

Восстановление функции электрон-фононного взаимодействия в Ta, 2H-NbSe₂ и MgB₂ из спектров S–с–N-микроконтактов

Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, О.Е. Квитницкая, В.Н. Чернобай, И.К. Янсон

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

E-mail: bobrov@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2011 г.

На примере Ta, 2H-NbSe₂ и MgB₂ показана возможность качественного восстановления функции электрон-фононного взаимодействия из микроконтактных спектров в сверхпроводящем состоянии. Показаны границы применимости метода, а также свойственные ему ограничения. Проведено сравнение полученных результатов с известными из литературы данными.

На прикладі Ta, 2H-NbSe₂ і MgB₂ показано можливість відновлення функції електрон-фононної взаємодії з мікроконтактних спектрів в надпровідному стані. Показано межі застосування методу, а також властиві для нього обмеження. Проведено порівняння отриманих результатів з відомими з літератури даними.

PACS: **71.38.-k** Поляроны и электрон-фононные взаимодействия;
73.40.Jn Контакты металл–металл;
74.25.Kc Фононы;
74.45.+c Эффекты близости, андреевские эффекты; SN и SNS контакты;
74.50.+g Туннельные эффекты; эффекты Джозефсона.

Ключевые слова: микроконтактная спектроскопия, электрон-фононное взаимодействие, сверхпроводимость, энергетическая щель.

1. Введение

Традиционная микроконтактная (МК) спектроскопия электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) [1] предполагает, что оба электрода, образующие N–с–N-контакт, находятся в нормальном состоянии при низких температурах. Однако перевести в нормальное состояние многие актуальные сверхпроводники весьма затруднительно. Спектры S–с–N и S–с–S-микроконтактов в ряде случаев содержат дополнительную структуру в области фононных энергий, при этом форма таких спектров достаточно сложна и порой весьма далека от традиционной. Перевод в нормальное состояние электродов, образующих микроконтакт, зачастую приводит к исчезновению такой структуры. Это можно объяснить тем, что спектр в нормальном состоянии и дополнительная нелинейность, возникающая при переходе в сверхпроводящее состояние, определяются процессами рассеяния в геометрически разных областях микроконтакта.

В нормальном состоянии вклад в спектр дают процессы рассеяния назад, при которых электрон возвращается в то же полупространство, из которого вылетел [1]. Основной вклад в спектр формируется процессами рассеяния электронов в объеме порядка диаметра микроконтакта. Действительно, для контакта в модели отверстия диаметром d вероятность возврата в случае рассеяния максимальна в центре контакта и составляет 0,5. Поскольку в изотропном случае направление полета электрона после рассеяния равновероятно, на большом удалении $R \gg d$ от плоскости контакта вероятность возврата не превышает отношения площади контакта к площади поверхности сферы с центром в точке рассеяния и радиусом R и составляет $\sim (d/4R)^2$. Таким образом, на расстоянии $R \sim 2d$ эта вероятность меньше, чем в центре контакта в ~ 32 раза, а $R \sim 4d$ — в ~ 128 раз. Максимальная концентрация неравновесных фононов достигается в области наибольшей плотности тока и быстро падает по мере его растекания. Поэтому в первом приближении на больших расстояниях от сужения микроконтакт можно считать точеч-

ным источником фононов, и их плотность убывает $\sim 1/R^2$. Однако большая часть фононов все же генерируется в берегах в объеме порядка длины энергетической релаксации неравновесных электронов, которая зависит от их энергии. Оценку неупругой длины свободного пробега электронов можно сделать по формуле $l_\varepsilon = v_F \tau_\varepsilon$,

$$\tau_\varepsilon^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_0^{eV} g(\omega) d\omega,$$

здесь $g(\omega)$ — термодинамическая функция Элиашберга. Отметим, что если металл имеет несколько групп электронов, то при оценке следует подставлять фермиевскую скорость для группы, которая определяет его транспортные характеристики. Кстати, это замечание справедливо и для приведенных в следующем разделе выражений для оценки величины потенциального барьера, возникающего на границе двух металлов вследствие рассогласования их фермиевских параметров. Очевидно, что рассеяние неравновесных электронов на фононах в берегах не оказывает влияния на МК спектр в нормальном состоянии.

Неупругая сверхпроводящая добавка в спектр определяется процессами рассеяния электронов, испытывающих андреевское отражения, на неравновесных фононах, причем любой процесс рассеяния является эффективным. Поскольку вероятность реабсорбции неравновесных фононов электронами, испытывающими андреевское отражение, зависит от концентрации фононов, из приведенной выше оценки очевидно, что вклад в сверхпроводящий неупругий спектр медленнее затухает с ростом расстояния от отверстия, чем вклад в нормальный спектр. Кроме того, полностью не учитывать фононы, рожденные в берегах, было бы слишком грубым приближением, поскольку андреевское отражение происходит в объеме порядка длины когерентности, которая в обсуждаемых случаях заметно больше, чем диаметр микроконтакта, и сопоставима с неупругой длиной релаксации при дебаевских энергиях. Оценки для концентрации неравновесных фононов в зависимости от приложенного напряжения для Nb-микроконтакта приведены в [2]. По-видимому, относительный интегральный вклад периферийных областей контакта в неупругую сверхпроводящую добавку в спектр для сверхпроводников с достаточно сильным ЭФВ может быть сопоставим с вкладом центральных областей. Поэтому если каким-либо способом «отключить» вклад в спектр центральных областей микроконтакта, остающаяся нелинейность практически полностью будет определяться сверхпроводящей добавкой в спектр периферийных областей.

Принимая во внимание, что примеси и дефекты, нарушающие кристаллическую структуру исследуемого материала, как правило, концентрируются вблизи поверхности, и учитывая, что в процессе создания микроконтактов вносятся дополнительные искажения решетки, можно ожидать заметно худшего качества материала вблизи центра контакта. Это приводит к размытию нормального спектра и уменьшению его интенсивности, а при очень сильных искажениях решетки и к полному его подавлению. В то же время берега контакта при этом могут оставаться достаточно чистыми, и сверхпроводящая добавка в спектр будет отражать свойства массивного материала. Попутно отметим, что наблюдаемый большой уровень фона для некоторых МК спектров в нормальном состоянии, который не удается описать в рамках существующей теории реабсорбции неравновесных фононов [3], возможно, также связан с наличием сильно искаженного слоя, меньшего по толщине, чем диаметр контакта.

Цель данной работы — восстановление МК функции ЭФВ из сверхпроводящей добавки в спектр на примере чистых микроконтактов Ta. Затем, используя полученные на Ta алгоритмы, восстановление функции ЭФВ для 2H-NbSe₂ и MgB₂, спектры которых в нормальном состоянии отсутствуют либо сильно размыты.

2. Основные теоретические представления

Авторы работы [4] распространили теорию МК спектроскопии на S-c-S-контакты. При этом считалось, что S-c-S-контакты удовлетворяют следующим условиям:

$$d \ll \zeta, \quad \frac{1}{\zeta} = \frac{1}{\xi(0)} + \frac{1}{l_i}, \quad (1)$$

$$d \ll v_F / \omega_D. \quad (2)$$

Эти условия означают, что характерные размеры контакта меньше импульсной длины свободного пробега l_i и длины когерентности $\xi(0)$, энергетическая длина свободного пробега $l_\varepsilon \gg d$ вплоть до энергий $\hbar\omega_D$ ($l_\varepsilon \sim v_F / \omega_D$ для $\varepsilon \sim \hbar\omega_D$). Вольт-амперная характеристика (ВАХ) в нулевом приближении по d/ζ , d/l_ε дается выражением

$$I(V) = \frac{V}{R} + I_{\text{exc}}^0, \quad (3)$$

где $R^{-1} = e^2 p_F^2 S / \pi^2$ — сопротивление в N-состоянии для квадратичного закона дисперсии; S — площадь отверстия. В случае вещественного значения Δ для избыточного тока получается результат, совпадающий с полученным в [5]:

$$I_{\text{exc}}^0 = \frac{8\Delta}{3eR} \text{th} \frac{eV}{2T}. \quad (4)$$

Учет влияния ЭФВ на вид ВАХ при больших eV дает нелинейные по V вклады в ток:

$$I(V) = \frac{V}{R} + \delta I_{\text{ph}}^N(V) + I_{\text{exc}}^0 + \delta I_{\text{ph}}^S(V),$$

при этом $\delta I_{\text{ph}}^N(V)$ совпадает с отрицательной добавкой в ток, полученной для нормального контакта [1]:

$$\delta I_{\text{ph}}^N(V) = -4eN(0)\Omega \int d\omega L(\omega, eV, T) G^N(\omega). \quad (5)$$

