный дефектный слой.

Критически важным для получения микроконтактов высокого качества является подборка травителей и режимов травления. На поверхности электродов должен образоваться тонкий непроводящий слой оксида, обеспечивающий механическую и электрическую стабиль-

ность контакта, поскольку площадь места касания электродов на много порядков превосходит площадь получаемого контакта. Контакт создаётся касанием рёбер электродов и их последующим сдвигом относительно друг друга.

В качестве одного из электродов часто используют проволоку из металла высокой чистоты. В ряде случаев применяется электрическая формовка контакта, заключающаяся в подаче контролируемого, специально подобранного набора импульсов тока или просто случайной внешней наводке на предварительно созданный высокоомный контакт. При исследовании плёнок, нанесённых на плоскую поверхность, в качестве контрэлектрода часто используют заострённую иглу или пирамиду. Устройство для создания микроконтактов должно обеспечивать возможность как изменять силу прижима электродов между собой, так и смещать их относительно друг друга. Для обеспечения стабильности контакта один из электродов должен быть закреплён на демпфере.

При создании гетероконтактов в качестве материала контрэлектрода наиболее часто используют медь и серебро и с некоторыми оговорками золото, поскольку они весьма технологичны и обладают многими преимуществами перед другими проводниками, подробно останавливаться на которых не позволяет ограниченный объём настоящего обзора. Типичные сопротивления микроконтактов могут составлять от нескольких десятых долей ома до нескольких десятков омов для металлов с высокой проводимостью и до нескольких сотен омов и выше для низкопроводящих соединений.

Помимо механических прижимных контактов существует достаточно широкий спектр микроконтактов, создаваемых другими методами. Например, закороченные плёночные туннельные структуры, разломные контакты (break junction), так называемые мягкие (soft touch) контакты, при создании которых используется крошечная капля серебряной пасты, контакты, создаваемые иглой сканирующего туннельного микроскопа в режиме закоротки, и т.д. Каждый из этих методов имеет свои преимущества для решения каких-то конкретных задач, но и соответственно свои недостатки. Не существует идеального универсального метода. Для создания баллистических контактов в настоящее время наиболее широко применяются именно механические прижимные контакты.

Измерения производных ВАХ проводились по стандартной модуляционной методике, общепринятой в микроконтактной и туннельной спектроскопии. В основе этой методики лежит то, что если через нелинейный элемент (микроконтакт) кроме постоянной составляющей тока пропускать малую переменную составляющую, то напряжение на элементе представляется в виде набора гармоник. Напряжение первой гармоники будет пропорционально первой производной ВАХ, второй гармоники — соответственно второй производной и т.д. Влияние модулирующего напряжения проявляется в размытии спектра, в связи с чем это напряжение стараются сделать как можно меньше, чтобы соблюсти разумный компромисс между разрешающей способностью и уровнем шумов.

4. Баллистические микроконтакты

4.1. Контакты, в которых выполняются предсказания теории

Рассмотрим теперь результаты эксперимента [18]. На рисунке 3а представлены спектры микроконтакта Sn—Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также фоновые кривые для этих спектров B_N и B_S . На рисунке 3б представлены разностная кривая $S-N$ и фоновая кривая B_S . В МК-спектроскопии Янсона фон проявляется в виде отклонения от нуля второй производной ВАХ при смещениях, больших граничной частоты фононного спектра. В то же время функция ЭФВ при этом обращается в нуль. Для вычитания фона чаще всего используют эмпирическую самосогласованную итерационную процедуру [3]. Как оказалось, фон свойствен и сверхпроводящей спектроскопии ЭФВ — просто проинтегрировать разностную кривую $(d^2V/dI^2)_S - (d^2V/dI^2)_N$ для получения кривой, пропорциональной функции ЭФВ $g_{pc}^S(eV)$, недостаточно, поскольку вторые производные различаются не только особенностью, связанной со щелью при малых смещениях, но и уровнем фона за границей фононного спектра. Это приводит к необходимости вычитать перед интегрированием из разностной кривой фоновую кривую B_S . При этом помимо очевидного требования равняться нулю за пределами фононного спектра разностная кривая после вычитания сверхпроводящего фона должна удовлетворять правилу сумм: *суммарные площади под кривыми выше и ниже оси абсцисс должны быть одинаковыми*.

Это требование означает, что после интегрирования разностной кривой мы получим кривую с фоном, равным

нулю. Разумеется, этим критериям может удовлетворять множество различных кривых B_S , однако их вариации при условии плавности кривых не приводят к заметным изменениям формы и положения фононных особенностей восстанавливаемой функции ЭФВ.

И наконец, B_S — это фон, который необходимо извлечь из спектра в сверхпроводящем состоянии, чтобы получить кривую, пропорциональную $g_{pc}^S(\omega)$. Имея спектр в нормальном состоянии, разностную кривую и фоновые кривые B_N и B_S , легко показать, что $B_S = B_N + B_S$. Очевидно, что операцию вычитания фона из спектра в сверхпроводящем состоянии можно заменить сложением двух кривых: спектра в нормальном состоянии с вычтенным фоном B_N и разностной кривой с вычтенным фоном B_S . Последнее даже несколько удобнее, поскольку позволяет проще аппроксимировать недостающий участок кривой в области малых смещений вблизи щелевой особенности.

Как видно из сравнения рис. 2а и 3г, наблюдается хорошее согласие предсказаний теории и результатов эксперимента. При переходе в сверхпроводящее состояние кривые $g_{pc}^S(\omega)$ размываются и уменьшаются по амплитуде, а также сдвигаются в область меньших энергий на величину порядка щели. Различие в форме экспериментальной и теоретической кривых g_{pc}^S наблюдается в высокоэнергетической области — экспериментальная кривая заметно выше по амплитуде. По-видимому, это связано с возрастанием концентрации неравновесных фононов на периферии контакта из-за уменьшения длины энергетической релаксации электронов при энергиях, близких к дебаевским.

Для S—с—S-микроконтактов не существует формул, подобных формулам (7), (9) для микроконтактов S—с—N, описывающим трансформацию спектров при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее. В случае микроконтактов S—с—S имеется только указание, что положения фононных особенностей на функции ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки к спектру, будут совпадать с таковыми функции ЭФВ нормального состояния.

На рисунках 3д–з представлены результаты эксперимента по восстановлению функции ЭФВ из сверхпроводящей добавки к спектру для такого контакта [18]. Несмотря на то что температуры нормального и сверхпроводящего состояний для микроконтакта Sn—Sn не совпадают, в отличие от таковых для микроконтакта Sn—Cu, результат восстановления функций ЭФВ является вполне удовлетворительным. Как видно из рисунка, при переходе контакта в сверхпроводящее состояние не наблюдается размытия спектра и, как следствие, уменьшения его интенсивности, которые имеют место в случае S—с—N-контактов. Напротив, интенсивность спектра возрастает. Что касается положения фононных особенностей, то они также сдвигаются в область меньших энергий. Если на второй производной сдвиг фононных максимумов того же порядка, как и для S—с—N-контактов, то для функции ЭФВ, восстановленной из сверхпроводящей добавки к спектру, сдвиг, хотя и заметно меньший, существует, что отличается от предсказания теории.

Интересно, что восстановить функцию ЭФВ из сверхпроводящей добавки в спектр можно не только при $T \ll T_c$ (где T_c — температура сверхпроводящего перехода), как следует из теории, но и даже при температурах, достаточно близких к критическим. На рисунке 5 в [18]

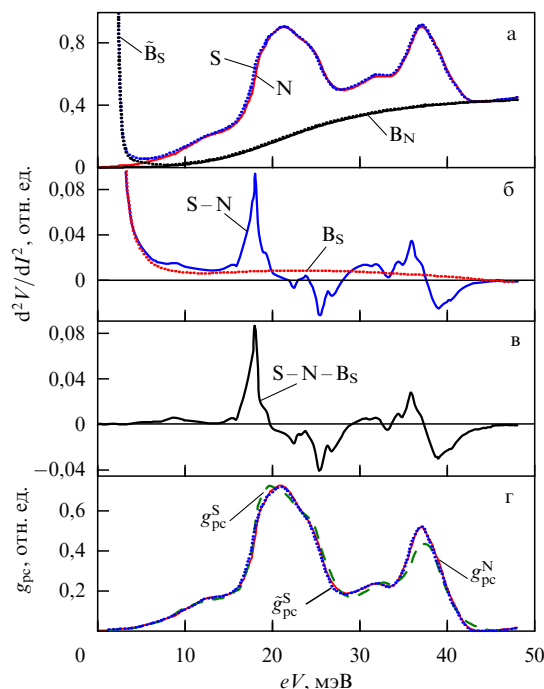


Рис. 4. (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Al–Al в нормальном и сверхпроводящем состояниях. $T/T_c = 0,68$, $\Delta = 0,85\Delta_0$. Сверхпроводимость подавлена магнитным полем. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычитания фона). (г) Микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная интегрированием предыдущей кривой, в сравнении с функцией ЭФВ нормального состояния.

приведён набор функций ЭФВ, как полученных из спектра контакта в нормальном состоянии, так и восстановленных из сверхпроводящих добавок в спектр при различных температурах. Наблюдаются лишь небольшие вариации в форме кривых. Даже вблизи критической температуры положение основного максимума остаётся неизменным, хотя по форме этот спектр уже несколько отличается от предыдущих в низкоэнергетической области.

На рисунке 4 приведены результаты для ещё одного металла — алюминия [18], который имеет сравнительно низкую температуру сверхпроводящего перехода и, соответственно, малые величины щели и избыточного тока. Поэтому сверхпроводящая добавка в спектр оказалась весьма мала — кривые g_{pc}^N и $\tilde{g}_{pc}^S$ фактически сливаются друг с другом. Вследствие неизбежных ошибок, связанных с оцифровкой отсканированных экспериментальных кривых, и их малого различия точность нахождения разностной кривой оказалась невысокой, в связи с чем форма функции ЭФВ, восстановленной из этой добавки, несколько отличается от таковой, полученной из спектра в нормальном состоянии. Однако, учитывая вышеприведённые обстоятельства, можно считать согласие по форме вполне удовлетворительным.

4.2. Контакты, в которых не выполняются предсказания теории

Однако даже для баллистических сверхпроводящих микроконтактов продемонстрированное в разделе 4.1 согласие теории и эксперимента наблюдается не всегда. Одним из таких примеров являются контакты на основе тантала [22]. Отличия от предсказаний теории наблюдаются как для гетероконтактов, так и для гомоконтактов. Различаются как сила эффекта, величина сверхпроводящей добавки в спектр, так и форма вклада. Если для рассмотренных ранее микроконтактов добавка относительно мала и вид второй производной ВАХ в области фоновых частот при переходе в сверхпроводящее состояние изменяется весьма незначительно, то для танталовых микроконтактов при переходе в сверхпроводящее состояние спектр претерпевает радикальные изменения. Наиболее ярко это проявляется для относительно низкоомных микроконтактов, но даже для высокоомных микроконтактов, в которых условие баллистичности выполняется достаточно строго, отклонения от предсказаний теории весьма велики. В сверхпроводящем состоянии отсутствуют размытие спектра и связанное с этим уменьшение интенсивности. Напротив, фоновые моды резко обостряются. Более того, изменяется форма микроконтактного спектра, особенно в низкоэнергетической области. Мягкая фоновая мода в окрестности энергии 7–8 мэВ, проявляющаяся в нормальном состоянии в виде плеча, в сверхпроводящем состоянии отображается в виде пика, кроме того, амплитуда фонового пика в окрестности энергии 11,5 мэВ сильно возрастает. В то же время для высокоэнергетического пика отличия выражены заметно меньше. Для выяснения причин таких радикальных отличий в проявлении фоновых особенностей в спектрах контактов на основе тантала и олова сравним их характерные параметры, приведённые в табл. 1.

Поскольку средняя длина энергетической релаксации электронов сильно зависит от их энергии, а отклонения в спектрах тантала от предсказаний теории при переходе в сверхпроводящее состояние начинаются уже в области малых смещений, длина энергетической релаксации не является существенной для таких отличий. Основной причиной, приводящей к отклонению микроконтактов тантала от предсказаний теории, является малая приведённая длина когерентности ζ . В тантале объём сферы, ограниченный радиусом ζ , в 100 раз меньше, чем соответствующий объём в олове, кроме того, скорость Ферми электронов также в 2,5 раза меньше. Это приводит к возрастанию концентрации андреевских электронов в приконтактной области и, соответственно, повышает вероятность их взаимодействия с неравновесными фононами. Таким образом, вопреки предсказаниям теории, реabsорбция неравновесных фононов андреевскими электронами происходит не только в объёме размером порядка диаметра контакта, но и в объёме с характерным размером приведённой длины когерентности.

