

Низкоэнергетические спектры дифференциальной проводимости и дробового шума в туннельных переходах на основе сверхпроводников с подавленным на S–N интерфейсе параметром порядка

М. Белоголовский^{1,2}, Е. Житлухина^{2,3}, О. Егоров⁴

¹*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, г. Киев, 03680, Украина*
E-mail: belogolovskii@ukr.net

²*Донецкий национальный университет, г. Винница, 21021, Украина*

³*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, г. Киев, 03680, Украина*

⁴*Institut für Festkörpertheorie und Optik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena 07743, Germany*

Статья поступила в редакцию 6 июня 2016 г., опубликована онлайн 26 сентября 2016 г.

Проанализирована возможность появления аномальной структуры в дифференциальной проводимости туннельных контактов на основе высокотемпературных сверхпроводников в результате деградации их приповерхностного слоя. Обсуждаемая особенность представляет собой два максимума в районе энергетической щели, разделенных областью подавленной проводимости. Один из них обычно является высоким и острым, а второй гораздо более размытым. Рассчитаны и сравниваются спектры дифференциальной проводимости и дробового шума в контактах нормального инжектора со сверхпроводниками *s*- и *d*-типа. Показано, что совместные измерения этих двух характеристик позволяют получить новую информацию относительно кинетики транспортных процессов в подобных структурах.

Проаналізовано можливість появи аномальної структури в диференціальній провідності тунельних контактів на основі високотемпературних надпровідників в результаті деградації їх приповерхневого шару. Обговорювана особливість являє собою два максимуми в районі енергетичної щілини, які розділені областю пригніченої провідності. Один з них зазвичай є високим і гострим, а другий набагато більш розмитим. Розраховано і порівняно спектри диференціальної провідності та дробового шуму в контактах нормального інжектора з надпровідниками *s*- і *d*-типу. Показано, що спільні вимірювання цих двох характеристик дозволять отримати нову інформацію щодо кінетики транспортних процесів в подібних структурах.

PACS: **74.81.-g** Неоднородные сверхпроводники и сверхпроводящие системы, включая электронные неоднородности;

74.55.+v Туннельные явления: одночастичное тунелирование и СТМ;

73.50.Td Шумовые процессы и явления.

Ключевые слова: мезоскопические гетероструктуры, тунелирование, высокотемпературные сверхпроводники, дифференциальная проводимость, дробовой шум.

Введение

Открытие в конце 1986 г. явления высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратных соединениях стало поворотным пунктом в физике низких температур. Свойства новых материалов настолько отличаются от стандартной ферми-жидкостной картины, что их последовательный анализ остается до сих пор

проблемой как для теоретиков, так и для экспериментаторов. Далее мы будем обсуждать низкоэнергетические спектры квазичастичных возбуждений в контактах, образованных высокотемпературным сверхпроводником (S) и нормальным (N) металлом, которые разделены потенциальным барьером. При этом под низкими энергиями мы понимаем энергии порядка сверхпроводящей энергетической щели Δ в исследуемом S мате-

риале. Детальный обзор таких спектров для купратных и железосодержащих сверхпроводников приведен в работе [1]. В частности, в недодопированных купратах с дырочным характером электропроводности при температурах выше критической T_c вплоть до определенной температуры T^* наблюдается существенное подавление плотности электронных состояний на участке энергий от $-\Delta^*$ до Δ^* , известное как псевдощель.