Здесь $\Omega \sim d^3$ — объем генерации фононов,

$$L(\omega, eV, T) = \frac{1}{2}(eV - \omega) \left[\text{cth} \frac{eV - \omega}{2T} + \text{cth} \frac{\omega}{2T} \right]. \quad (6)$$

Сверхпроводящая компонента неупругого тока:

$$\delta I_{\text{ph}}^S(V) = -4e\Omega N(0) \left[\int_0^\infty d\omega L_1(\omega, eV, T, \Delta) G^N(\omega) + \int_0^\infty d\omega L_2(\omega, eV, T, \Delta) G^S(\omega) \right]. \quad (7)$$

При $eV - \omega \gg \max(\Delta, T)$

$$L_1(\omega) = \frac{8\Delta}{3}, \quad L_2(\omega) = \frac{2\Delta}{3}. \quad (8)$$

Входящая в (5), (7) $G^N(\omega)$ — МК функция ЭФВ, такая же, как в микроконтактах в нормальном состоянии, $G^S(\omega)$ — сверхпроводящая МК функция ЭФВ, отличающаяся от $G^N(\omega)$ форм-фактором. При этом, в отличие от нормального форм-фактора, обуславливающего вклад в ток за счет электрон-фононных столкновений с изменением z -компоненты скорости электронов, в случае сверхпроводящего форм-фактора, входящего в $G^S(\omega)$, вклад в ток дают электрон-фононные столкновения, связанные с процессами типа андреевского отражения в области контакта, т.е. превращением квазиэлектронных возбуждений в квазидырочные. Относительная величина фононного вклада в избыточный ток при $eV \sim \omega_D$ порядка $d\omega_D/v_F$, т.е. при выполнении условия (2) мала.

Для первой производной избыточного тока получено соотношение

$$\frac{dI_{\text{exc}}}{dV} = -\frac{64}{3R} \left(\frac{\Delta L}{\hbar v} \right) \left[g^N(\omega) + \frac{1}{4} G^S(\omega) \right]_{\omega = eV/\hbar}. \quad (9)$$

Поскольку, как показано в [4], при $eV \ll \omega_D$ $G^N(\omega) \sim (\omega/\omega_D)^4$, $G^S \sim \omega$, то в области малых смещений на контакте основной вклад дают процессы без изменения z -компоненты скорости, типа андреевского отражения.

В работе [6] рассмотрены S-c-N-микроконтакты. Для второй производной ВАХ при низких температурах получено выражение

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dV} = \frac{16ed}{3\hbar} \sum_{a=1,2} \frac{1}{v_F^{(a)}} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\Delta} S\left(\frac{\omega - eV}{\Delta}\right) G_a(\omega), \quad (10)$$

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

$$S(x) = \theta(x-1) \frac{2(x - \sqrt{x-1})}{\sqrt{x-1}}. \quad (11)$$

Таким образом, при $T \rightarrow 0$ разрешение определяется величиной Δ . Для первой производной избыточного тока получено выражение, аналогичное S-c-S-контакту:

$$\frac{1}{R(V)} - \left(\frac{1}{R(V)} \right)_{\Delta=0} = -\frac{32}{3R} \frac{d\Delta}{\hbar} \left[\frac{1}{v_F^{(1)}} G_1(\omega) + \frac{1}{v_F^{(2)}} G_2(\omega) \right]. \quad (12)$$

Как отмечалось выше, выражение для избыточного тока чистого S-c-S-контакта, аналогичное (4), получено в [4]. В этой работе, а также в [7], найден вид ВАХ S-c-S и S-c-N-контактов в чистом и грязном пределах. В грязном пределе избыточный ток оказывается меньше и при произвольной температуре для S-c-S-контакта описывается выражением [7]

$$I_{\text{exc}} = \frac{\Delta}{eR_0} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \text{th} \frac{eV}{2kT} \Big|_{l_i \ll d}, \quad (13)$$

где l_i — импульсная длина свободного пробега, d — диаметр контакта.

В промежуточном случае, при произвольном соотношении между l_i и d , в [8] для S-c-S-контакта получено оценочное соотношение с точностью до членов первого порядка по d/l_i :

$$\frac{eI_{\text{exc}}^{(0)} R}{\Delta} = \frac{8}{3} \left(1 - \frac{d}{5l_i} \right). \quad (14)$$

Здесь $R^{-1} = R_0^{-1}(1 - d/l_i)$ — сопротивление контакта в нормальном состоянии с учетом примесного рассеяния, $R_0^{-1} = e^2 S S_F(\alpha) (2\pi\hbar)^{-3}$ — сопротивление предельно чистого контакта. Абсолютная величина избыточного тока для S-c-N-контактов оказывается вдвое меньше.

В работах [4–6] при вычислении избыточного тока предполагалось, что фермиевские скорости и импульсы в обоих берегах микроконтакта совпадают. Учет влияния барьера в плоскости сужения, возникающего при различающихся v_F и p_F , сделан в работе [8]. Для избыточного тока чистого S-c-N-гетероконтакта при произвольной температуре получено выражение

$$I_{\text{exc}}^{(0)} = \frac{\Delta}{R_N} J \operatorname{th} \left(\frac{V}{2T} \right), \quad (15)$$

$$J = \frac{1}{2\langle \alpha D \rangle} \left\langle \alpha \frac{D^2}{R} \left[1 - \frac{D^2}{\sqrt{R}} \frac{\operatorname{arctg} \sqrt{R}}{1+R} \right] \right\rangle. \quad (16)$$

Здесь $R = 1 - D$ — коэффициент отражения, $D = D(\alpha)$ — коэффициент прохождения (вычисление $D(\alpha)$ и других коэффициентов для гетероконтактов подробно рассмотрено в работе [9]). При $D \rightarrow 1$ $J = 4/3$. С уменьшением коэффициента прохождения форма ВАХ и зависимость дифференциальной проводимости $\delta = dI/dV$ от V приближаются к зависимостям, характерным для туннельных контактов. Отражение от границы между металлами приводит к тому, что $\delta(V)$ при низких температурах становится немонотонной. При $T = 0$

$$\langle \alpha D(\alpha) \rangle = \sigma_N / \sigma(\Delta). \quad (17)$$

Таким образом можно оценивать прозрачность из экспериментальных данных.

Для S–S–контакта при произвольной прозрачности границы в области больших напряжений

$$I_{\text{exc}}^{(0)} = (\Delta_1 + \Delta_2) J / R_N, \quad (18)$$

где J определяется формулой (16).

Как уже отмечалось, вторая производная ВАХ для S–S–N-микроконтакта дается сверткой (10). Учитывая связь между производной ВАХ и МК функцией ЭФВ, можно записать

$$g_{pc}^S = \int_0^\infty \frac{d\omega}{\Delta} S \left(\frac{\omega - eV}{\Delta} \right) g_{pc}^N(\omega). \quad (19)$$

В качестве модельной $g_{pc}^N(\omega)$ будем использовать функцию ЭФВ тантала, восстановленную из спектра гетероконтакта в нормальном состоянии. Отметим, что при написании формулы (19) мы пренебрегли тем обстоятельством, что $G_a(\omega)$, относящаяся к сверхпроводящему берегу, является суперпозицией $g^N(\omega)$ и $G^S(\omega)$ (см. формулу (9)). Как отмечалось выше, $G^S(\omega)$ отличается от $g^N(\omega)$ форм-фактором, причем наибольших различий следует ожидать в области малых смещений. В дальнейшем, поскольку мы получили для этого же контакта спектр ЭФВ в сверхпроводящем состоянии, будет проведено сравнение теории и эксперимента и рассмотрено, насколько допустимо такое приближение.