На спектрах танталовых микроконтактов кроме фоновых особенностей при переходе в сверхпроводящее

Таблица 1. Характерные параметры олова и тантала

	R , Ом	d , нм	ρ_{300}/ρ_{res}	ρl , Ом см ²	v_F , см с ^{−1}	l_e^D , нм	l_i , нм	ξ_0 , нм	ζ , нм	Δ , мэВ
Sn	7–30	5,1–10,5	~ 15000	$4,5 \times 10^{-12}$	$1,89 \times 10^8$	~ 360	6000	~ 200	~ 200	0,57
Ta	16–210	2,2–8,5	18	$5,9 \times 10^{-12}$	$0,74 \times 10^8$	~ 90	82	92	43	0,71

состояние появляются неспектральные особенности, положение которых зависит от температуры, сопротивления контакта и магнитного поля. Существование этих особенностей связано также с меньшей приведённой длиной когерентности в тантале по сравнению с таковой в олове. Проявляются эти особенности в виде резкого всплеска на второй производной ВАХ, превосходящего по интенсивности щелевую особенность. Этот всплеск соответствует ступенчатому убыванию избыточного тока вследствие резкого уменьшения сверхпроводящей щели в приконтактной области.

Причиной такого поведения щели является достижение критической концентрации неравновесных квазичастиц в приконтактной области [13–15]. Поскольку в рассматриваемых контактах длина энергетической релаксации много больше их диаметра, большая часть электронов теряет энергию в берегах, рассеиваясь на неравновесных фононах. После потери избыточной энергии эти электроны накапливаются над щелью, при этом их количество возрастает с увеличением напряжения на контакте. При достижении критической концентрации неравновесных квазичастиц происходит скачкообразный переход части сверхпроводника в новое состояние с частично подавленной щелью. Очевидно, что такое неравновесное состояние будет достигаться тем быстрее, чем меньше объём сверхпроводника, прилегающий к сужению, в котором происходит такой переход, т.е. чем меньше приведённая длина когерентности ζ , определяющая минимальный объём перехода.

Для гетероконтактов Ta—Cu различного сопротивления при температуре 2 К положение неравновесной особенности соответствует мощности инжекции приблизительно 0,4 мВт. Увеличение температуры или магнитного поля приводит к возрастанию скорости релаксации квазичастиц над щелью, поэтому для достижения их критической концентрации необходимо повышать мощность инжекции. Происходящий при этом сдвиг неравновесной особенности в сторону больших напряжений исключает трактовку таких особенностей как связанных с разрушением сверхпроводимости вследствие нагрева или подавления магнитным полем.

Для гетероконтактов Sn—Cu вследствие на два порядка большего объёма, в котором может происходить переход в неравновесное состояние с подавленной щелью, особенности такого рода в спектрах в области фононных частот не наблюдаются.

Поскольку переход в неравновесное состояние весьма незначительно подавляет избыточный ток, влияние этого перехода на сверхпроводящую добавку к спектру также мало, за исключением возможного совпадения по энергии с фононными особенностями. В этом случае значительно большая интенсивность неравновесной особенности не позволяет проследить за фононами. Дальнейшее возрастание мощности инжекции при увеличении приложенного к контакту напряжения приводит к уже плавному подавлению избыточного тока. Это подавление зависит от сопротивления контакта и для низкоомных контактов может быть весьма значительным, что заметно сказывается на интенсивности особенностей, связанных с рассеянием неравновесных фононов на андреевских электронах.

Рассмотрим специфику формирования фононных особенностей в спектрах микроконтактов на основе тантала в сверхпроводящем состоянии. В таких контактах сверх-

проводящая добавка в спектр, в отличие от таковой для рассмотренных ранее контактов на основе олова и алюминия, представляет собой суперпозицию вкладов от области размером порядка диаметра контакта и от области с характерным размером приведённой длины когерентности, которая существенно больше по объёму. Последнее обстоятельство приводит к тому, что при реабсорбции неравновесных фононов андреевскими электронами существенную роль начинают играть фононы с малыми групповыми скоростями, соответствующие максимумам плотности фононных состояний. Такие фононы медленнее покидают этот объём, что приводит к их повышенной концентрации по сравнению с концентрацией быстрых фононов. А поскольку вероятность рассеяния зависит от концентрации фононов, вклад медленных фононов с энергиями, отвечающими фононным пикам, будет наибольшим — пики будут обостряться. Для области размером порядка диаметра контакта селекции фононов не происходит — все фононы эквивалентны. От соотношения вкладов от этих объёмов и будет зависеть степень обострения фононных пиков в спектре при переходе контакта в сверхпроводящее состояние. Очевидно, что степень обострения будет возрастать с увеличением размера контакта, что прекрасно подтверждается экспериментом — для низкоомных контактов обострение сильнее.

Прежде чем переходить к экспериментальным результатам для танталовых контактов, отметим, что в микроконтактных спектрах гетероконтактов переходных d-металлов или соединений на их основе и Cu, Ag и Au вклад последних не проявляется. Это обстоятельство весьма удобно для исследования спектров этих металлов или соединений на их основе.

Рассмотрим достаточно высокоомный контакт Ta—Cu сопротивлением около 73 Ом (рис. 5). Его диаметр $\approx 3,7$ нм, и его параметры полностью соответствуют требованиям теории [6] (см. табл. 1), однако трансформация спектра контакта при переходе в сверхпроводящее состояние не соответствует теоретическим предсказаниям. Неравновесная особенность на спектре в сверхпроводящем состоянии расположена для него при энергии около 5 мэВ, и она лишь краем совпадает по энергии с мягкой модой. Форма мягкой моды в сверхпроводящем состоянии представляет собой пик, а не плечо, как в нормальном состоянии. Вместо размытия фононного пика в области энергии 11,3 мэВ наблюдаются обострение и значительное возрастание его интенсивности. Вместе с тем влияние сверхпроводящего перехода на пик в области 18 мэВ заметно меньше. Как видно из рис. 5б, в, после вычитания сверхпроводящего фона B_S для результирующей кривой $S-N-B_S$ не выполняется сформулированное в разделе 4.1 *правило сумм*. Последнее приводит к тому, что при попытке восстановления функции ЭФВ из этой кривой мы получим кривую g_{rc}^S с фоном. Для исправления этого обстоятельства кривую $S-N-B_S$ необходимо скорректировать в диапазоне энергий выше 12 мэВ. Коррекция осуществляется умножением кривой $S-N-B_S$ на эмпирическую масштабную корректирующую кривую M . Кривая M равняется 1 в области низких энергий (не изменяет форму разностной кривой) и увеличивает амплитуду разностной кривой в высокоэнергетической области таким образом, чтобы для скорректированной кривой выполнялось правило сумм. Результаты восстановления функции ЭФВ из

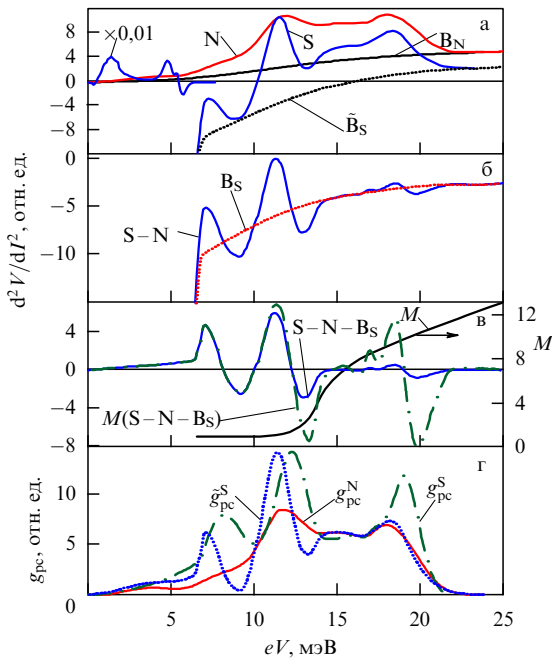


Рис. 5. (а) Спектры ЭФВ микроконтакта Та–Си в нормальном и сверхпроводящем состояниях. $T = 1,7$ К, $R_0 = 73$ Ом, начальный пунктирный участок сверхпроводящей кривой, содержащий шелевую и неравновесную особенности, уменьшен по масштабу в 100 раз, B_S и B_N — фоновые кривые для сверхпроводящего и нормального спектров соответственно. (б) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в) Разностная кривая (после вычитания фона), масштабная кривая M , а также разностная кривая, умноженная на масштабную. (г) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров в нормальном (g_{pc}^N) и сверхпроводящем (g_{pc}^S) состояниях, а также из сверхпроводящей добавки к спектру (g_{pc}^S) путём интегрирования скорректированной разностной кривой, показанной на рис. в. Для удобства сравнения кривая g_{pc}^S выровнена по амплитуде с кривой g_{pc}^N . Масштаб всех кривых одинаков.

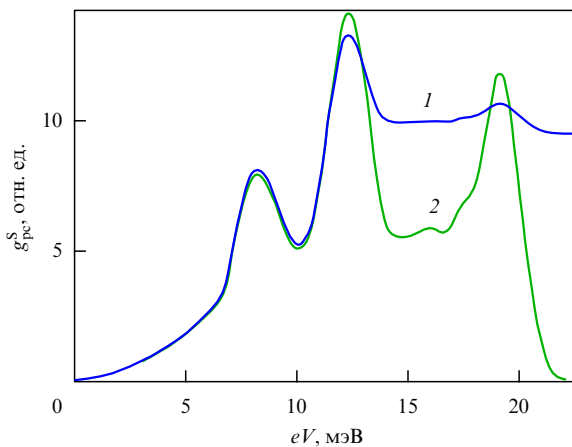


Рис. 6. Демонстрация влияния невыполнения правила сумм на форму восстанавливаемой функции ЭФВ. Функция ЭФВ с фоном (1), восстановленная из кривой $(S-N-B_S)$ без коррекции подавленной высокочастотной части (рис. 5в) и без фона (2), восстановленная из скорректированной кривой $M(S-N-B_S)$. Масштаб кривых совпадает с масштабом на рис. 5.

результатирующих кривых $S-N-B_S$ и $M(S-N-B_S)$ показаны на рис. 6.

Как отмечалось выше, причиной уменьшения амплитуды результирующей кривой $S-N-B_S$ в области энергий более 12 мэВ является подавление избыточного тока неравновесными квазичастицами. На рисунке 7а, б приведены зависимости первых производных ВАХ микроконтакта в нормальном и сверхпроводящем состояниях, зависимость величины избыточного тока от смещения на контакте, а также масштабная корректирующая кривая M , та же самая, что и на рис. 5. Для наглядности вертикальными и горизонтальными отрезками обозначены значения напряжения и величины избыточного тока, соответствующие началу ступеньки на масштабной кривой. Как видно из рисунка, какие-либо особенности на зависимости избыточного тока в окрестности ступеньки на M отсутствуют.

Отметим, что для всех баллистических микроконтактов на основе тантала наблюдается подавление сверхпроводящей добавки в спектр при смещениях выше 12 мэВ. Следствием этого является нарушение правила сумм для результирующих кривых $S-N-B_S$ и необходимость использования масштабных корректирующих кривых при восстановлении функции ЭФВ. Как оказалось, для этих кривых характерна почти одинаковая форма, не зависящая от сопротивления и типа контакта (гомо- или гетероконтакт). Различие заключается лишь в амплитудах кривых.