Представим себе, что в высокотемпературном сверхпроводнике существуют два конкурирующих упорядочения — сверхпроводящее и еще одно, природа которого пока остается дискуссионной, соответственно, с двумя параметрами порядка Δ и Δ^* . Плотность квазичастичных состояний такого сверхпроводника может быть найдена, в частности, с помощью туннельного эксперимента при $T \ll T_c$ [2–4]. Если $\Delta > \Delta^*$, тогда она будет демонстрировать только сверхпроводящие когерентные максимумы, поскольку структура, связанная с псевдощелью, будет находиться внутри запрещенной энергетической области. В случае $\Delta < \Delta^*$ будут наблюдаться два пика — большой и маленький с провалом между ними из-за наличия дополнительной области подавленной электронной плотности, обусловленной пока еще неизвестным нам механизмом (см. рис. 2 в [1]). В англоязычных публикациях такую структуру в плотности квазичастичных состояний сверхпроводника часто называют «peak-dip-hump», см. также работу [5]. Если следовать приведенному выше объяснению, тогда местоположение по энергии небольшого и размытого максимума однозначно определяет величину Δ^* . Таким образом, соответствующие эксперименты по ее определению имеют принципиальное значение для объяснения природы ВТСП. В частности, в работе [5] авторы связывают появление обсуждаемой особенности с наличием в ВТСП материалах волн зарядовой плотности. Заметим, что это лишь одна из альтернативных возможностей существования дополнительного (к сверхпроводящему) упорядочения электронной подсистемы, которое реализуется в ВТСП материалах (см. подробнее [1]) и является естественным следствием сильных электронных корреляций в них. К сожалению, и конкретная физическая природа, и вклад этих процессов в механизм ВТСП остаются до конца не выясненными.

Ранее [6] мы предложили еще один механизм появления аномальной структуры, связанный с наличием на поверхности высокотемпературных сверхпроводников наноразмерного слоя (N') с подавленной сверхпроводимостью. При этом мы не отрицаем принципиальной возможности того, что структура «peak-dip-hump» может быть обусловлена одним из процессов, конкурирующих с электрон-фононным взаимодействием, в частности, зарядовым упорядочением [5]. Если следовать теории [6], тогда пик в зависимости дифференциальной проводимости контакта нормальный металл-изолятор (I)– N' прослойка–сверхпроводник обусловлен

появлением в N' слое связанного состояния при энергии $\epsilon = \bar{\epsilon} < \Delta$, провал — наличием запрещенных состояний при $\bar{\epsilon} < \epsilon < \Delta$, а второй (менее выразительный) максимум — следствием сингулярности в плотности квазичастичных состояний сверхпроводника при $\epsilon \geq \Delta$.

В настоящей работе мы предлагаем дополнительную экспериментальную проверку нашей гипотезы [6], а именно измерение дробового шума, хаотических флуктуаций тока относительно его среднего значения, обусловленных дискретностью носителей электрического заряда [7]. Мы обсуждаем имеющиеся экспериментальные данные с точки зрения возможной природы аномальной структуры «peak-dip-hump» в туннельных характеристиках ВТСП материалов.

Модель и основные уравнения

В рамках подхода Ландауэра–Буттикера [7] транспортные свойства квантово-когерентной мезоскопической проводящей системы полностью определяются набором коэффициентов прохождения s_i , которые представляют собой собственные значения матрицы рассеяния S . Индекс i далее отвечает разным каналам проводимости. В частности, в трехмерной планарной гетероструктуре, состоящей из N и I слоев, он соответствует разным углам падения θ , которые электронные импульсы образуют с нормалью к границам раздела слоев (суммирование по поперечным волновым векторам k_{\parallel}). Если хотя бы один слой находится в сверхпроводящем состоянии, тогда на N/S границе возникают дополнительные процессы рассеяния квазиэлектронных состояний в квазидырочные и обратно, так называемые андреевские отражения [7]. Эти дополнительные каналы проводимости надо суммировать с учетом знаков соответствующих токонесущих квазичастиц. В таком случае плотность квазичастичного тока I представляет собой разность двух потоков, движущихся слева направо и справа налево,

$$I(V) = \frac{2e}{h} \sum_i \int_0^{\infty} dE D_i(E, V) [f_L(E) - f_R(E)].$$

Здесь $V = (\mu_L - \mu_R)/e$ — разность электрических потенциалов, приложенных к двум резервуарам, $D_i(E, V)$ — вероятности прохождения электрона сквозь слоистую структуру между левым L и правым R электродами, которые являются собственными значениями матрицы перехода, $f(E)$ — фермиевская функция распределения, зависящая, в частности, от значения соответствующего химического потенциала μ .