Результаты расчета по формуле (19) приведены на рис. 1. По сравнению с исходной кривой 1, на сверхпроводящей кривой 2 наблюдается сдвигка максимумов ЭФВ в сторону меньших энергий на величину щели Δ . (Отметим, что в S–S–контакте при переходе в сверхпроводящее состояние положение максимумов ЭФВ не изменяется.) Кроме того, ее амплитуда несколько мень-

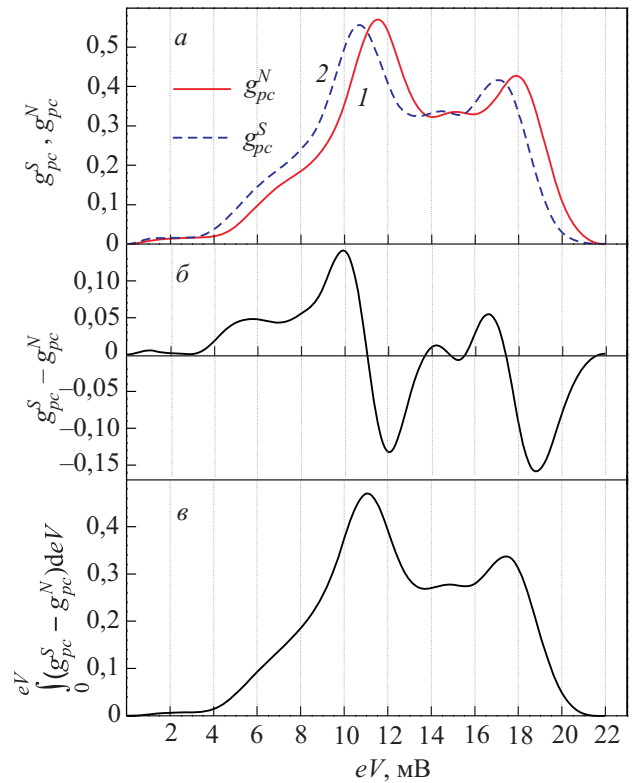


Рис. 1. *a* — Микроконтактная функция ЭФВ Ta g_{pc}^N , восстановленная из спектра на рис. 2; теоретически прогнозируемая трансформация микроконтактной функции ЭФВ g_{pc}^S при переходе в сверхпроводящее состояние (формула (9), см. подробнее в тексте); *b* — разностная кривая; *c* — интеграл от разностной кривой, МК функция ЭФВ на первой производной избыточного тока.

ше амплитуды исходной кривой вследствие дополнительного уширения на фактор размытия S (формула (11)). Как уже отмечалось, в сверхпроводящем состоянии спектр ЭФВ должен проявляться на первой производной избыточного тока. Действительно, если из сверхпроводящей кривой 2 вычесть исходную нормальную кривую 1, то получаем кривую $g_{pc}^S - g_{pc}^N$ (см. рис. 1, *b*). Как следует из формулы (12), функцию ЭФВ можно восстановить из первой производной избыточного тока:

$$g_{pc}^S(eV) = \int_0^{eV} [g_{pc}^S(\omega) - g_{pc}^N(\omega)] d\omega. \quad (20)$$

Эта функция дается кривой, приведенной на рис. 1, *c*. Отметим, что из формулы (9) следует, что микроконтактная функция ЭФВ на первой производной избыточного тока является суперпозицией $g^N(\omega)$ и $G^S(\omega)$. Таким образом, положение фоновых максимумов на $g_{pc}^S(eV)$ будет промежуточным между g_{pc}^S и g_{pc}^N , что и наблюдается на рис. 1.

Помимо неупругой составляющей сверхпроводящей добавки в спектр, рассмотренной выше, и имеющей место только в контактах с заметным избыточным то-

ком, для микроконтактов, содержащих сверхпроводники с сильным ЭФВ, возможна также упругая добавка в спектр [10,11]. Эта добавка обусловлена энергетической зависимостью сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\epsilon)$ и имеет место как для микроконтактов с непосредственной проводимостью (формула (10) в [10]), так и для туннельных микроконтактов (формула (11) в [10]). В [11] отмечается, что для баллистических контактов нелинейности ВАХ, имеющие упругое происхождение, могут быть сравнимы с неупругими микроконтактными вкладами. Очевидно, что для микроконтактов с большим значением параметра туннельности Z именно упругий вклад будет преобладающим. Как для туннельных, так и для микроконтактов с непосредственной проводимостью упругая добавка в спектр не содержит в явном виде функцию ЭФВ $g(\omega)$. Однако ее можно восстановить обращением уравнений Элиашберга (подобно упругой туннельной спектроскопии Роуэлла–МакМиллана [12]). Для микроконтактов с непосредственной проводимостью или малым значением Z соотношение между упругим и неупругим вкладами, по-видимому, будет определяться силой ЭФВ. Также следует учитывать, что для различных сверхпроводников с ростом ЭФВ уменьшается энергетическая длина пробега электронов, что приводит к увеличению концентрации неравновесных фононов в прилегающих к контакту периферийных областях (см., например, [2]). Поэтому для них можно ожидать возрастание относительной доли нелинейности, связанной с неупругим сверхпроводящим рассеянием, по сравнению со сверхпроводниками со слабой связью.

Первые эксперименты по измерению микроконтактных спектров Sn и In, удовлетворяющих условиям (1), (2), в сверхпроводящем состоянии и сравнению их со спектрами в нормальном состоянии проделаны в [13–16]. Авторы обнаружили прекрасное совпадение выводов теории Хлуса [6] и результатов эксперимента.

В то же время эксперименты на Pb [17] обнаружили значительный вклад упругих процессов. Кстати, на рис. 2 в [17] можно увидеть форму упругой добавки в спектр, рассчитанную с помощью вышеупомянутой формулы для второй производной ВАХ S–с–N-микроконтакта Pb в сравнении с экспериментальными данными.

В следующем разделе восстановим функцию ЭФВ из первой производной избыточного тока, предполагая, что упругой добавкой можно пренебречь. В качестве объектов исследования использованы микроконтактные спектры Ta, 2H-NbSe₂ и MgB₂.

Диаметр контакта d оцениваем по интерполяционной формуле Векслера:

$$d \approx \frac{\rho}{2R} + \sqrt{\left(\frac{\rho}{2R}\right)^2 + \frac{16\rho l}{3\pi R}}. \quad (21)$$

Для удобства приведем основные параметры объектов исследования:

— Ta [18–20]: $T_c = 4,47$ К; $\rho l \approx 5,9 \cdot 10^{-12}$ Ом·см², $\xi_0 = 92$ нм, $\Delta_0 = 0,71$ мэВ;

— NbSe₂ [21,22]: $T_c = 7,2$ К; $\rho_{lab} \approx 2,2 \cdot 10^{-11}$ Ом·см², $\xi_{ab}(0) = 7,8$ нм, $\xi_c(0) = 2,6$ нм. Полученная нами оценка величин сверхпроводящих щелей в двухзонном приближении (см., например, формулы (2), (3) из [23]) для приведенных ниже контактов сопротивлением 1100 и 750 Ом соответственно: $\Delta_1 = 1,1$ мэВ, $\Delta_2 = 2,46$ мэВ, $k = 0,62$, $\Delta_{aver} = 1,61$ мэВ; $\Delta_1 = 1,07$ мэВ, $\Delta_2 = 2,48$ мэВ, $k = 0,7$, $\Delta_{aver} = 1,49$ мэВ, $Z = 0$, $\Gamma_{1,2} = 0$.

— MgB₂ [24]: $T_c = 39$ К, $\rho_{lab} \approx 2,4 \cdot 10^{-12}$ Ом·см², $\xi_{ab}(0) = 12$ нм, $\xi_c(0) = 3,6$ нм, $\Delta_{01} = 1,8$ – $2,4$ мэВ, $\Delta_{02} = 6,8$ – $7,4$ мэВ.

2.1. Микроконтакты Ta–Cu

На рис. 2 приведены МК спектры контактов Ta–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Удельное сопротивление тантала $\rho_{273K} = 12,6 \cdot 10^{-6}$ Ом·см [25], отношение сопротивлений $\rho_{273K}/\rho_{res} \sim 18$, что дает уп-

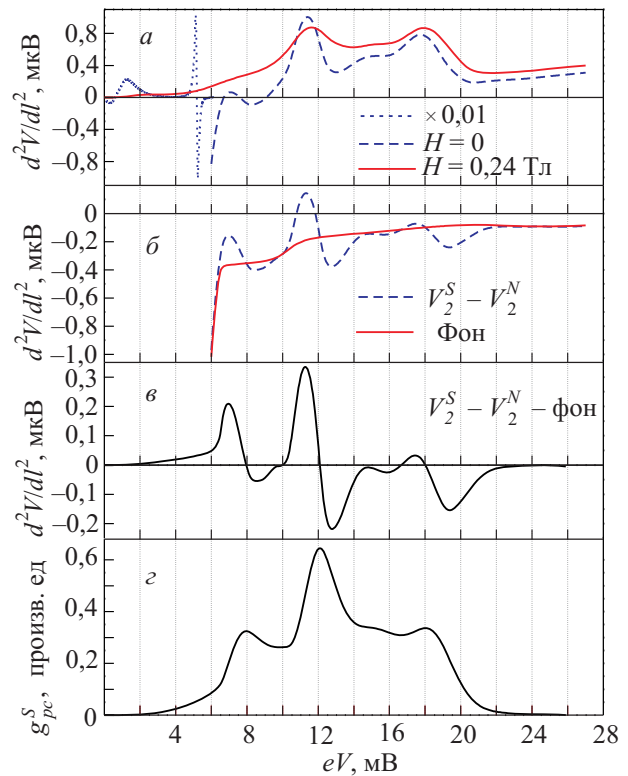


Рис. 2. а — Спектры ЭФВ микроконтакта Ta–Cu в нормальном и сверхпроводящем состояниях: $T = 1,6$ К, $R_0 = 70$ Ом, начальный пунктирный участок сверхпроводящей кривой, содержащий щелевую и неравновесную особенности, уменьшен по масштабу в 100 раз; б — разность между сверхпроводящим и нормальным спектрами, а также предполагаемый вид фоновой кривой; в — разностная кривая (после вычета фона); г — микроконтактная функция ЭФВ, восстановленная путем интегрирования предыдущей кривой.