На рисунке 7в, г приведены масштабные кривые для трёх гетероконтактов и двух гомоконтактов различного сопротивления, нормированные к одинаковой амплитуде при смещениях на границе фононного спектра. Несмотря на индивидуальную подборку каждой кривой, различия в форме минимальны. Более того, как оказалось, одну и ту же кривую можно использовать для разных контактов посредством подбора её амплитуды, что и продемонстрировано на примере гомоконтактов. В то же время амплитуда кривых очень сильно зависит от степени подавления избыточного тока, коррелирующей с сопротивлением контакта. Для гомоконтактов при сопоставимых сопротивлениях избыточный ток вдвое больше, поэтому амплитуда масштабных кривых также ниже. Хотя на всех масштабных кривых присутствует ступенька в области 12–13 мэВ, на зависимостях избыточного тока от напряжения для всех приведённых контактов отсутствуют какие-либо явно выраженные особенности в этом интервале смещений, наблюдается лишь достаточно плавное уменьшение избыточного тока. В то же время у тантала вблизи этой энергии наблюдается резкое снижение плотности фононных состояний после первого пика. Как отмечалось, вероятность рассеяния неравновесных фононов на андреевских электронах в объёме, ограниченном приведённой длиной когерентности, сильно зависит от концентрации обоих компонентов. По аналогии с механизмом возникновения неравновесных особенностей можно предположить, что существуют некие пороговые концентрации как андреевских электронов, так и неравновесных фононов — при меньших концентрациях вероятность их взаимодействия резко уменьшается. Причём эти пороговые концентрации взаимосвязаны — с возрастанием концентрации одного компонента уменьшается критическая концентрация другого. В данном случае инициирующим фактором является резкое уменьшение скорости изменения плотности потока неравновесных фононов при энергиях около 12 мэВ на фоне плавного уменьшения избыточного тока. При этом

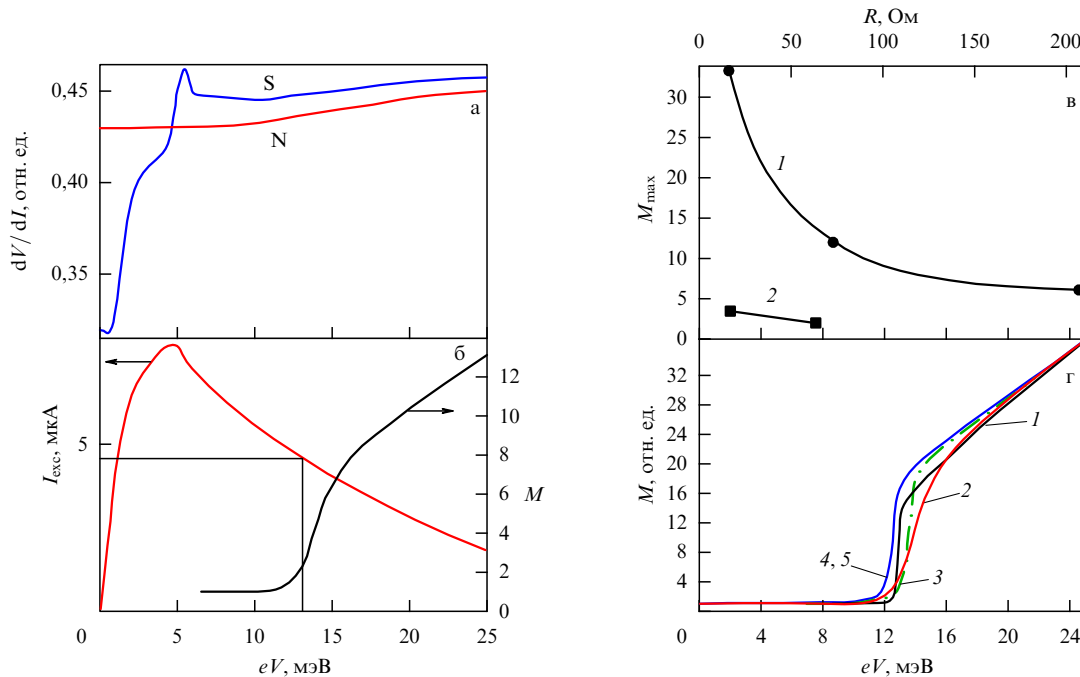


Рис. 7. (а) Первые производные ВАХ для микроконтакта, характеристики которого приведены на рис. 5, в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях. (б) Зависимость избыточного тока от смещения, показана также масштабная кривая M (см. рис. 5в) и отмечены значения избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой. (в) Значение корректирующей масштабной кривой на границе фонового спектра при 23 мэВ в зависимости от сопротивления для гетероконтактов (кривая 1) и гомоконтактов (кривая 2). (г) Корректирующие масштабные кривые к контактам различного сопротивления, приведённые к одинаковой амплитуде: 1 — Ta—Cu, $R = 209 \Omega$; 2 — Ta—Cu, $R = 73 \Omega$; 3 — Ta—Cu, $R = 16 \Omega$; 4 — Ta—Ta, $R = 64 \Omega$; 5 — Ta—Ta, $R = 17 \Omega$. Кривые 4 и 5 совпадают по форме, но различаются по амплитуде приблизительно в 2,7 раза (см. рис. 12 и 14 из [22]).

величина эффекта уже зависит от степени подавления избыточного тока — как хорошо видно из предыдущего рассмотрения, уменьшение вероятности рассеяния (и, соответственно, величины сверхпроводящей добавки в спектр) может изменяться в несколько раз. Подтверждением этого являются также гомоконтакты — большие значения избыточных токов коррелируют с меньшими амплитудами корректирующих кривых. Как следует из формы корректирующих масштабных кривых, дальнейшее подавление избыточного тока, а также скорости изменения плотности потока неравновесных фононов уже не сопровождается какими-либо скачками.

В заключение этого раздела отметим, что ступенчатое уменьшение амплитуды сверхпроводящей добавки к спектру на фоне плавного подавления избыточного тока наблюдается не только для контактов на основе тантала, но и является характерным для всех исследованных нами сверхпроводящих контактов, которые отклоняются от предсказаний теории.

5. Неоднородные микроконтакты

Баллистические контакты очень важны для понимания процессов, которые происходят в них при переходе в сверхпроводящее состояние, и для выяснения процедур, необходимых для восстановления функции ЭФВ. Неоднородные контакты — это ключ для восстановления функции ЭФВ в сверхпроводниках, которые сложно перевести в нормальное состояние при низкой температуре и на основе которых весьма затруднительно получить баллистические контакты. Неоднородный микро-

контакт — это микроконтакт, у которого в сужении имеется область с диффузионным режимом пролёта электронов, т.е. для этой области выполняется неравенство $l_i \ll d \ll \Lambda_e$, где d — диаметр контакта, l_i — длина упругой релаксации, l_e — длина энергетической релаксации, Λ_e — диффузионная длина энергетической релаксации, $\Lambda_e = \sqrt{l_i l_e / 3}$. Интенсивность спектра в диффузионном режиме ниже, чем в баллистическом, по порядку величины в $\sim l_i / d$ раз.

В соответствии с теоретической моделью [23] вторая производная ВАХ диффузионного контакта отличается от таковой для баллистического меньшей величиной. Кроме того, вследствие изотропизации распределения электронов по импульсам наблюдается почти полная изотропизация спектра ЭФВ. Это может приводить лишь к небольшому размытию спектра и незначительному изменению его формы.

Для того чтобы контакт был диффузионным, не требуется, чтобы дефектная зона занимала весь объём размером порядка диаметра контакта. Если наибольшая концентрация дефектов и примесей сосредоточена вблизи центра контакта и убывает на периферии, то электроны после рассеяния на неравновесных фононах с большой степенью вероятности будут диффундировать в направлении уменьшения концентрации. Другими словами, спектр в нормальном состоянии в основном будет определяться процессами рассеяния вблизи центра контакта на границе соприкосновения электродов. Это может привести к возрастанию вклада в спектр ЭФВ поверхностных фононов, и соответственно, к его дополнительному размытию. Очевидно, что если в диффузион-

ном режиме находится только один из берегов микроконтакта, то в результирующем спектре интенсивность каждого парциального вклада будет определяться грязным берегом.

В экспериментах диффузионный режим достигается большой концентрацией дефектов и примесей в области сужения. Для микроконтактов относительно небольшого диаметра условие диффузионности предполагает сравнимость по порядку величины длины упругой релаксации с периодом кристаллической решётки, которая в возмущённой области оказывается сильно искажённой. Вторая производная ВАХ таких контактов в нормальном состоянии демонстрирует сильно размытые фоновые особенности низкой интенсивности при очень высоком уровне фона или даже их полное отсутствие. Фактически производная становится подобной фоновой кривой.

Тем не менее режим прохождения электронов через сужения остаётся спектроскопическим — в токовом состоянии имеет место дубликация носителей, разность между энергиями занятых и свободных состояний электронов в токовом состоянии на поверхности Ферми остаётся равной приложенному напряжению, слабо выраженные размытые фоновые особенности в нормальном состоянии остаются на своих местах.

Для успешной спектроскопии в сверхпроводящем состоянии необходимо также, чтобы берега микроконтакта, прилегающие к сужению, имели достаточно совершенную кристаллическую решётку, поскольку рождаемые в берегах неравновесные фононы отражают колебательную структуру материала в области своей генерации. Поскольку качество материала в глубине электрода вблизи закоротки может изменяться в процессе изготовления контакта, наиболее надёжным источником информации о качестве решётки является получаемый спектр. Чтобы эти фононы могли достаточно эффективно взаимодействовать с андreeвскими электронами, приведённая длина когерентности в сверхпроводнике не должна быть очень велика. Как правило, этих требований достаточно для восстановления функции ЭФВ из второй производной ВАХ микроконтакта в сверхпроводящем состоянии.

Нелинейность ВАХ в сверхпроводящем состоянии зависит как от величины избыточного тока, так и от объёма, в котором андreeвские электроны эффективно взаимодействуют с генерируемыми неравновесными фононами. Поскольку в диффузионных контактах этот ток составляет чуть больше половины от значения в баллистических контактах, а эффективный объём возрастает за счёт вовлечения берегов на расстоянии порядка приведённой длины когерентности, можно ожидать, что нелинейность ВАХ микроконтактов в области фоновых частот в сверхпроводящем состоянии будет намного больше, чем в нормальном. Подобная ситуация часто реализуется в прижимных микроконтактах, так как поверхность, как правило, более загрязнена, чем массив, а в процессе создания микроконтакта на границу между электродами вносятся дополнительные искажения.

5.1. Микроконтакты на основе ниобия

Вышеприведённые рассуждения наиболее целесообразно проверять на хорошо изученном сверхпроводнике. С этой точки зрения подходящим кандидатом является ниобий. С одной стороны, функция ЭФВ для него хорошо изучена. С другой стороны, ниобий является очень

сложным металлом с точки зрения микроконтактной спектроскопии. На его окисленной поверхности находится большое количество центров, рассеивающих электроны, в то же время они отсутствуют в массиве металла. При исследовании ЭФВ в ниобии с помощью спектроскопии Янсона проведено очень большое количество экспериментов. Изучено несколько сотен контактов, спектры которых в подавляющем большинстве соответствовали грязному пределу. Только единичные микроконтактные спектры в нормальном состоянии демонстрировали наличие фоновых особенностей, причём достаточно низкого качества [24, 25]. Тем более интересно подтвердить возможность восстановления функции ЭФВ с помощью неоднородных микроконтактов.

Для создания микроконтактов использовался достаточно чистый ниобий, в котором длина упругой релаксации при низкой температуре ~ 220 нм. Длина когерентности в ниобии $\xi_0 \sim 44$ нм, с учётом длины упругой релаксации приведённая длина когерентности в невозмущённом материале $\zeta \sim 36$ нм.

При создании контактов использовалось два подхода. В первом подходе электроды, используемые для создания контактов, перед монтированием в прижимное устройство протравливали в смеси кислот, промывали в воде и высушивали. Во втором подходе обработанные вышеуказанным методом электроды помещали в сверхвысокий вакуум и прогревали до предплавленной температуры электронным лучом. После охлаждения на грани электродов напылялся слой алюминия толщиной ~ 10 – 15 нм, окисляемый затем в кипящем 30-процентном растворе H_2O_2 . Далее микроконтакты, создаваемые с использованием электродов, подготовленных в рамках первого подхода, для краткости будем называть контактами первого типа, а в рамках второго подхода — контактами второго типа.