Определим дифференциальную проводимость гетероструктуры, к которой приложено напряжение V , как $G(V) = dI(V)/dV$, и для температуры $T \rightarrow 0$ получим,

$$\text{что } G(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_i D_i(\epsilon = eV), \text{ здесь } \epsilon \text{ — энергия квази}$$

частичного возбуждения, отсчитываемая от уровня Ферми. Применим эту формулу к расчетам транспортных характеристик N–I–N'S переходов, в которых один из электродов представляет собой N'S двойной слой, формируемый N' и S металлами. При этом удобно вычислять не вероятность прохождения электрона (e) через обсуждаемую систему, а вероятность возврата его в исходную точку N инжектора в виде электронного R^{ee} и дырочного (h) состояния R^{eh} . Тогда для N–I–N'S гетероструктуры при нулевой температуре получим

$$G(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_i \left[1 - \left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 + \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2 \right]. \quad (1)$$

Помимо зависимости проводимости от напряжения $G(V)$, дополнительную информацию относительно характера движения электрических зарядов через мезоскопическую гетероструктуру можно, как указано выше, получить из измерений дробового шума [7]. Ограничимся далее низкочастотным пределом при вычислении спектральной плотности шума $S(\omega)$, которая представляет собой фурье-образ корреляционной функ-

ции $S(t-t') = \langle \Delta I(t) \Delta I(t') \rangle$, где $\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$ — флуктуации тока во времени. В общем случае в пределе $\omega \rightarrow 0$ спектральная плотность дробового шума представляет собой сумму равновесных флуктуаций, возникающих вследствие теплового движения носителей тока в системе (так называемый шум Найквиста–Джонсона), и неравновесного вклада, который квадратичным образом зависит от разности функций распределения в двух резервуарах. Поскольку мы ограничимся случаем нулевых температур, то именно последнее слагаемое будет интересно нас в дальнейшем.

Зависимость $S(\omega \rightarrow 0)$ от напряжения V при нулевой температуре может быть получена из следующих простых соображений. Вследствие флуктуаций $\langle n_i^2 \rangle \neq \langle n_i \rangle^2$, где $n_i(t)$ — число частиц, пересекающих в данный момент определенную плоскость внутри гетероструктуры в i -канале. Для фермионов n_i равно нулю или единице и, значит, $n_i^2 = n_i$. Учитывая, что вклады электронов и дырок в квадрат тока (в отличие от самого тока) имеют одинаковый знак, мы получим (см. также формулу (54) в работе [8]):

$$\begin{aligned} S(V) &= \frac{4e^2}{h} \sum_i \int_0^{eV} d\epsilon \left(\left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 + \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2 \right) - \left(\left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 - \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2 \right)^2 = \\ &= \frac{4e^2}{h} \sum_i \int_0^{eV} d\epsilon \left[\left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 \left(1 - \left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 \right) + \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2 \left(1 - \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2 \right) \right] + \\ &\quad + \frac{8e^2}{h} \sum_i \int_0^{eV} d\epsilon \left| R_i^{ee}(\epsilon = eV) \right|^2 \left| R_i^{eh}(\epsilon = eV) \right|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Если вероятность прохождения электрона через изолирующую прослойку I в N–I–N'S переходе очень мала $T_i \ll 1$, тогда вероятностью андреевского отражения $\left| R_i^{eh}(eV) \right|^2 \sim T_i^2$ при $|V| > \Delta/e$ [9] можно пренебречь. В этом пределе, который называют пуассоновским, из уравнений (1) и (2) получим $S_P(V) = 2e|I(V)|$. Как будет ясно далее, уменьшение интенсивности дробового шума по сравнению с пуассоновским пределом указывает на коррелированный характер движения зарядов через промежуточную область между двумя электродами. Для того чтобы охарактеризовать этот эффект, обычно вводят фактор Фано: отношение дробового шума $S(V)$ к $S_P(V)$