ругую длину пробега в электроде при гелиевой температуре $\sim 840 \text{ \AA}$. При этом диаметр микроконтакта сопротивлением $\sim 70 \text{ Ом}$ будет составлять, согласно (21), 38 \AA . Отметим, что при оценке диаметра не учитывалась гетероконтактность, однако, принимая во внимание близкие танталу транспортные электронные параметры меди ($\rho l \approx 5,3 \cdot 10^{-12} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ [26]), этой поправкой можно пренебречь. Обращает на себя внимание заметно меньший уровень фона в сверхпроводящем спектре. Подобное уменьшение фона впервые отмечено в [13]. В работе [27] высказано предположение, что этот эффект может быть связан с уменьшением тока квазичастиц при объединении части электронов, ответственных за избыточный ток, в куперовские пары в процессе андреевского отражения, поскольку ЭФВ в контакте связано с квази-частичной компонентой полного тока. Сразу отметим, что приведенный спектр удовлетворяет условиям (1), (2) и аналогичен наиболее интенсивным спектрам, описанным в [9]. Несмотря на это, при переходе в сверхпроводящее состояние наблюдаются заметные отличия от предсказаний теории. Возникновение неравновесных особенностей в спектрах, подробное рассмотрение которых проведено в [28,29], здесь обсуждать не будем, а ограничимся ЭФВ. Прежде всего отметим, что наибольшие отличия наблюдаются в области малых энергий. Мягкая мода в районе 7–8 мВ начинает проявляться в виде пика, вместо уширения пик в районе 11–12 мВ резко обостряется, а отличия в окрестности 18 мВ уже не столь явно выражены. Обострение пиков может быть обусловлено повышенной концентрацией неравновесных фононов с малыми групповыми скоростями, которые медленно покидают область контакта. Их скорости соответствуют частотам, при которых плотность состояний максимальна. Вероятность реабсорбции фононов электронами, испытывающими андреевское отражение, увеличивается с ростом концентрации фононов. Именно селекция фононов по признаку $d\omega/dq = 0$ определяет эффект стабилизации положений пиков и их обострение при переходе в сверхпроводящее состояние [30]. В N-состоянии в неупругих однофононных процессах рассеяния назад участвуют фононы в более широкой области фазового пространства, и положение максимумов в спектре может изменяться в зависимости от ориентации оси контакта по отношению к кристаллографическим осям. Кроме того, наибольшее различие кривых на рис. 1 и 2 именно в области малых смещений может быть обусловлено тем, что не учтено влияние сверхпроводящего форм-фактора, входящего в $G^S(\omega)$, при вычислении свертки на рис. 1 (кривая 2), см. формулу (7). Как отмечалось во введении, именно в области малых смещений на контакте влияние сверхпроводящего форм-фактора проявляется в наибольшей степени, а основной вклад в ток дают процессы рассеяния без изменения z -компоненты скорости, типа андреевского отражения.

Отсутствие обострения фононных пиков в МК спектрах In и Sn при переходе в сверхпроводящее состояние [13–16] является косвенным свидетельством малого вклада приконтактной области в неупругий сверхпроводящий спектр. Для этих сверхпроводников длина энергетической релаксации при энергиях фононных пиков больше, чем в Ta, и, несмотря на малую групповую скорость таких фононов, их концентрация в берегах вблизи сужения оказывается незначительной, чтобы заметно повлиять на вид спектра. В то же время в области интенсивной генерации фононов селекция по признаку низкой групповой скорости фононов не столь эффективна вследствие малого размера области концентрации тока.

Наличие в S-спектре щелевой и неравновесной особенностей, а также изменение формы спектра и уменьшенный фон делают невозможным восстановление функции ЭФВ из кривой $V_2^S - V_2^N$ путем простого интегрирования. Поэтому для компенсации влияния всех неучтенных факторов перед интегрированием необходимо вычесть фон, подобно тому, как вычитается фон при восстановлении функции ЭФВ из спектра нормального состояния. Поскольку при энергиях выше дебаевских функция ЭФВ обращается в нуль, кривая после вычитания фона при этих энергиях должна зануляться. Второе необходимое условие — отсутствие фона на кривой, полученной в результате интегрирования. Для выполнения этого условия площади под кривой после вычитания фона выше и ниже оси абсцисс должны быть одинаковыми. Отметим, что указанные выше требования выполняются при различных вариациях формы фононовой кривой. Однако эти вариации не приводят к значительным изменениям формы и положения фононных особенностей восстанавливаемой функции ЭФВ $g_{pc}^{S'}$. Поэтому для грубой оценки функции ЭФВ проведение фононовой кривой от руки (на глаз) вполне приемлемо. Поскольку щелевая и неравновесная особенности не позволяют корректно восстановить ход кривой в интервале от 0 до ~ 6 мВ, этот участок аппроксимировался отрезком параболы. Для того, чтобы не вносить дополнительных искажений, фононовая кривая сглаживалась отрезками полиномиальных кривых. Попутно отметим, что восстановленная функция ЭФВ $g_{pc}^{S'}$ достаточно близка по форме к функции ЭФВ сверхпроводящего состояния, которую можно было бы получить из спектра 2 на рис. 1 путем вычитания традиционного фона.

2.2. Микроконтакты 2H-NbSe₂-Cu

Исследование спектров ЭФВ 2H-NbSe₂ в сверхпроводящем состоянии представлено в [31]. Сразу подчеркнем, что данное соединение является весьма сложным для экспериментов вследствие сильной зависимости микроконтактных спектров от качества исходных

образцов монокристаллов. Например, один из первых исследованных нами монокристаллов имел отношение сопротивлений $\rho_{300\text{K}}/\rho_{\text{res}} \sim 30$. Микроконтакты, создаваемые на основе этих монокристаллов, отличались весьма низким уровнем шумов вплоть до сопротивлений порядка 1 кОм. В то же время микроконтакты, создаваемые на основе монокристаллов с $\rho_{300\text{K}}/\rho_{\text{res}} \sim 100$ и имеющие сопротивление свыше 10–20 Ом, в подавляющем большинстве случаев имели очень большой уровень шума, что не позволило использовать их для исследования ЭФВ. Возможная причина этого — несоизмеримые волны зарядовой плотности (ВЗП), существующие в этом соединении. В первом случае монокристаллы недостаточно совершенны, и существуют эффективные центры пиннинга, препятствующие их движению. Во втором случае таких центров мало, и движение ВЗП в окрестности контакта в токовом состоянии порождает такие шумы.

Отметим принципиальное отличие микроконтактных спектров ЭФВ в 2H-NbSe₂ и Ta. В нормальном состоянии в области фононных энергий в спектрах 2H-NbSe₂ отсутствует какая-либо структура (см. рис. 1 в [31]). В то же время в сверхпроводящем состоянии спектры имеют множество особенностей. Обращает на себя внимание, что по меркам традиционной МК спектроскопии контакты весьма высокоомны. Причины отбора таких контактов — высокое удельное сопротивление данного соединения, большее приблизительно на 2 порядка, чем обычных металлов ($\rho_{\parallel} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ Ом·см; $\rho_{\perp} \sim 10^{-3}$ Ом·см [32]), и, по-видимому, малая энергетическая длина свободного пробега электронов при энергиях, близких к дебаевским, вследствие сильного ЭФВ.