Вторые производные ВАХ контактов обоих типов в нормальном состоянии были очень похожи и демонстрировали большой уровень фона при практически полном отсутствии фоновых особенностей. В сверхпроводящем состоянии при неизменном уровне модулирующего напряжения величина вторых производных ВАХ возрастала приблизительно на порядок, при этом для контактов разных типов они, как правило, заметно различались по форме. Для контактов первого типа наиболее характерна перевёрнутая S-образная форма без всякой дополнительной структуры, что можно увидеть на рис. 8а. Поскольку нелинейность ВАХ в сверхпроводящем состоянии в основном определяется процессами рассеяния неравновесных фононов на андreeвских электронах, дополнительным незначительным вкладом от процессов обратного рассеяния можно пренебречь — нет необходимости вычитать вторую производную ВАХ в нормальном состоянии для восстановления функции ЭФВ. В то же время очевидно, что процедура вычитания фона B_S с учётом выполнения правила сумм остаётся необходимой. После интегрирования разностной кривой (рис. 8б, д, з) получаем функцию ЭФВ (рис. 8в, е, и). Поскольку сверхпроводящая добавка в спектр формируется в объёме с характерным размером длины конверсии андreeвских электронов в куперовские пары, по виду функции ЭФВ, восстановленной из этой добавки, можно сделать косвенный вывод о степени совершенства кристаллической решётки этого объёма. Как видно из рисунка, функция ЭФВ, восстановленная для этого контакта, представляет

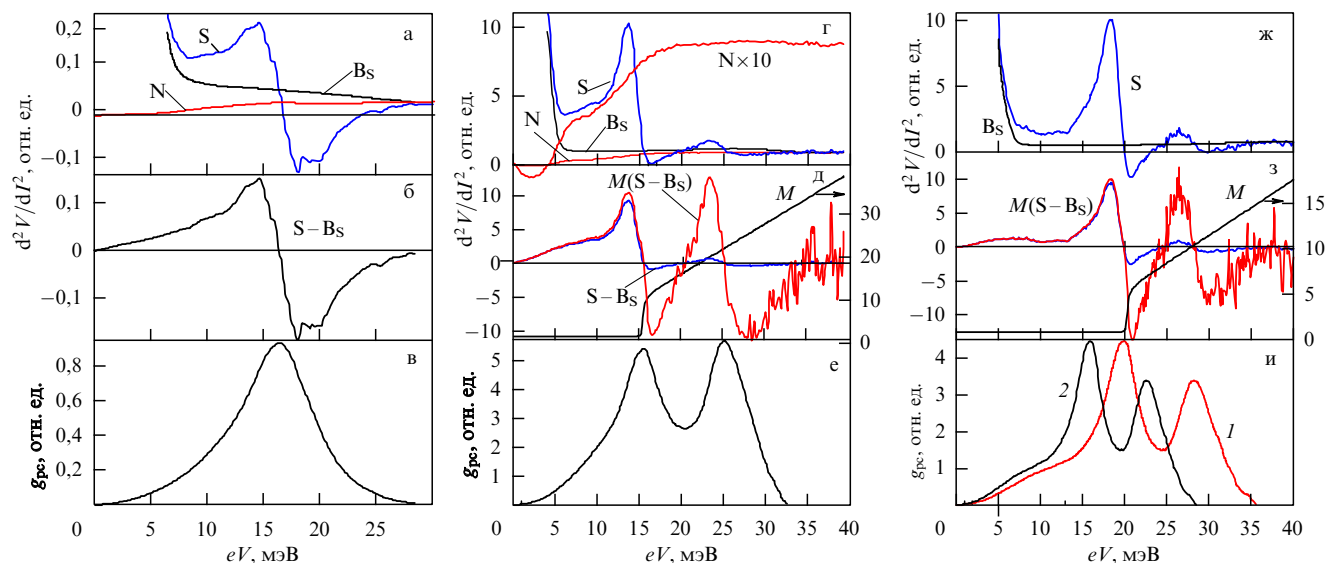


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Кривые для неоднородного ниобиевого контакта первого типа (а–в) и второго типа (г–и). (а, г, ж) Спектры ЭФВ микроконтакта в сверхпроводящем (S) и нормальном (N) состояниях (кривой, помеченной как $N \times 10$, показан увеличенный в 10 раз спектр нормального состояния), B_s — фоновая кривая для сверхпроводящего спектра соответственно. (б, д, з) Сверхпроводящий спектр с вычтенным фоном. (в, е, и) Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из сверхпроводящего состояния интегрированием разностной кривой; на рис. и кривая 1 — исходная, 2 — кривая после коррекции (см. пояснение в тексте).

собой размытую колоколоподобную кривую. Такая форма характерна для сильно деформированного металла. Соответствующий пример приведён в [26] на рис. 1 для спектра циркониевого контакта, изготовленного изломным методом. В то же время более щадящая техника прижимных контактов позволила получить спектры циркония со значительно лучшим разрешением даже при использовании электродов заведомо худшего качества (см. рис. 9 в [27]).

Таким образом, у ниобиевых контактов первого типа чаще всего толщина дефектного слоя оказывается сравнимой с длиной конверсии андреевских электронов в куперовские пары или даже превышает её. Следовательно, при использовании неоднородных микроконтактов для восстановления функции ЭФВ ключевым условием является минимально возможная толщина дефектного слоя. По крайней мере она должна быть заведомо меньше размера области, в которой формируется нелинейность в сверхпроводящем состоянии. Как оказалось, такое условие заметно проще выполняется для контактов второго типа.

На рисунках 8г–е приведены спектры микроконтакта Nb–Nb второго типа в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Оценить количественно диаметр такого микроконтакта затруднительно, поскольку неизвестны электронные параметры дефектного материала, из которого состоит сужение. Можно лишь, используя электронные параметры чистого ниобия, оценить снизу диаметр по формуле Шарвина. Для сопротивления 17,5 Ом получаем $d > 6$ нм. В нормальном состоянии в спектре отсутствуют пики в области соответствующих фононных энергий, имеется лишь небольшое плечо вблизи мягкой моды. Интенсивность нормального спектра крайне низка, что соответствует малой упругой длине рассеяния и является характерным для аморфизованного материала. Для наглядности кривой, отмеченной как $N \times 10$, показан этот спектр, увеличенный в 10 раз. При переходе в

сверхпроводящее состояние интенсивность спектра возрастает на порядок и на нём появляются особенности, связанные с фононами. Форма спектра в целом подобна форме разностной кривой $S-N$ для танталовых микроконтактов (см., например, рис. 5), однако имеется ряд существенных отличий. Отсутствуют неравновесные особенности, наблюдаемые для танталовых баллистических контактов. Судя по отсутствию пика на месте мягкой моды, не наблюдается селекции фононов с малыми групповыми скоростями. Возможно, это связано с тем, что дефекты решётки могут приводить к малой упругой длине пробега неравновесных фононов, что нивелирует эффект селекции.

На рисунках 8б, д, з представлена разностная кривая после вычитания фона B_s . Как и для микроконтактов на основе тантала, на разностной кривой высокоэнергетическая часть оказывается заметно подавленной и требует коррекции. На рисунках 8в, е, и представлена функция ЭФВ, восстановленная из скорректированной кривой. Несмотря на очевидный прогресс по сравнению с предыдущим контактом, качество восстановленной функции ЭФВ всё же недостаточно высоко. Фононные пики размыты — если положение первого пика составляет приблизительно 16 мэВ, что соответствует положению максимума на туннельной функции ЭФВ, то высокочастотный пик смещён в область более высоких энергий, с 22 до 25 мэВ. Подобное поведение ранее наблюдалось для некоторых спектров в нормальном состоянии [24, 25] и связывалось с неоднородностью материала в области формирования нелинейности ВАХ, в частности с наличием примесей в виде проводящих оксидов ниобия.

Весьма интересен спектр контакта второго типа, представленный на рис. 8ж–и. По форме он подобен спектру на рис. 8г–е, однако все особенности в нём смещены в область больших энергий. После вычитания фона B_s , коррекции полученной кривой и последующего интегрирования получаем функцию ЭФВ, пики которой нахо-

дятся вблизи 20 и 28 мэВ. Это соответствует "растянутой" по оси x на 20 % функции ЭФВ ниобия. Умножив значения x -координаты кривой на 0,8, мы получим функцию ЭФВ, весьма близкую к туннельной.

Причиной сдвига фоновых особенностей в сторону больших энергий может быть сложная структура контакта. Поскольку контроль за толщиной напыляемого слоя алюминия был недостаточно точным, его толщина, вероятно, оказалась больше обычной. При последующей обработке в перекиси плёнка алюминия не окислилась на всю глубину. С этой точки зрения становятся понятными размытие и сдвиг пиков на функции ЭФВ контакта на рис. 8г–е. Там толщина плёнки алюминия была меньше и в процессе её окисления была затронута поверхность ниобиевого электрода. Учитывая проводимость низших оксидов ниобия, можно предположить наличие их влияния на спектр. Впрочем, в точности оценить структуру контакта не представляется возможным. С практической точки зрения мы имеем последовательно включённое сопротивление, сдвигающее фоновые пики на спектре в область более высоких энергий, которое можно учесть, если известно истинное положение фоновых особенностей.

На рисунке 9 показаны все три функции ЭФВ, восстановленные из вторых производных ВАХ в сверхпроводящем состоянии, в сравнении с функциями ЭФВ, одна из которых восстановлена из туннельных данных [28], а другая — из второй производной ВАХ микроконтакта в нормальном состоянии [24, 25]. Очевидно, что наилучшее качество демонстрирует третья кривая, скорректирован-

ная по положению фоновых пиков. У микроконтакта, соответствующего этой кривой, объём ниобия вблизи сужения, в котором формируется нелинейность ВАХ, наиболее совершенен.

5.2. Микроконтакты на основе MgB_2

До сих пор мы рассматривали традиционные, практически изотропные металлы с достаточно большой длиной когерентности и одной щелью. Однако большинство известных сверхпроводников обладает сильной анизотропией, значительно меньшими анизотропными длинами когерентности и наличием в ряде случаев двух сверхпроводящих щелей. Предсказать заранее, как будет проявляться ЭФВ в сверхпроводящих микроконтактах на их основе проблематично, однако, используя ранее наработанные приёмы, мы попытаемся восстановить функции ЭФВ для таких материалов.

Один из таких объектов — это MgB_2 [17], имеющий две сверхпроводящие щели в интервале $\Delta \sim 2-7$ мэВ. Следует уточнить, что значение большей щели в 7 мэВ относится к микроконтактным измерениям. В ряде туннельных экспериментов максимальная амплитуда щели достигает $\sim 10-11$ мэВ [29–31]. Константа $\rho l = 2,4 \times 10^{-12}$ Ом см² немного более чем вдвое отличается от таковой в тантале, поэтому при близких сопротивлениях диаметры полученных микроконтактов будут несущественно больше.

Контакты (рис. 10а) создавались касанием массивного контрэлектрода из серебра плёнки MgB_2 [32–34]. Плёнка являлась высокоориентированной вдоль оси c , расположенной перпендикулярно поверхности подложки из Al_2O_3 . В то же время в плоскости ab кристаллическая структура плёнки была ориентирована случайным образом. Температура сверхпроводящего перехода плёнки 39 К, а ширина перехода $\sim 0,2$ К. Отношение сопротивлений $\rho(300 \text{ К})/\rho(40 \text{ К}) \sim 2,3$ [35], удельное сопротивление образца при комнатной температуре соответствовало поликристаллическому материалу. Упругая длина свободного пробега в плёнке при температуре жидкого гелия порядка 4 нм, длина когерентности $\xi_0 = 12$ нм почти на порядок меньше, чем в тантале, а с учётом длины упругой релаксации приведённая длина когерентности в невозмущённом материале составляет всего $\xi \sim 3$ нм. Сопротивления микроконтактов лежали в пределах 36–150 Ом, что при оценке по формуле Шарвина даёт диаметры $d \sim 2,2-4,4$ нм. В идеальном случае это может обеспечить режим пролёта электронов, близкий к баллистическому. Для микроконтактов, аналогичных приведённым на рис. 10, в нормальном состоянии наблюдаются слабо выраженные, сильно размытые особенности в области фоновых энергий с большим уровнем фона [32]. Таким образом, реальный режим пролёта электронов всё-таки баллистическим не является, и приведённая оценка диаметров является оценкой снизу.

При проведении сверхпроводящих фоновых кривых мы руководствовались правилом сумм, косвенно учитывая предполагаемый вид отсутствующих кривых нормального состояния, поэтому фоновые кривые не вполне монотонны. Учитывая вышесказанное, можно предположить, что для этих контактов, так же как и для последнего рассмотренного контакта из ниобия, непосредственно загрязнён только центр вблизи сужения, хотя и в несколько меньшей степени, поскольку имеются небольшие изгибы на фоновых кривых в окрестности фоновых

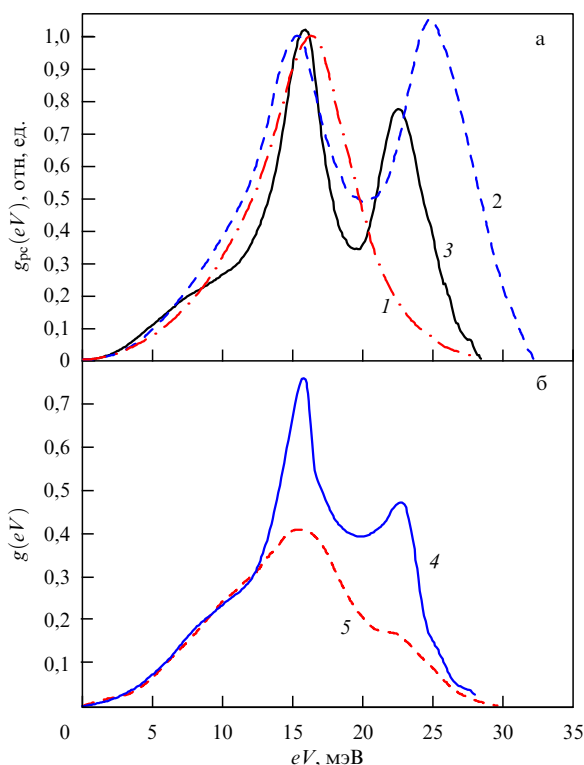


Рис. 9. (а) Функции ЭФВ (кривые 1–3) микроконтактов Nb, нормированные на единицу в области первого пика (см. соответственно контакты, представленные на рис. 8а–в, 8г–е и 8ж–и). (б) Функция ЭФВ Nb, восстановленная из туннельного спектра в [28] (кривая 4) и из второй производной ВАХ микроконтакта в нормальном состоянии (кривая 5) в [24, 25].