Причины, по которым фононные особенности проявляются только в сверхпроводящем состоянии, по-видимому, связаны с технологией изготовления МК. Образец 2H-NbSe₂ представлял собой монокристаллическую пластинку размерами $\sim 15 \times 20 \times 0,1$ мм. Electroды размерами 3×5 мм вырезали лезвием и приклеивали серебряной пастой к проволочному держателю. Таким образом, контактные площадки электродов были обработаны механически, и кристаллическая структура 2H-NbSe₂ на месте среза в значительной степени нарушена. Вследствие этого микроконтакт получается весьма неоднородным — чистые берега и грязное, с сильно искаженной решеткой ядро с малой длиной свободного пробега электронов. В нормальном состоянии интенсивность фононного спектра пропорциональна отношению l_i/d и весьма мала. Сам спектр формируется материалом в объеме порядка диффузионной длины свободного пробега Λ_c и вследствие нарушения кристаллической структуры содержит только фоновую составляющую. Оценка диаметров контактов по формуле (21) дает 20–34 Å для первого и 23–43 Å для второго контактов соответственно. Упругая длина пробега при этих оценках составляла приблизительно

330 и 11 Å, что в первом случае соответствовало удельному сопротивлению невозмущенного материала вблизи T_c , а в последнем случае — ρ в 2H-NbSe₂ при комнатной температуре. Другими словами, принималось, что в области контакта $\rho_{300\text{K}}/\rho_{\text{res}} \sim 1$. Учитывая отсутствие спектров в нормальном состоянии, можно предположить, что длина пробега вблизи сужения еще меньше, а диаметры контактов больше.

При переходе в сверхпроводящее состояние на ВАХ микроконтакта появляется избыточный ток, который формируется процессами андреевского отражения на расстояниях порядка длины когерентности. Эта длина больше диаметра контакта, причем наибольший вклад в избыточный ток дают те области берегов, в которых кристаллическая решетка наиболее совершенна, поскольку дефекты ухудшают сверхпроводящие параметры. В рамках этого предположения грязной может быть только область со стороны сверхпроводящего электрода, а второй нормальный электрод при этом должен оставаться чистым. Данное обстоятельство обеспечивает уникальную возможность получения спектров, отражающих тонкую структуру ЭФВ неискаженной кристаллической решетки. Как уже отмечалось, сверхпроводящая МК функция ЭФВ пропорциональна первой производной избыточного тока. Восстановление функции ЭФВ из сверхпроводящего спектра в отсутствие каких-либо особенностей на второй производной в нормальном состоянии предполагает только вычитание мо-

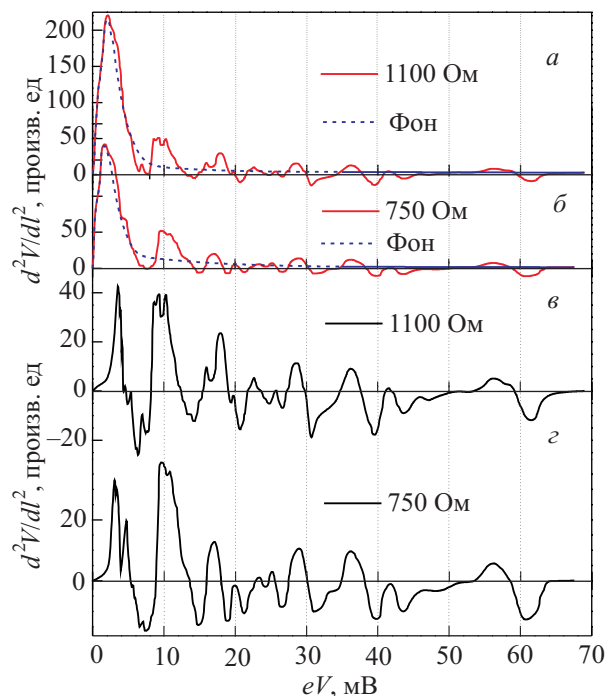


Рис. 3. а, б — Микроконтактные спектры 2H-NbSe₂-Cu и предполагаемые фоновые кривые, $T = 4,2$ К, $H = 0$. Контакт сопротивлением 750 Ом получен из предыдущего путем закоротки. в, г — Спектры после вычитания фона.

нотонной фоновой кривой. При этом в окрестности щелевой области (~3–4 мВ) фоновые кривые проводились таким образом, чтобы начальные участки разностных кривых (рис. 3, кривые ϵ , ζ) были параболическими.

Микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные из спектров ϵ , ζ (рис. 3) путем интегрирования, представлены на рис. 4. Отметим, что имеющиеся литературные данные относительно дебаевской энергии фононного спектра весьма разнятся между собой. Единственная известная нам расчетная функция плотности фононных состояний [33,34], по словам авторов, опирается на значения упругих модулей и предельную частоту квазичастичной моды и определена вплоть до энергии ~32 мэВ. В этом интервале она хорошо согласуется с нашими данными. Наблюдаемые при более высоких энергиях особенности один из соавторов [33,34] С.Б. Феодосьев предположил связать с двухфононными процессами, расчетная функция которых приведена на том же рисунке. По форме представленная свертка прекрасно совпадает с полученными нами данными, однако столь высокая интенсивность двухфононных процессов нам непонятна. С другой стороны, для более высоких частот наблюдаемые на наших

кривых пики хорошо согласуются с плоскими участками расчетных дисперсионных кривых, где $\partial\omega/\partial q = 0$ в теоретической модели Фельдмана для динамической матрицы [35] (на рисунке приведена первая модель), а также с расчетами работы [36]. Исключением является самый высокоэнергетический пик при ~60 мВ. Возможные причины появления этого пика обсуждаются в [31]. Положение фононных особенностей на наших спектрах хорошо коррелирует с данными экспериментальных работ по неупругому рассеянию нейтронов и рамановским спектрам. К сожалению, экспериментальные нейтронные данные для этого соединения, как правило, ограничиваются исследованием низкоэнергетических фононных ветвей. Наблюдаемые небольшие вариации в положении фононных особенностей ~1–2 мВ, по-видимому, связаны как с точностью теоретической модели, так и с влиянием сверхпроводящей энергетической щели в наших данных. Отметим, что недавно получены микроконтактные функции ЭФВ для 2H-TaSe₂-соединения из той же кристаллографической группы [37]. Любопытно, что граница фононного спектра в этом соединении превышает 70 мВ.

2.3. Микроконтакты MgB₂–Ag

Для анализа использованы сверхпроводящие МК спектры MgB₂ (рис. 5), приведенные в [38–40]. Спектры

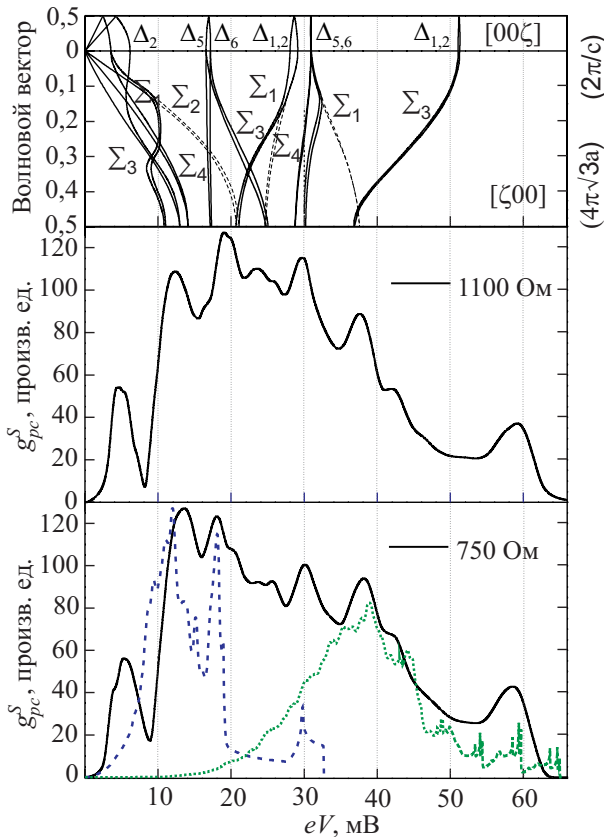


Рис. 4. Сравнение микроконтактных функций ЭФВ 2H-NbSe₂, восстановленных из спектров ϵ , ζ на рис. 3, с функцией плотности фононных состояний из [33,34] (---), а также с двухфононной сверткой (···) (нижняя часть рисунка) и расчетными дисперсионными кривыми (модель 1) из [35] (подробнее см. в тексте).