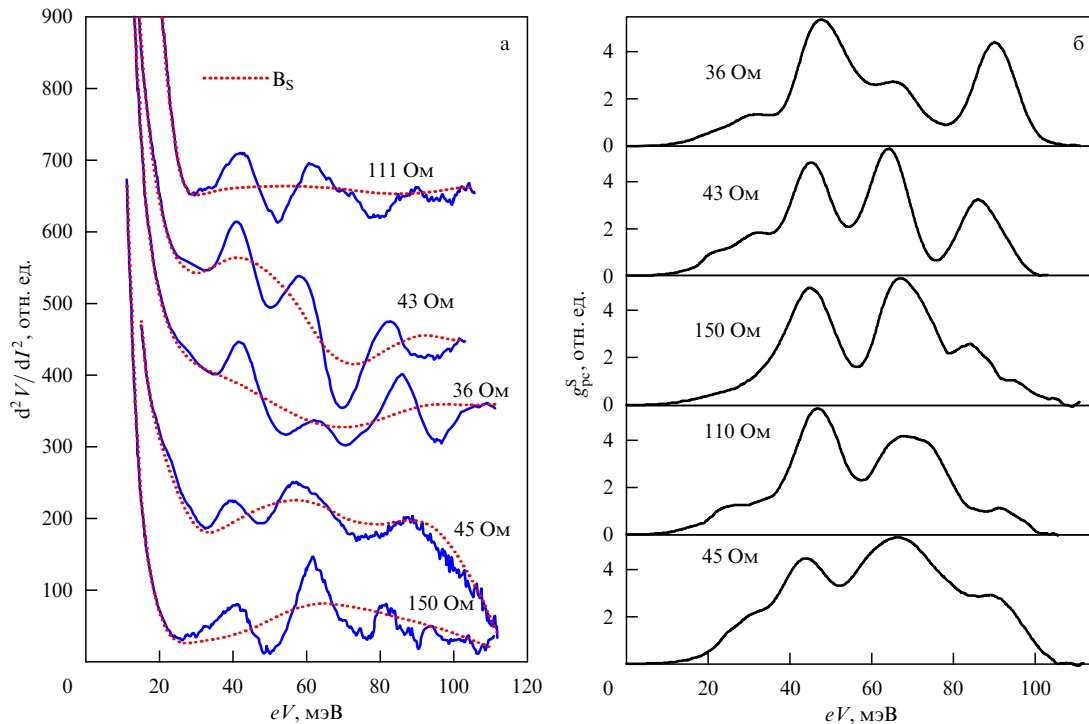


Рис. 10. (а) Микроконтактные спектры гетероконтактов $\text{MgB}_2\text{--Ag}$ ($T = 4,2\text{ К}$, $H = 0$), взятые из [29–31], а также предполагаемые фоновые кривые. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикали. (б) Микроконтактные функции ЭФВ MgB_2 , восстановленные из разностных кривых.

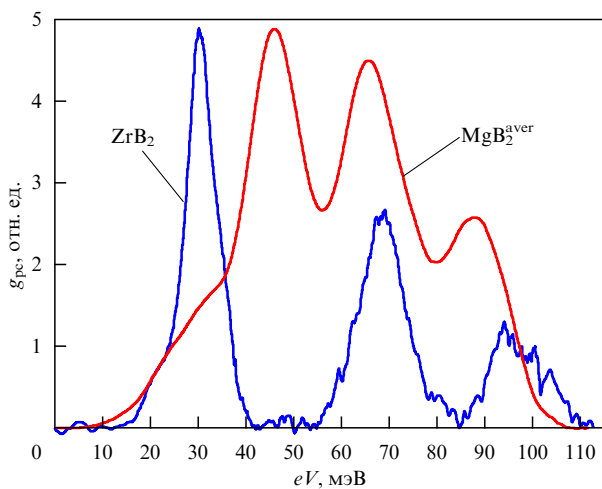


Рис. 11. Усреднённая по пяти спектрам, приведённым на рис. 10, микроконтактная функция ЭФВ MgB_2 в сравнении с функцией ЭФВ ZrB_2 из работы [30].

энергий. Остальной объём микроконтакта, а также берега сохраняют исходную структуру и чистоту. Ввиду сравнительно небольшой длины упругого пробега в берегах, а также малой длины когерентности никакой селекции фононов с малыми групповыми скоростями, как в тантале, здесь не наблюдается.

На рисунке 10б приведены функции ЭФВ, восстановленные из вторых производных после вычитания фоновых кривых. Несмотря на некоторые различия, эти функции достаточно близки между собой.

И наконец, на рис. 11 приведена функция ЭФВ, полученная усреднением по этим пяти контактам, в сравнении с микроконтактной функцией для ZrB_2 из той же кристаллографической группы [33]. Как видно, функции весь-

ма схожи между собой по форме и положению фононных особенностей, которые для усреднённого спектра находятся при энергиях, на 3–5 мэВ меньших, чем для ZrB_2 , за исключением положения первого максимума, сдвинутого в область больших энергий на ~ 16 мэВ. Это вполне объяснимо, поскольку эта мода связана с колебаниями ионов Zr , которые имеют в $\sim 3,75$ большую атомную массу, чем ионы Mg .

В целом, можно сделать вывод, что используемый метод позволяет достаточно точно восстановить форму функции ЭФВ из сверхпроводящих микроконтактных спектров.

5.3. Микроконтакты на основе NbSe_2

2H--NbSe_2 представляет собой значительно более сложный объект для микроконтактных исследований, чем MgB_2 . Этот слоистый, легко расщепляющийся сверхпроводник является сильно анизотропным. Удельное сопротивление данного соединения ($\rho_{ab} \sim 2 \times 10^{-4}$ Ом см, $\rho_c \sim 10^{-3}$ Ом см [36]), а также значение константы $\rho l_{ab} = 2,2 \times 10^{-11}$ Ом см² более чем на порядок превосходят аналогичные значения для обычных металлов, поэтому при сопоставимых размерах сопротивления создаваемых микроконтактов по меркам традиционной МК-спектроскопии весьма высоки. Упругая длина пробега в плоскости ab составляла для невозмущённого материала приблизительно 33 нм при температуре, близкой к T_c . Длина когерентности в этом материале ещё меньше, чем в MgB_2 : $\xi_{ab}(0) = 7,8$ нм, $\xi_c(0) = 2,6$ нм. С учётом длины упругой релаксации приведённая длина когерентности в невозмущённом материале в плоскости ab составляет $\xi \sim 6,3$ нм. Также наличествуют две сверхпроводящие щели в интервале $\Delta \sim 1,1\text{--}2,5$ мэВ [17]. Кроме того, имеется сильная зависимость шумов в микроконтактных спектрах от качества, казалось бы, очень похожих

монокристаллов. Так, например, микроконтакты, создаваемые на основе монокристалла с $\rho_{300}/\rho_{\text{res}} \sim 30$, имели очень малый уровень шумов при сопротивлениях вплоть до 1 кОм, в то же время монокристаллы с $\rho_{300}/\rho_{\text{res}} \sim 100$ при сопротивлениях выше 10 Ом имели очень высокий уровень шума. Возможной причиной этого являются несоизмеримые волны зарядовой плотности (ВЗП), существующие в этом соединении. В первом случае монокристаллы не очень совершенны и существуют эффективные центры пиннинга, препятствующие движению ВЗП. Во втором случае этих центров мало и движение ВЗП в окрестности контакта в токовом состоянии порождает такие шумы.

Исследуемые монокристаллы представляли собой пластины размером в несколько миллиметров и толщиной порядка 0,1 мм с естественной огранкой. Ось создаваемых микроконтактов была параллельна плоскости *ab*. При создании микроконтактов контактная площадка обрезалась лезвием, поскольку грани естественного роста монокристаллов демонстрировали плохие сверхпроводящие свойства. Поэтому кристаллическая структура вблизи среза была в значительной степени нарушена.

Здесь мы представляем результаты исследования двух микроконтактов на основе $2\text{H}-\text{NbSe}_2$ различного сопротивления. Диаметр первого гетероконтакта NbSe_2-Cu (рис. 12а, б) с сопротивлением около 1,1 кОм близок к диаметрам вышерассмотренных микроконтактов на основе MgB_2 и, согласно оценке по формуле Шарвина, составляет $d \approx 2$ нм [16, 17]. Следовательно, в данном случае приведённая длина когерентности приблизительно втрое больше диаметра. Второй гомоконтакт (рис. 12в–д) с сопротивлением около 55 Ом имеет значительно больший диаметр, $d \approx 17$ нм [16, 37]. Таким образом, диаметр этого контакта уже почти втрое превышает приведённую длину когерентности. Тем не менее упругая длина релаксации для невозмущённого материала в обоих случаях больше диаметров контактов.

Для всех исследованных нами микроконтактов [16] в нормальном состоянии какие-либо особенности на вторых производных ВАХ, связанные с фононами, отсутствовали. При переходе микроконтактов в сверхпроводящее состояние на вторых производных ВАХ появляются особенности, простирающиеся вплоть до энергий около 65 мэВ. Отсюда можно сделать вывод, что и в данном случае мы имеем микроконтакты, в которых дефекты занимают не весь их объём, а сконцентрированы вблизи сужения. Поскольку конверсия андreeвских электронов в куперовские пары происходит на приведённой длине когерентности, для микроконтакта с большим диаметром неупругое рассеяние неравновесных фононов на андreeвских электронах происходит в области сильной концентрации тока. Однако здесь андreeвские электроны не "размазаны" по большому объёму, как в баллистических контактах, соответствующих предсказаниям теории, а сосредоточены в той же области высокой плотности тока. Поэтому с увеличением смещения возрастает концентрация неравновесных фононов, приводящая к быстрому подавлению избыточного тока при смещениях выше 15 мэВ в этом микроконтакте.

Вслед за уменьшением избыточного тока начинает уменьшаться и интенсивность спектра. Ситуация здесь в каком-то смысле аналогична наблюдаемой в танталовых микроконтактах: существует определённый диапазон ве-

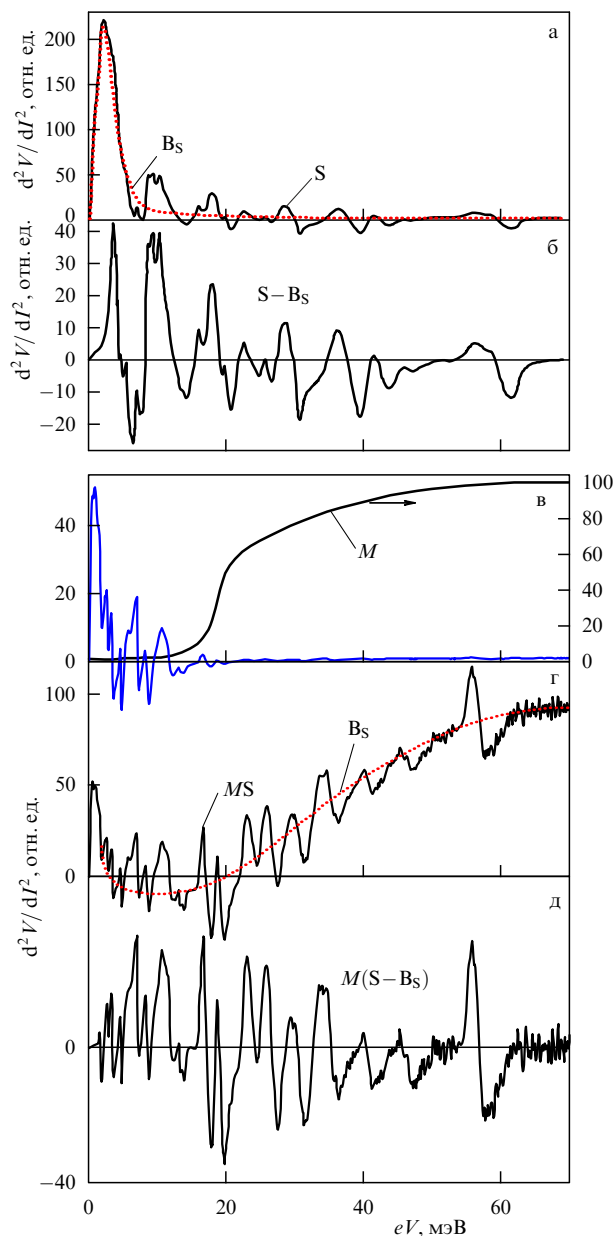


Рис. 12. Кривые для (а, б) микроконтактов $\text{S}-\text{c}-\text{N}$ (NbSe_2-Cu), $R_0^{\text{N}} = 1100$ Ом, (в–д) микроконтактов $\text{S}-\text{c}-\text{S}$ ($\text{NbSe}_2-\text{NbSe}_2$), $R_0^{\text{N}} = 54$ Ом, $T = 4,2$ К, $H = 0$. (а) Вторая производная ВАХ и фоновая кривая, (б) разностная кривая. (в) Вторая производная ВАХ и масштабная кривая, (г) скорректированная по амплитуде вторая производная ВАХ и фоновая кривая, (д) разностная кривая.