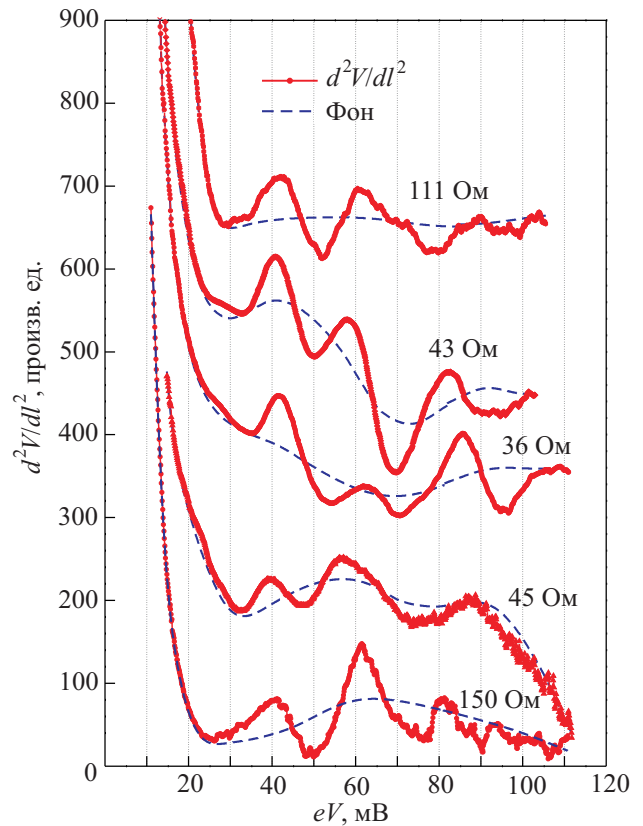


Рис. 5. Микроконтактные спектры MgB₂ ($T = 4,2$ К, $H = 0$), взятые из [38–40], а также предполагаемые фоновые кривые. Для ясности кривые сдвинуты по вертикали.

получены касанием массивного серебряного электрода к пленке MgB_2 и представляют собой промежуточный случай между Ta и $NbSe_2$ по проявлению особенностей в нормальном состоянии. Для микроконтактов, аналогичных приведенным на рис. 6, наблюдаются слабо выраженные, сильно размытые особенности в области фоновых энергий с большим уровнем фона [41]. Остаточное удельное сопротивление пленки составляло $6 \cdot 10^{-6}$ Ом-см, что соответствует упругой длине пробега 40 \AA . Оценка диаметров приведенных контактов дает соответственно 4,4; 3,9; 3,8; 2,2 и 1,9 нм (36, 43, 45, 110, 150 Ом). Таким образом, полученные оценки весьма близки к оценкам диаметров в $NbSe_2$, а величины упругой длины пробега в области контакта в MgB_2 получаются в несколько раз больше. Такие оценки вполне разумны, учитывая, что мы почти не вносим дополнительных искажений решетки. При вычитании фона из кривых в сверхпроводящем состоянии мы руководствовались условиями, указанными в разд. 2.1 и выделенными курсивом. На рис. 5 приведены вторые производные ВАХ и фоновые кривые, а на рис. 6 — разностные кривые. Как видно, фоновые кривые не монотонные, как в случае $NbSe_2$, а содержат один или два размытых максимума. Отметим, что представленные в [41] микроконтактные спектры ЭФВ в нормальном состоянии в целом подобны представленным фоновым кривым и содержат размытый максимум в районе 60 мВ. Микроконтактные

спектры MgB_2 в сверхпроводящем состоянии интерпретировались в [40] с точки зрения энергетической зависимости сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\epsilon)$.

Функции ЭФВ, восстановленные из разностных кривых, приведены на рис. 7. На рис. 8 показана усредненная по пяти контактам МК функция ЭФВ g_{pc}^{aver} , родственные ей расчетные $g_{calc}(eV)$ [42–44] и полученные из туннельных данных $g_{exp}(eV)$ [44,45] функции ЭФВ, а также функции плотности фоновых состояний $F_{exp}(eV)$ и $F_{calc}(eV)$ [46]. К сожалению, невозможно в деталях сравнить эту функцию с функциями, восстановленными из МК спектров в нормальном состоянии [41], вследствие достаточно размытой структуры последних. Поэтому проведем сравнение с микроконтактной функцией $g_{pc}(eV)$ для ZrB_2 [47] из той же кристаллографической группы. Как видно, функции весьма схожи по форме и положению фоновых особенностей, которые для усредненного спектра находятся при энергиях на 4–5 мВ меньших, чем для ZrB_2 , за исключением положения первого максимума, сдвинутого в область больших энергий на ~ 16 мВ. Это вполне объяснимо, поскольку эта мода связана с колебаниями ионов Zr, которые имеют в $\sim 3,75$ раз большую атомную массу, чем ионы Mg. Расчетные функции ЭФВ $g_{calc}(eV)$ [42–44] заметно отличаются по форме. Тем не менее сравнение их с усредненной МК функцией g_{pc}^{aver} демонстрирует близкое значение по энергии отдель-

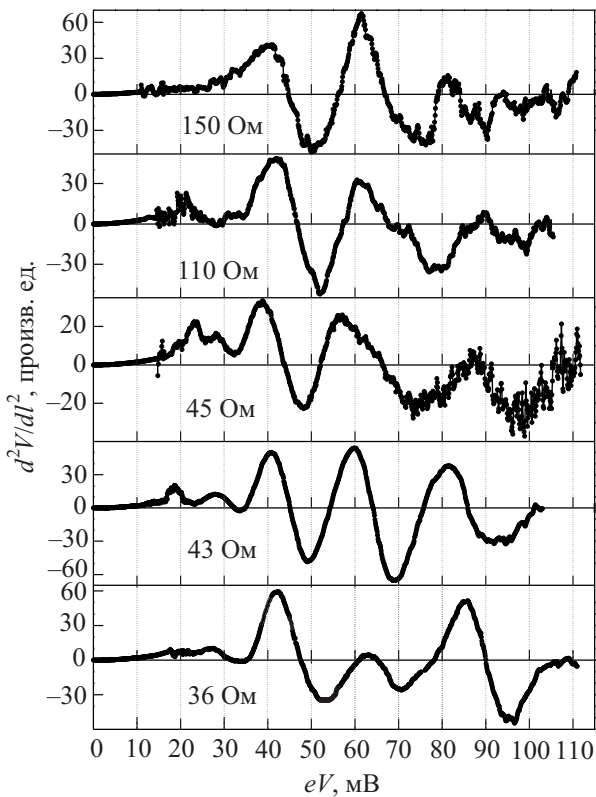


Рис. 6. Микроконтактные спектры MgB_2 (рис. 5) после вычитания фона. Участки кривых до ~ 18 мВ аппроксимированы параболой.

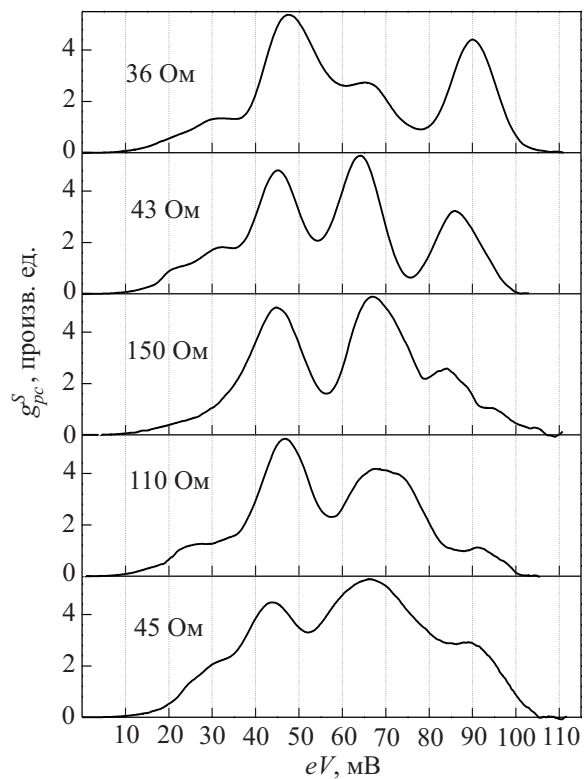


Рис. 7. Микроконтактные функции ЭФВ MgB_2 , восстановленные из разностных кривых на рис. 6.

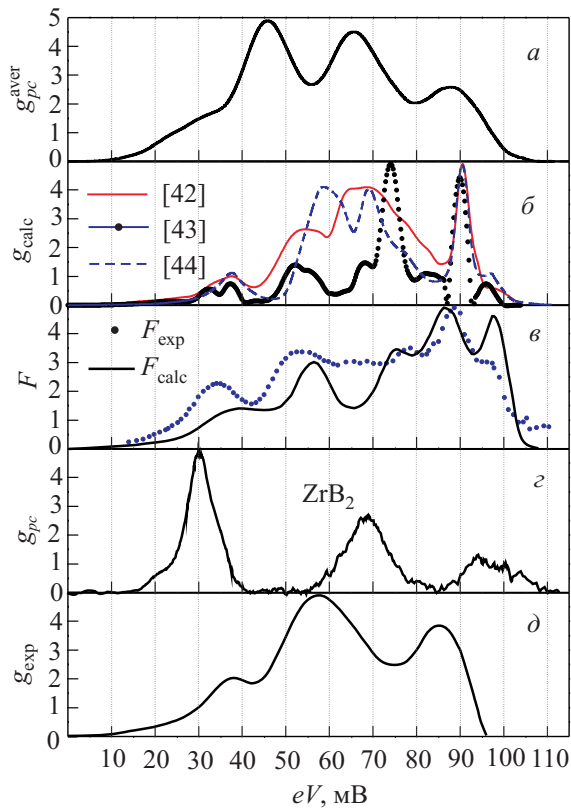


Рис. 8. Сравнение микроконтактной функции ЭФВ MgB₂ g_{pc}^{aver} (a), усредненной по пяти спектрам (рис. 7): с расчетными функциями ЭФВ g_{calc} [42–44] (б); функциями плотности фоновых состояний [46] — расчетной F_{calc} и экспериментальной F_{exp} , полученной из нейтронных экспериментов (в); МК функцией ЭФВ g_{pc} ZrB₂ [47] (г); функцией ЭФВ g_{exp} [44,45], восстановленной из туннельных экспериментов (д).

ных ветвей спектра. Что касается туннельной функции ЭФВ $g_{exp}(eV)$ [44,45], то можно предположить, что максимум в области 58 мВ соответствует пикам при 46 и 66 мВ нашей усредненной функции. Эти пики для туннельного контакта не удалось разрешить вследствие недостаточно высокого качества сверхпроводящей пленки. В пользу этого предположения может свидетельствовать также смягчение высокоэнергетического пика с 90 до 85 мВ. Сравнение функций плотности фоновых состояний как расчетной $F_{calc}(eV)$, так и полученной из нейтронных данных $F_{exp}(eV)$ [46] с нашей кривой демонстрирует хорошую корреляцию в положении фоновых

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

Обсуждение результатов

Как показывают эксперименты, метод эффективен как для металлов с большой длиной когерентности, так и достаточно короткой. Для наглядности характерные параметры микроконтактов, рассмотренных в статье, приведены в виде сводной таблицы.

Опираясь на приведенный выше материал, можно сделать вывод, что интерпретация сверхпроводящих спектров наиболее проста в двух предельных случаях:

1) для баллистических микроконтактов, в которых относительный вклад в спектр сверхпроводящей составляющей, как следует из теории Хлуса [6], небольшой и сохраняет общий вид спектра, достаточно близкий к нормальному состоянию;

2) для микроконтактов с очень грязным ядром и чистыми берегами.

Теоретически уменьшение упругой длины свободного пробега в области контакта должно приводить только к уменьшению интенсивности спектра и не должно влиять на его форму. Однако в реальности такое уменьшение длины пробега вызывается либо примесями, либо дефектами и искажениями кристаллической решетки. В любом случае при этом происходит нарушение ближнего порядка, сопровождаемое размытием спектра. В предельном случае при аморфизации приконтактной области спектр может полностью отсутствовать, однако при этом контакт не будет переходить в тепловой режим. Если берега при этом остаются чистыми, то после вычитания фона спектр легко получить из первой производной избыточного тока. Отметим, что реализовать ситуацию грязного сужения и чистых берегов достаточно сложно. Чаще всего берега тоже оказываются с нарушением ближнего порядка.

Теория для диффузионного предела представлена в работе [48]. Решение получено только для модели длинного канала (мостика) при условии, что перемычка и прилегающие к ней области берегов содержат большое количество примесей. В диффузионном пределе, как и в чистых микроконтактах, имеют место процессы, при которых инжектируемые в сверхпро-

Таблица 1. Параметры микроконтактов Ta, NbSe₂, MgB₂

МК	R , Ом	ρl , Ом·см ²	ρ_{300K}/ρ_{res}	ρ_{res} , Ом·см	d , нм	l_i , нм	ξ , нм	Δ , мВ
Ta	70	$5,9 \cdot 10^{-12}$	18	$0,7 \cdot 10^{-6}$	3,8	84	92	0,71
NbSe ₂	750–1000	$2,2 \cdot 10^{-11}$	30	$6,7 \cdot 10^{-6}$ $2 \cdot 10^{-4}$	2–2,3 3,4–4,3	33 1,1	7,7	1,1–2,5
MgB ₂	36–150	$2,4 \cdot 10^{-12}$	2,2	$6 \cdot 10^{-6}$	2,2–4,4	4	12	2–7

водник электроны в процессе андреевского отражения взаимодействуют с неравновесными фононами, что порождает «обратный ток». Кроме того, вклад в проводимость дают процессы типа релаксации разбаланса заряда и виртуальные процессы, чувствительные к частотной зависимости функции ЭФВ. В работе [48] подчеркивается, что эти дополнительные каналы наблюдаются только для геометрии грязного мостика с массивным сверхпроводником. Очевидно, в большинстве случаев такая геометрия имеет мало общего с реальной экспериментальной ситуацией. Отказ от геометрии мостика и рассмотрение реальной пространственной зависимости всех входящих в задачу величин при переходе от сужения к массивным берегам значительно усложняет задачу и до сих пор не нашло своего решения. Тем не менее очевидно, что уменьшение упругой длины свободного пробега в окрестности сужения значительно быстрее приводит к уменьшению нормальной составляющей в спектре, чем сверхпроводящей. Поэтому при переходе из нормального в сверхпроводящее состояния в таких микроконтактах интенсивность спектров ЭФВ возрастает. Пример подобной трансформации спектров можно наблюдать в [49,50].

Промежуточный режим, близкий к диффузионному, является весьма сложным для интерпретации. В этом режиме оба вклада близки по интенсивности, и нормальный спектр имеет малое размытие. Суперпозиция близких по интенсивности вкладов сильно искажает форму результирующего спектра, а выделение его сверхпроводящей части без перевода контакта в нормальное состояние является весьма нетривиальной задачей [51]. Осложняющий фактор — возможность появления на производных ВАХ неспектральных особенностей тепловой или неравновесной природы, связанных с разрушением сверхпроводимости в приконтактной области вследствие пространственной неоднородности сверхпроводника. Для исключения из рассмотрения подобных особенностей необходима определенная статистика спектров, поскольку такие особенности не являются достаточно воспроизводимыми. Кроме того, в отличие от спектральных, их положение на оси энергий, как правило, более зависимо от температуры. Положение же спектральных особенностей избыточного тока на оси энергий зависит от величины щели и, следовательно, от температуры. Однако, учитывая, что щель начинает заметно уменьшаться только при $T > \frac{2}{3}T_c$, в определенном диапазоне температур это положение можно считать практически неизменным.

Помимо отмеченной выше трудности разделения нормального и сверхпроводящего вкладов в спектр и исключения неспектральных особенностей, достаточно произвольным пока является эмпирический метод вычитания сверхпроводящего фона. Не решена задача получения количественной информации из спектра, особенно в случае неравномерного распределения

примесей. Если в простейших случаях для материалов с большой длиной когерентности о чистоте контакта можно судить по величине избыточного тока, то в соединениях с малыми ξ помимо андреевского отражения на формирование избыточного тока влияют и другие механизмы. Поэтому в сложных случаях, представляющих наибольший практический интерес, как, например, в ВТСП, эта информация будет носить лишь характер оценки.

Отметим, что в случае короткой длины когерентности и относительно низкой критической плотности тока в токовом состоянии, в окрестности микроконтакта могут возникать поверхности проскальзывания фазы, препятствующие наблюдению фононных особенностей [52].

Таким образом, хотя сверхпроводящая МК спектроскопия не является столь универсальной, как традиционная, тем не менее в ряде случаев она оказывается более действенной. Прежде всего, это соединения, которые достаточно сложно перевести в нормальное состояние, а также соединения, в которых в нормальном состоянии спектры ЭФВ, как правило, низкого качества либо вообще отсутствуют, как, например, в NbSe₂.

Краткие выводы

1. На примере микроконтактов Та показана принципиальная возможность восстановления микроконтактной функции ЭФВ из первой производной избыточного тока.

Обнаружено, что восстановленная МК функция ЭФВ отличается по форме от функции ЭФВ нормального состояния, причем наибольшие различия наблюдаются в области малых энергий. Предложено объяснение наблюдаемых различий.