личин избыточного тока, в котором интенсивность спектра изменяется незначительно. Применительно к данному контакту это означает, что начало убывания интенсивности спектра следует с некоторой задержкой относительно начала уменьшения избыточного тока.

На рисунке 13 показана зависимость избыточного тока от смещения для данного контакта, а также масштабный множитель, который корректирует амплитуду второй производной ВАХ. Вертикальным и горизонтальным отрезками показаны напряжение, отвечающее участку резкого возрастания масштабной кривой, и соответствующее значение избыточного тока. Как хорошо видно, убывание избыточного тока происходит гораздо более плавно и заметно опережает убывание амплитуды

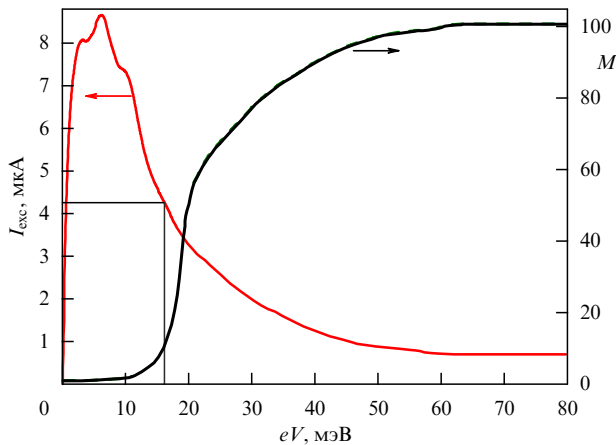


Рис. 13. Зависимость избыточного тока микроконтакта $\text{NbSe}_2\text{--NbSe}_2$ от смещения, а также масштабная кривая M (рис. 12в–д). Отрезками отмечены значения избыточного тока и напряжения, соответствующие началу возрастающего участка на масштабной кривой.

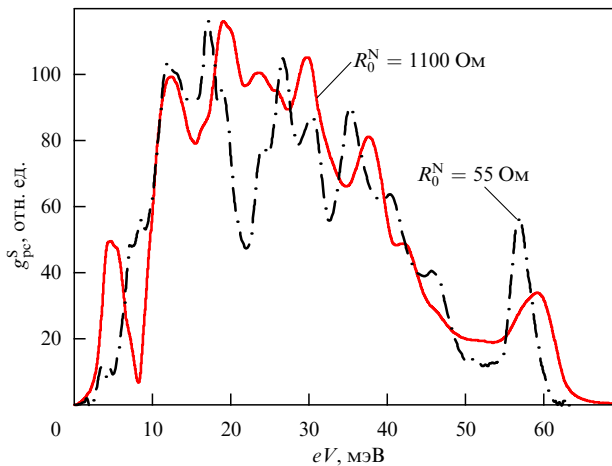


Рис. 14. Нормированные на единицу функции ЭФВ 2H--NbSe_2 , восстановленные из вторых производных ВАХ, приведённых на рис. 12, после вычитания сверхпроводящего фона.

второй производной. Поэтому, как и для танталовых микроконтактов, масштабная кривая имеет ступенчатую форму. Эта кривая масштабирована таким образом, чтобы $M_{\min} = 1$, $M_{\max} = 100$.

На рисунке 14 представлены функции ЭФВ, восстановленные для этих контактов. Наблюдается хорошее согласие между этими функциями, восстановленными из таких различающихся микроконтактов, особенно если принимать во внимание высокую лабильность микроконтактных спектров NbSe_2 [16].

Рассмотрим более внимательно низкоомный микроконтакт. Как видно из рис. 13, критический ток в этом гомоконтакте отсутствует, а избыточный ток составляет всего 8 мкА, что значительно ниже грязного предела. Тем не менее уширение или размытие функции ЭФВ, характерные для материала с нарушенной кристаллической решёткой, для него не наблюдаются. Не наблюдается также теплового уширения фоновых пиков, свидетельствуя о том, что подавление избыточного тока при возрастании смещения на контакте вызвано иными причинами. Малая величина избыточного тока обусловлена неоднородностью микроконтакта и связана с тем, что

для NbSe_2 , как и для многих других сверхпроводящих соединений, нарушение кристаллической структуры приводит к подавлению сверхпроводимости. Часть объёма контакта заполнена несверхпроводящим материалом с нарушенной кристаллической решёткой. Это приводит к тому, что формирование спектра ЭФВ происходит в той части микроконтакта, где кристаллическая структура материала не нарушена, что и обеспечивает резкие и чёткие фоновые пики. Что касается величины избыточного тока, то существующие формулы предполагают наличие однородного сверхпроводника во всём объёме.

6. Упругая микроконтактная спектроскопия

При восстановлении спектральной функции ЭФВ $g(\omega)$ в упругой спектроскопии Роуэлла – Макмиллана используется нормированная дифференциальная проводимость сверхпроводящих туннельных контактов, называемая плотностью *туннельных состояний*. Последняя не содержит в явном виде эту функцию, для её восстановления используется метод численного решения интегральных уравнений Элиашберга фоновой теории сверхпроводимости.

Для сверхпроводящих микроконтактов с непосредственной проводимостью, помимо нелинейностей ВАХ, описываемых формулой (1), учёт упругой компоненты тока приводит к появлению дополнительного слагаемого. Эта дополнительная нелинейность, связанная с зависимостью сверхпроводящей щели от смещения на контакте, возникает вследствие электрон-фононной перенормировки энергетического спектра сверхпроводника. Такая нелинейность существует для всех микроконтактов, однако её величина весьма чувствительна к силе электрон-фононного взаимодействия, и для разных сверхпроводников может различаться в несколько сотен и даже тысяч раз. Оценка ожидаемого упругого вклада в спектр пропорциональна $\sim (T_c/\theta_D)^2$, где θ_D — температура Дебая. Одним из наибольших упругих вкладов в спектр обладает свинец. В таблице 2 приведены упругие вклады некоторых сверхпроводников по сравнению со вкладом свинца, а также значения сверхпроводящих щелей и критических температур.

Нормированная дифференциальная проводимость точечных контактов с непосредственной проводимостью отличается от таковой для туннельных переходов вследствие наличия избыточного тока, связанного с процессами андреевского отражения. Соответствующие формулы для этих проводимостей для точечных и туннельных контактов приведены в работе [19].

Рассмотрим более внимательно упругий вклад для точечных микроконтактов. В работе [7] показано, что упругие процессы приводят к появлению *максимумов дифференциальной проводимости* в области характерных фоновых частот на первой производной избыточного тока. Если обратиться к рис. 16, то в противоположность к изображённому на рисунке, единичная фоновая линия будет проявляться в виде ступенчатого возрастания избыточного тока. В то же время неупругие процессы проявляются в виде *максимумов дифференциального сопротивления* на первой производной избыточного тока. Таким образом, эти *вклады противоположны друг другу* по направленности и при их близости по амплитуде они могут взаимно ослабляться. Оценить заранее, какой вклад будет преобладать, весьма затруднительно, по-

Таблица 2. Оценка упругих вкладов в спектр для ряда сверхпроводников δ_{rel} , нормированных на вклад свинца, а также значения энергетической щели и температуры сверхпроводящего перехода

Сверхпроводник	Pb	Nb	In	Sn	Ta	Al	NbSe ₂	MgB ₂
δ_{rel}	1	0,21	0,21	0,078	0,063	$1,68 \times 10^{-3}$	0,023	0,24
Δ_0 , мЭВ	1,365	1,6	0,525	0,575	0,7	0,17	1,07–2,48	1,8–7,4
T_c , К	7,2	9,2	3,42	3,722	4,47	1,181	7,2	39

сколько имеющиеся формулы выведены для баллистического режима микроконтактов.

В то же время, как установлено для микроконтактов на основе тантала, не очень строгое выполнение условия баллистичности по длине когерентности сильно увеличивает долю неупругого вклада. Поскольку часто длина когерентности для многих сверхпроводников не слишком велика по сравнению с диаметрами микроконтактов, можно ожидать, что более вероятно преобладание неупругого вклада. Во всяком случае для рассмотренных нами ранее примеров это именно так. Однако по крайней мере для двух сверхпроводников, а именно свинца и индия, установлено, что в спектрах точечных контактов с непосредственной проводимостью на их основе преобладает упругий вклад. Несомненно, это же справедливо и для точечных контактов на основе ртути.

Хотя в работе [7] нет прямых указаний на то, что в спектрах точечных контактов с преобладающим упругим вкладом функция ЭФВ содержится в явном виде, авторам работы [18], используя утверждение о проявлении фононных пиков в виде максимумов дифференциальной проводимости, удалось восстановить эти функции из спектров для свинца и индия. Для восстановления функ-

ции ЭФВ из упругого вклада в спектр точечных контактов использованы приёмы, хорошо зарекомендовавшие себя в неупругой андreeвской спектроскопии.

6.1. Микроконтакты на основе свинца

Среди всех элементов свинец обладает одним из наибольших значений константы ЭФВ $\lambda = 1,55$. Большим значением, $\lambda = 1,6$, обладает только ртуть. На рисунке 15а, д приведены спектры гетероконтакта Pb–Ru в сверхпроводящем (S) и нормальном (N) состояниях. Спектр ЭФВ рутения гораздо жёстче свинцового и не перекрывается с ним по энергии, поэтому он не отображён на рисунке. Интенсивность спектра в нормальном состоянии близка к максимальной для симметричного гетероконтакта, поэтому контакт можно считать баллистическим.

На рисунке 15б, е приведены разностная кривая, а также предполагаемая кривая сверхпроводящего фона. При построении фоновой кривой мы руководствовались тем же самым *правилом сумм*, что и в случае неупругого вклада. Как видно из рисунка, кривые фона для упругого вклада радикально отличаются по форме от кривых фона для неупругих вкладов. Вместо плавной кривой имеется более сложная немонотонная зависимость от

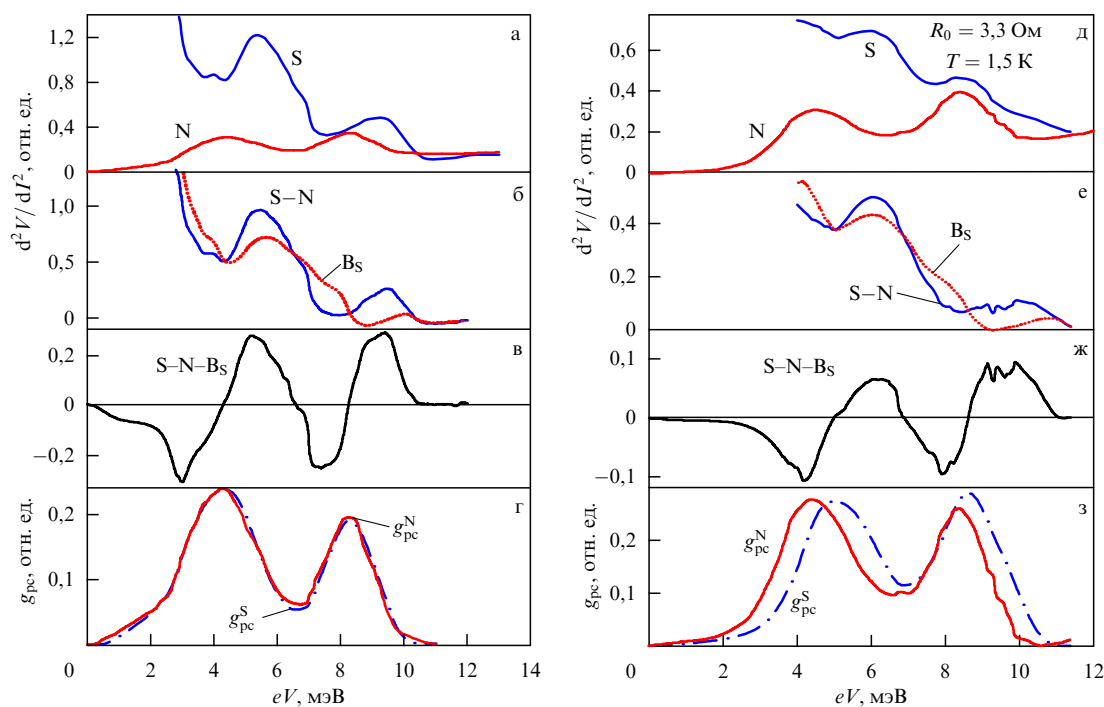


Рис. 15. Кривые для микроконтактов S–с–N (Pb–Ru) (а–г) и S–с–S (Pb–Pb) (д–з). (а, д) Спектры ЭФВ микроконтакта в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях соответственно, сверхпроводимость подавлена магнитным полем. (б, е) Разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой. (в, ж) Разностная кривая (после вычитания фона). (г, з) Микроконтактные функции ЭФВ g_{pc}^{N} и g_{pc}^{S} , первая восстановлена из нормального состояния, а вторая — путём интегрирования кривой S–N–B_S, показанной на рис. в, ж.