2. Из МК спектров в сверхпроводящем состоянии впервые восстановлена функция ЭФВ 2H-NbSe₂. Положение фононных пиков на функции ЭФВ хорошо согласуется с плоскими участками расчетных дисперсионных кривых.

3. МК функции ЭФВ MgB₂, впервые восстановленные из сверхпроводящих спектров, показывают хорошую воспроизводимость. Сравнение с родственными функциями плотности фононных состояний $F(\omega)$, туннельной и расчетной функциями ЭФВ демонстрирует небольшой сдвиг основных фононных пиков в область меньших энергий в полном соответствии с предсказаниями теории.

В заключение мы хотим выразить благодарность Ю.Г. Найдюку за многочисленные советы, замечания и дополнения, высказанные в процессе обсуждения статьи. Также выражаем благодарность С.Б. Феодосьеву за обсуждение фононного спектра 2H-NbSe₂.

1. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 740 (1977)].
2. Kurt Gloos, Jouko Huurponen, and Elina Tuuli, *Phonon-Drag Induced Suppression of the Andreev Hole Current in Superconducting Niobium Contacts*, <http://arxiv.org/abs/1109.3770v1>.
3. И.О. Кулик, *ФНТ* **11**, 937 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 516 (1985)].
4. В.А. Хлус, А.Н. Омелянчук, *ФНТ* **9**, 373 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 189 (1983)].
5. А.В. Зайцев, *ЖЭТФ* **78**, 221 (1980).
6. В.А. Хлус, *ФНТ* **9**, 985 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 510 (1983)].
7. С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков, А.В. Зайцев, *ЖЭТФ* **76**, 1833 (1979).
8. А.В. Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
9. Н.Л. Бобров, И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, *ФНТ* **13**, 561 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 344 (1987)].
10. С.И. Белобородько, А.Н. Омелянчук, *ФНТ* **14**, 322 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 178 (1988)].
11. А.Н. Омелянчук, С.И. Белобородько, И.О. Кулик, *ФНТ* **14**, 1142 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 630 (1988)].
12. J.M. Rowell and W.L. McMillan, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 108 (1985).
13. И.К. Янсон, Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, *ФНТ* **10**, 423 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 220 (1984)].
14. [Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, И.К. Янсон, *ФНТ* **12**, 95 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 55 (1986)].
15. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, И.К. Янсон, *ФТТ* **28**, 455 (1986).
16. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, *ФНТ* **13**, 1275 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 717 (1987)].
17. А.В. Хоткевич, В.В. Хоткевич, И.К. Янсон, Г.В. Камарчук, *ФНТ* **16**, 1199 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 693 (1990)].
18. E.L. Wolf, in: *Principles of Electronic Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press (1985) [Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Киев, Наукова Думка (1990)].
19. V.V. Ryazanov, V.V. Schmidt, and L.A. Ermolaeva, *J. Low Temp. Phys.* **45**, 507 (1981).
20. C.P. Poole, H.A. Farach, and R.J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press, San Diego (1995).
21. D.A. Whitney, R.M. Fleming, and R.V. Coleman, *Phys. Rev.* **B15**, 3405 (1977).
22. K. Takita and K. Masuda, *J. Low Temp. Phys.* **58**, 127 (1985).
23. N.L. Bobrov, V.N. Chernobay, Yu.G. Naidyuk, L.V. Tyutrina, I.K. Yanson, D.G. Naugle, and K.D.D. Rathnayaka, *ФНТ* **36**, 1228 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 990 (2010)].
24. Т.А. Прихма, *Properties of MgB₂ bulk*, arXiv:0912.4906.
25. В.И. Старцев, *Локальные особенности поверхностей Ферми и электронные транспортные явления в переходных металлах*, Автореф. дисс. ... докт. физ.-мат. наук, Свердловск (1983).
26. J.J. Gniwek, J.C. Moulder, and R.H. Kroppscot, *X Intern. Conf. Low Temp. Phys. Proc.*, Moscow, VINITI, **3**, 336 (1967).
27. А.В. Хоткевич, *Спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в нормальных и сверхпроводящих металлических микроконтактах*, Автореф. дисс. ... докт. физ.-мат. наук, Харьков (1990).
28. Н.Л. Бобров, И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, *ФНТ* **13**, 1121 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 635 (1987)].
29. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, *ФНТ* **12**, 449 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 313 (1986)].
30. И.К. Янсон, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 405 (1987).
31. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, М.А. Оболенский, В.В. Фисун, *ФНТ* **11**, 897 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 510 (1987)].
32. J. Edwards and R.F. Frindt, *J. Phys. Chem. Solids* **32**, 2217 (1971).
33. I.K. Galetich, I.A. Gospodarev, V.I. Grishaev, A.V. Eremenko, K.V. Kravchenko, V.A. Sirenko, and S.B. Feodosyev, *Superlattices and Microstructures* **45**, 564 (2009).
34. И.А. Господарев, В.В. Еременко, К.В. Кравченко, В.А. Сиренко, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев, *ФНТ* **36**, 436 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 344 (2010)].
35. J.L. Feldman, *Phys. Rev.* **B25**, 7132 (1982).
36. K. Motizuki, K. Kimura, E. Ando, and N. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn* **53**, 1078 (1984).
37. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, А.В. Савицкий, P. Molinié, A. Leblanc, E. Faulques, *ФНТ* **35**, 687 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 539 (2009)].
38. I.K. Yanson, V.V. Fisun, N.L. Bobrov, Yu.G. Naidyuk, W.N. Kang, Eun-Mi Choi, Hyun-Jung Kim, and Sung-Ik Lee, *Phys. Rev.* **B67**, 024517 (2003).
39. I.K. Yanson, Yu.G. Naidyuk, O.E. Kvitnitskaya, V.V. Fisun, N.L. Bobrov, P.N. Chubov, V.V. Ryabovol, G. Behr, W.N. Kang, E.-M. Choi, H.-J. Kim, S.-I. Lee, T. Aizawa, S. Otani, and S.-L. Drechsler, *Modern Phys. Lett.* **B17**, 657 (2003).
40. I.K. Yanson, S.I. Beloborod'ko, Yu.G. Naidyuk, O.V. Dolgov, and A.A. Golubov, *Phys. Rev.* **B69**, 100501 (2004).
41. Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, O.E. Kvitnitskaya, S. Lee, and S. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 197001 (2003).
42. O. De la Peña-Seaman, R. de Coss, R. Heid, and K.-P. Bohnen, *Phys. Rev.* **B82**, 224508 (2010).
43. A.A. Golubov, J. Kortus, O.V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O.K. Andersen, B.J. Gibson, K. Ahn, and R.K. Kremer, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 1353 (2002).
44. R. Schneider, A.G. Zaitsev, O. De la Peña-Seaman, R. de Coss, R. Heid, K.-P. Bohnen, and J. Geerk, *Phys. Rev.* **B81**, 054519 (2010).
45. J. Geerk, R. Schneider, G. Linker, A.G. Zaitsev, R. Heid, K.-P. Bohnen, and H.v. Lo.hneysen, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 227005 (2005).
46. R. Osborn, E.A. Goremychkin, A.I. Kolesnikov, and D.G. Hinks, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017005 (2001).

47. Yu.G. Naidyuk, O.E. Kvitnitskaya, I.K. Yanson, S.-L. Drechsler, G. Behr, and S. Otani, *Phys. Rev.* **B66**, 140301 (2002).
48. А.В. Демин, В.А. Хлус, *ФТТ* **32**, 3494 (1990).
49. И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, *ФНТ* **9**, 1125 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 596 (1983)].
50. I.K. Yanson, N.L. Bobrov, L.F. Rybal'chenko, and V.V. Fisun, *Solid State Commun.* **50**, 515 (1984).
51. И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, *ФТТ* **27**, 945 (1985).
52. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, М.А. Оболенский, М.В. Космына, В.П. Семиноженко, *ФНТ* **14**, 1121 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 639 (1988)].

The recovery of electron–phonon interaction function in Ta, 2H-NbSe₂ and MgB₂ from the S–c–N microcontacts spectra

N.L. Bobrov, V.V. Fisun, O.E. Kvitnitskaya, V.N. Chernobay, and I.K. Yanson

The possibility of the recovery of electron–phonon interaction function from the point-contact spectra in the superconducting state for Ta, 2H-NbSe₂ and MgB₂ is shown. We show also the limits and the restrictions of this method. The comparison of the obtained results with another data is performed.

PACS: **71.38.–k** Polarons and electron–phonon interactions;
73.40.Jn Metal-to-metal contacts;
74.25.Kc Phonons;
74.45.+c Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects.

Keywords: microcontact spectroscopy, electron–phonon interaction, superconductivity, energy gap.