энергии. Это, к сожалению, допускает большой произвол в выборе формы фоновой кривой и тем самым формы восстановленной функции ЭФВ.

Тем не менее, как следует из приведённых ниже примеров (см. также работу [18]), отклонения по форме от функций ЭФВ, восстановленных из спектров в нормальном состоянии, относительно невелики и они вполне могут быть обусловлены неэквивалентностью объёмов, из которых поступает информация об электрон-фононном взаимодействии, поскольку эти объёмы различны по степени совершенства кристаллической решётки.

На рисунке 15в, ж показана результирующая кривая после вычитания сверхпроводящего фона. Как отмечалось, из теории [7] следует, что упругие процессы приводят к появлению максимумов дифференциальной проводимости в окрестности фононных пиков. Поэтому полученная в результате интегрирования кривая перевёрнута (рис. 15г, з). Как видно, эта кривая практически совпадает по форме с функцией ЭФВ свинца, восстановленной из спектра в нормальном состоянии. Таким образом, отсутствует сдвиг фононных пиков на функции ЭФВ, восстановленной из упругой добавки S–с–N-контакта, по сравнению с функцией ЭФВ для нормального состояния.

На рисунке 15д–з представлены данные для гомоконтакта Pb–Pb. Обработка кривых здесь проведена аналогично таковой в случае рис. 15а–г. Сразу отметим отличие от гетероконтакта: положение фононных пиков на восстановленной кривой здесь сдвинуто в область более высоких энергий на величину порядка Δ .

Несмотря на различие между туннельными и точечными контактами, авторам работы [19] впервые удалось применить помимо эмпирического метода восстановления функции ЭФВ, описанного выше, итерационный метод Роуэлла–Макмиллана для решения уравнений Элиашберга при восстановлении функции ЭФВ свинца, используя экспериментальные данные для точечного контакта с непосредственной проводимостью, а также значения действительной и мнимой частей $\Delta(\omega)$ из таблицы в [38].

6.2. Микроконтакты на основе индия

Как видно из табл. 2, упругая добавка в спектр в индии почти в 5 раз меньше, чем в свинце, но в то же время в 2,7 раза больше, чем в олове. Поскольку температура сверхпроводящего перехода и величина щели в индии всего на $\sim 8\%$ меньше, чем в олове, неупругие сверхпроводящие вклады в спектры в них должны быть весьма близки между собой. Таким образом, учитывая противоположную направленность упругого и неупругого вкладов, можно ожидать, что в индии результирующий упругий вклад будет в значительной мере ослаблен.

На рисунке 16 представлены спектры гомоконтакта индия в нормальном и сверхпроводящем состояниях, а также результаты обработки этих спектров по восстановлению функции ЭФВ из упругой добавки [18]. Как и для гомоконтактов свинца, наблюдается сдвиг положения фононных пиков на функции ЭФВ в сторону больших энергий на величину порядка энергетической щели. При этом упругая добавка здесь, как и ожидалось, весьма мала по сравнению с таковой для свинца.

Отметим, что проявление упругого или неупругого вкладов в спектрах сверхпроводящих микроконтактов зависит не от абсолютной величины этих вкладов, а от

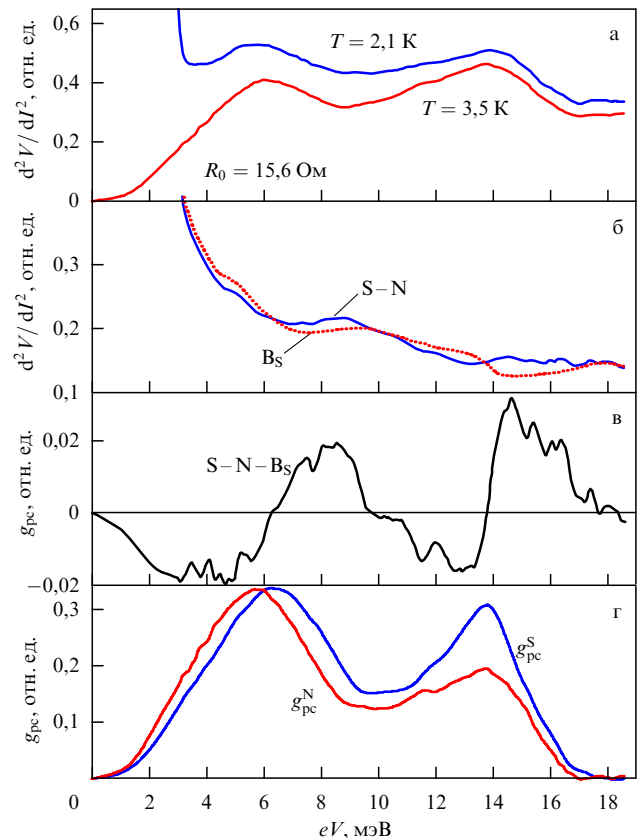


Рис. 16. (а) Спектры ЭФВ микроконтакта In–In в нормальном и сверхпроводящем состояниях при различных температурах. (б) Разности между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой при $T = 2.1$ K, $T/T_c = 0.62$, $\Delta = 0.89\Delta_0$. (в) Разностная кривая (после вычитания фона). (г) Микроконтактная функция ЭФВ g_{pc}^S , восстановленная интегрированием кривой $S-N-B_S$, показанной на рис. в, в сравнении с функцией ЭФВ g_{pc}^N нормального состояния.

соотношения между ними. Например, как следует из табл. 2, упругий вклад в спектр для Nb совпадает с таковым в In, а для MgB_2 даже превышает его. Однако, поскольку неупругий вклад пропорционален величине избыточного тока, определяемого энергетической щелью, которая в In значительно меньше, результирующий вклад для Nb и MgB_2 оказывается неупругим. Тем не менее мы можем уменьшить величину избыточного тока, создавая микроконтакты с произвольной прозрачностью туннельного барьера между электродами. Уменьшение прозрачности барьера в конце концов приведёт к преобладанию упругого вклада.

7. Обсуждение результатов

Теории как упругой, так и неупругой андреевской спектроскопии ЭФВ относятся к баллистическому режиму пролёта электронов через сужение. Теория для диффузионного предела представлена в [39], но она относится к длинному каналу с грязными берегами и перемычкой и не подходит для описания наиболее часто встречающихся в экспериментах случаев. Для рассмотренных в разделе 5 неоднородных контактов отсутствует какая-либо теоретическая модель. Тем не менее подход, применяемый для баллистических микроконтактов, с некоторыми оговорками оказался применимым и для

этих объектов. Если для пространственно неоднородных микроконтактов выполняется бездиссипативный диффузионный режим прохождения электронов через дефектную область в сужении, т.е. остаётся в силе дубликация электронов, то вторая производная ВАХ таких контактов в значительной мере подобна разности вторых производных ВАХ сверхпроводящего и нормального состояний баллистических контактов. Как следует из экспериментов с ниобиевыми микроконтактами, даже диссипативный режим прохождения электронов через дефектную область в ряде случаев может быть использован для восстановления функции ЭФВ при учёте возникающего при этом последовательно включенного сопротивления.

Конечно, для материалов с неизвестным спектром ЭФВ всегда может возникнуть вопрос: имеет ли место диссипация? По-видимому, в этом случае может помочь статистика. Например, функция ЭФВ была неизвестна для NbSe_2 . Микроконтакты, используемые для её восстановления, радикально различались как по структуре (гомо- и гетероконтакты), так и по сопротивлению (55 и 1100 Ом соответственно). Кроме того, в работе [17] приведены данные ещё для одного гетероконтакта сопротивлением 750 Ом. Положение фоновых особенностей на всех этих функциях ЭФВ практически совпадают, что исключает наличие последовательно включённого сопротивления.

Также имеет место неоднозначность при проведении кривых сверхпроводящего фона и при выборе положения и амплитуды ступеньки корректирующей кривой, обеспечивающей выполнение правила сумм для спектров с подавленным избыточным током. При больших смещениях ход сверхпроводящего фона, как правило, соответствует общему ходу спектра, а в области малых напряжений основным требованием является недопущение появления каких-либо артефактных особенностей на разностных кривых при переходе к энергии в области щелевой или неравновесной (для танталовых микроконтактов) особенностей. Тем же требованиям должен удовлетворять недостающий участок кривой, идущий от нуля. То есть эта часть кривой должна плавно сопрягаться с её более высокоэнергетической частью. Кроме того, варьируя в небольших пределах форму этой части фоновой кривой, можно улучшить выполнение правила сумм.

Хотя причиной уменьшения амплитуды разностной кривой (или просто второй производной ВАХ для неоднородных контактов) является уменьшение избыточного тока с возрастанием напряжения, не существует линейной зависимости между этими процессами. В некотором диапазоне изменения избыточного тока величина сверхпроводящей добавки в спектр вначале мало зависит от величины избыточного тока, а потом достаточно резко уменьшается. Возможные причины такого поведения обсуждаются в конце раздела 4.2. С практической точки зрения это означает, что нет необходимости отслеживать зависимость избыточного тока от напряжения. Достаточно проследить только за величиной амплитуды кривой, требующей коррекции. Для известных материалов, например тантала и ниобия, если эту кривую проинтегрировать перед коррекцией (см. рис. 6), то по её виду достаточно просто методом подбора определить положение, а затем и амплитуду ступеньки корректирующей кривой. Для неизвестных материалов со сложным спектром выбор положения и амплитуды ступеньки корректирующей

кривой не столь очевиден. Здесь можно сослаться только на опыт работы с NbSe_2 . На рисунке 12в – д приведена вторая производная ВАХ, требующая коррекции по амплитуде. В данном случае положение и амплитуда ступеньки подбирались таким образом, чтобы скорректированная кривая имела во всём диапазоне энергий приблизительно одинаковую амплитуду без резких выбросов.

Несомненно, такая двойная коррекция, как вычитание фона и компенсация уменьшения амплитуды кривой в высокоэнергетической области, увеличивает неоднозначность получаемых результатов. Другое дело, являются ли эти вариации критически значимыми. Если сравнить все восстановленные из сверхпроводящей добавки функции ЭФВ для гомо- и гетероконтактов тантала между собой (см. обзор [22]), то их вариации не превышают вариаций функций ЭФВ, восстановленных из нормального состояния. Что касается NbSe_2 , то в данном случае имеется заметно большая неопределённость, приводящая к вариациям в форме восстанавливаемой функции ЭФВ. Но, по крайней мере, положение фоновых особенностей на ней практически не зависит от положения ступеньки и амплитуды корректирующей кривой.

Дополнительным осложняющим фактором может быть появление на производных ВАХ особенностей неспектрального характера, связанных с разрушением сверхпроводимости в приконтактной области. Такие особенности могут иметь различную природу, например тепловую или связанную с неравновесными процессами. Эти особенности не являются воспроизводимыми, их положение зависит от температуры и сопротивления микроконтакта. Поэтому для исключения из рассмотрения таких особенностей необходима определённая статистика спектров.

Как следует из экспериментов, создавать неоднородные контакты, пригодные для спектроскопии, значительно проще при использовании сверхпроводников с ковалентным типом связи между атомами. Их кристаллическая решётка заметно жёстче, чем у сверхпроводников с металлическим типом связи. При механическом способе создания микроконтактов искажения решётки простираются на меньшее расстояние от сужения, что обеспечивает минимальный объём дефектного материала.

Рассмотренные выше примеры не охватывают всего многообразия микроконтактов с точки зрения соотношения между их размерами и длинами когерентности. Тем не менее границы применимости андреевской спектроскопии уже вполне очевидны. Во-первых, это баллистические микроконтакты сверхпроводников с высокими критическими параметрами. Перевести такие микроконтакты в нормальное состояние при низкой температуре весьма затруднительно, а в сверхпроводящем состоянии ввиду малой длины когерентности в таких материалах вклады в нелинейность ВАХ от процессов обратного рассеяния и от процессов рассеяния неравновесных фононов на андреевских электронах сопоставимы по величине. Разделить эти вклады практически невозможно. Также за границами применимости метода находятся материалы с очень малой длиной когерентности и относительно низкой критической плотностью тока, например тот же 2H-NbSe_2 , но только если ось контакта ориентирована перпендикулярно слоям. Для таких контактов на вольт-амперных характеристиках (см. рис. 1 из [40]) наблюдается ступенчатая структура с дискретными

значениями дифференциального сопротивления. Эти ступени связаны с продвижением в глубь сверхпроводника поверхностей проскальзывания фазы (см. рис. 2 из [40]). Очевидно, поскольку такие скачки простираются до значительных смещений, наблюдать за ЭФВ в этом диапазоне становится невозможным. Для материалов с ещё меньшими длинами когерентности ситуация будет только обостряться. Впрочем, для таких материалов, по-видимому, применима методика, использованная для ниобиевых микроконтактов. Если на поверхности таких материалов напылить плёнку нормального металла, то при создании микроконтакта сужение будет отодвинуто от сверхпроводника на достаточно большое расстояние, чтобы в результате растекания тока его плотность не превысила критическую. Кроме того, при удалении сужения от сверхпроводника вклад в нелинейность ВАХ от процессов обратного рассеяния быстро убывает. Вместе с тем вкладом в нелинейность ВАХ микроконтакта от напылённой плёнки можно пренебречь.

Влияние магнитного поля на андреевские спектры ЭФВ изучено недостаточно. Для баллистических микроконтактов, которые в полной мере соответствуют требованиям теории, такие эксперименты нам не известны. Что касается баллистических микроконтактов на основе тантала, спектры которых сильно отклоняются от предсказаний теории, то для них наблюдается очень сильное влияние достаточно слабых (несколько десятков эрстед) (см. рис. 2 из [14]) магнитных полей на вид второй производной ВАХ. Для сверхпроводников 2-го типа влияние магнитного поля на спектры ЭФВ исследовано для микроконтакта $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [37]. Обнаружено сильное влияние на интенсивность и положение фоновых особенностей в спектрах. Однако, к сожалению, поскольку при измерениях использовался слишком большой шаг по магнитному полю, делать какие-либо количественные выводы из этих данных затруднительно. Тем не менее можно сделать предварительный вывод, что исследование андреевских спектров ЭФВ предпочтительно проводить в отсутствие магнитного поля.

8. Заключение

1. Для восстановления функции ЭФВ с помощью сверхпроводящих микроконтактов ввиду наличия сверхпроводящего фона необходимо использовать вторую производную ВАХ.

2. Для баллистических микроконтактов, созданных на основе сверхпроводников с большой длиной когерентности (Al, Sn), наблюдается полное соответствие с выводами теоретических работ. При вычитании сверхпроводящего фона необходимо руководствоваться правилом сумм.

3. Для баллистических микроконтактов, созданных на основе сверхпроводников с меньшей длиной когерентности (Ta), наблюдается заметное отклонение от предсказаний теории при переходе в сверхпроводящее состояние. Такое отклонение связано с тем, что нелинейность ВАХ микроконтактов в сверхпроводящем состоянии формируется не только в объёме размером порядка диаметра контакта, как в предыдущем случае, но и в приконтактной области размером порядка приведённой длины когерентности.

4. Для неоднородных микроконтактов наблюдается кардинальное различие вторых производных ВАХ в нор-

мальном и сверхпроводящем состояниях — в нормальном состоянии на производных отсутствуют либо резко ослаблены особенности, связанные с фононами. В сверхпроводящем состоянии на вторых производных ВАХ появляются особенности, позволяющие восстановить функции ЭФВ.

5. Изменение величины избыточного тока в достаточно широких пределах незначительно влияет на величину сверхпроводящей добавки в спектр, однако при его уменьшении ниже определённой величины происходит резкое подавление амплитуды добавки. При этом функциональная зависимость уменьшения избыточного тока от смещения на контакте не совпадает с зависимостью уменьшения интенсивности добавки. Последняя всегда уменьшается ступенчатым образом. Правило сумм для контактов с подавленным избыточным током перестаёт выполняться, что требует коррекции их спектров для восстановления функции ЭФВ.

6. Для микроконтактов с непосредственной проводимостью сверхпроводящая упругая добавка к спектру направлена противоположно неупругой, поэтому в результате суперпозиции проявляется та, вклад которой преобладает. Для микроконтактов типа S—с—N положение фоновых пиков на функции ЭФВ, восстановленной из упругой добавки, совпадает с положением пиков в нормальном состоянии, а для контактов S—с—S сдвинуто в область больших энергий на величину Δ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Национальной академии наук Украины по проекту ФЦ 4-19.

Список литературы

1. Янсон И К *ЖЭТФ* **66** 1035 (1974); Yanson I K *Sov. Phys. JETP* **39** 506 (1974)
2. Кулик И О, Омелянчук А Н, Шехтер Р И *ФНТ* **3** 1543 (1977); Kulik I O, Omel'yanchuk A N, Shekhter R I *Sov. J. Low Temp. Phys.* **3** 740 (1977)
3. Янсон И К, Хоткевич А В *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах* (Киев: Наукова думка, 1986); Пер. на англ. яз.: Khotkevich A V, Yanson I K *Atlas of Point Contact Spectra of Electron-Phonon Interactions in Metals* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995)
4. Naidyuk Yu G, Yanson I K *Point-Contact Spectroscopy* (New York: Springer, 2005)
5. Хлус В А, Омелянчук А Н *ФНТ* **9** 373 (1983); Khlus V A, Omel'yanchuk A N *Sov. J. Low Temp. Phys.* **9** 189 (1983)
6. Хлус В А *ФНТ* **9** 985 (1983); Khlus V A *Sov. J. Low Temp. Phys.* **9** 510 (1983)
7. Омелянчук А Н, Белобородько С И, Кулик И О *ФНТ* **14** 1142 (1988); Omel'yanchuk A N, Beloborod'ko S I, Kulik I O *Sov. J. Low Temp. Phys.* **14** 630 (1988)
8. Янсон И К, Камарчук Г В, Хоткевич А В *ФНТ* **10** 423 (1984); Yanson I K, Kamarchuk G V, Khotkevich A V *Sov. J. Low Temp. Phys.* **10** 220 (1984)
9. Камарчук Г В, Хоткевич А В *ФНТ* **13** 1275 (1987); Kamarchuk G V, Khotkevich A V *Sov. J. Low Temp. Phys.* **13** 717 (1987)
10. Хоткевич А В и др. *ФНТ* **16** 1199 (1990); Khotkevich A V et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **16** 693 (1990)
11. Камарчук Г В, Хоткевич А В, Янсон И К *ФТТ* **28** 455 (1986); Kamarchuk G V, Khotkevich A V, Yanson I K *Sov. Phys. Solid State* **28** 254 (1986)
12. Камарчук Г В, Хоткевич А В, Янсон И К *ФНТ* **12** 95 (1986); Kamarchuk G V, Khotkevich A V, Yanson I K *Sov. J. Low Temp. Phys.* **12** 55 (1986)
13. Янсон И К и др. *ФНТ* **13** 1123 (1987); Yanson I K et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **13** 635 (1987); arXiv:1512.03917

14. Янсон И К и др. *ФНТ* **12** 552 (1986); Yanson I K et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **12** 313 (1986); arXiv:1512.00684
15. Янсон И К и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 425 (1987); Yanson I K et al. *JETP Lett.* **45** 543 (1987); arXiv:1602.04356
16. Бобров Н Л и др. *ФНТ* **11** 925 (1985); Bobrov N L et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **11** 510 (1985); arXiv:1603.02598
17. Бобров Н Л и др. *ФНТ* **38** 480 (2012); Bobrov N L et al. *Low Temp. Phys.* **38** 373 (2012)
18. Бобров Н Л и др. *ФНТ* **40** 280 (2014); Bobrov N L et al. *Low Temp. Phys.* **40** 215 (2014)
19. Khotkevich A V, Khotkevych V V, Krasnyi O S *Вісн. Харківського нац. унів. ім. В.Н. Каразіна. Сер. Фізика* (21) 27 (2014)
20. McMillan W L, Rowell J M *Phys. Rev. Lett.* **14** 108 (1965)
21. Янсон И К др. "Явление перераспределения энергии носителей заряда в металлических микроконтактах при низких температурах", Диплом 328 (М.: ВНИИПИ, 1986); *Открытия. Изобрет.* (40) 3 (1987)
22. Бобров Н Л *ФНТ* **45** 562 (2019); Bobrov N L *Low Temp. Phys.* **45** 482 (2019)
23. Кулик И О, Шехтер Р И, Шкорбатов А Г *ЖЭТФ* **81** 2126 (1981); Kulik I O, Shekhter R I, Shkorbatov A G *Sov. Phys. JETP* **54** 1130 (1981)
24. Янсон И К и др. *ФНТ* **9** 1155 (1983); Yanson I K et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **9** 596 (1983); arXiv:1604.07067
25. Yanson I K et al. *Solid State Commun.* **50** 515 (1984)
26. Хоткевич В В и др. *Вісн. Харківського нац. унів. ім. В.Н. Каразіна. Сер. Фізика* (4) 96 (2000)
27. Бобров Н Л и др. *ФНТ* **42** 1035 (2016); Bobrov N L et al. *Low Temp. Phys.* **42** 811 (2016)
28. Wolf E L et al. *J. Low Temp. Phys.* **40** 19 (1980)
29. Пономарев Я Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 597 (2004); Ponomarev Ya G et al. *JETP Lett.* **79** 484 (2004)
30. Ekino T et al. *Phys. Rev. B* **67** 094504 (2003)
31. Takasaki T et al. *Physica C* **378–381** 229 (2002)
32. Yanson I K et al. *Phys. Rev. B* **67** 024517 (2003)
33. Yanson I K et al. *Mod. Phys. Lett. B* **17** 657 (2003)
34. Bobrov N L et al., in *New Trends Superconductivity* (NATO Science Series. Ser. II, Vol. 67, Eds J F Annett, S Kruchinin) (Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 2001) p. 225; cond-mat/0110006
35. Kim H-J et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 087002 (2001)
36. Edwards J, Frindt R F *J. Phys. Chem. Solids* **32** 2217 (1971)
37. Бобров Н Л *ФНТ* **41** 768 (2015); Bobrov N L *Low Temp. Phys.* **41** 595 (2015)
38. Rowell J M, McMillan W L, Dynes R C, Preprint Bell Labs (Murray Hill, NJ: Bell Labs, 1973) p. 83
39. Демин А В, Хлус В А *ФТТ* **32** 3494 (1990); Demin A V, Khlus B A *Sov. Phys. Solid State* **32** 2026 (1990)
40. Янсон И К и др. *ФНТ* **14** 1157 (1988); Yanson I K et al. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **14** 639 (1988); arXiv:1512.06416

Spectroscopy of electron–phonon interaction of superconducting point contacts: experimental aspects

N.L. Bobrov

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine,
prosp. Nauki 47, 61103 Kharkiv, Ukraine
E-mail: bobrov@ilt.kharkov.ua*

The recovering procedure of the electron–phonon interaction (EPI) functions from the additional nonlinearities of the current-voltage curve (I – V curve) of point contacts associated with an excess current is considered. The approach proposed takes into account both inelastic scattering, which causes suppression of the excess current in the reabsorption of nonequilibrium phonons by electrons undergoing Andreev reflection (Andreev electrons), and elastic processes associated with the electron–phonon renormalization of the energy spectrum in a superconductor. The results obtained are systematically expounded for both the ballistic contacts, wherein the second derivatives of the I – V curve in the normal state are proportional to the EPI functions, and inhomogeneous contacts (with dirty constrictions and clean banks), whose second derivatives in the normal state are either free of phonon singularities or weakly pronounced.

Keywords: Yanson point-contact spectroscopy, electron–phonon coupling, superconductivity, energy gap, excess current

PACS numbers: 73.40.Jn, 74.25.Kc, **74.45.+c**, **74.50.+r**

Bibliography — 40 references

Received 7 August 2019, revised 22 October 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (11) 1143–1163 (2020)

Physics–Uspekhi **63** (11) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.11.038693>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.11.038693>