$$F(V) = \frac{S(V)}{S_P(V)}. \quad (3)$$

Дальнейшие расчеты подобны тем, которые были выполнены в нашей работе [6] для расчета дифференциальной проводимости N–I–N'S гетероструктур. Амплитуда вероятности прохождения электрона (дырки) через

слой изолятора задается параметром Z , пропорциональным толщине изолирующего слоя, см. [6]. В том случае, когда оба электрода переведены в нормальное состояние, вероятность прохождения электрона через I барьер $D = 1/(1+Z^2)$. Далее в качестве примера мы рассматриваем N–I–N'S переход с высокой прозрачностью барьера $D = 0,1$. Как видно на рис. 2 [6], отличия в транспортных кривых для $D = 0,1$ и барьеров с существенно меньшей прозрачностью носят уже количественный, а не качественный характер. Волновые функции квазичастичных состояний внутри N' прослойки толщиной d описываются плоскими волнами с волновыми векторами $\mathbf{k}^{e(h)}(k_x^{e(h)}, k_{||})$. Ось x совпадает с нормалью к поверхностям раздела, а андреевское отражение предполагается зеркальным с сохранением поперечной компоненты $k_{||}$. При движении от одной границы N' прослойки к другой набег фазы волновой функции электрона (дырки) составляет $\varphi^e = k_x^e d$ ($\varphi^h = -k_x^h d$) соответственно. При андреевском отражении электрона в дырку и наоборот амплитуда вероятности такого процесса описывается формулой

$$r^{eh(he)}(\theta) = \frac{\varepsilon - h(\varepsilon)}{|\Delta(\theta)|} \exp(\mp i\Phi(\theta)), \quad (4)$$

где $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon^2 - |\Delta(\theta)|^2}$ для $|\varepsilon| > |\Delta(\theta)|$ и $h(\varepsilon) = i\sqrt{|\Delta(\theta)|^2 - \varepsilon^2}$ для $|\varepsilon| < |\Delta(\theta)|$, $\Delta(\theta)$ — сверхпроводящий параметр порядка, а $\Phi(\theta)$ — его фаза. В традиционных сверхпроводниках с s -волновой симметрией параметра порядка $\Delta(\theta) = \Delta_s = \text{const}$, а в ВТСП купратах, где реализуется $d_{x_a^2-x_b^2}$ — волновая симметрия [1], $\Delta(\theta) = \Delta_d \cos[2(\theta - \gamma)]$; здесь γ — угол между осью x и направлением волнового вектора, с соответствующим максимальному значению параметром порядка.

Результаты численных расчетов

Основными характеристиками, определяющими конечный результат, являются безразмерная величина Z , которая описывает затухание волновой функции в изолирующем слое, параметры $\alpha_{s(d)} = 2d\Delta_{s(d)}/(\hbar v_F)$ и $\beta = d/l$. Здесь v_F — фермиевская скорость, а l — длина свободного пробега квазичастичных возбуждений в N' прослойке. Параметр α учитывает ее конечную толщину d и в наших расчетах полагается равным $\alpha = 2$. Параметр β (далее в численных расчетах мы полагаем $\beta = 0,1$) описывает эффект частичной потери фазовой памяти из-за рассеяния квазичастиц [6,10].

На рис. 1 представлены зависимости $G(V)$ и $F(V)$ для $N-I-N'S$ гетероструктуры с s -волновой симметрией параметра порядка в S слое. В подщелевой области при напряжениях $V = \pm\bar{V} = \pm\bar{\varepsilon}/e$ наблюдаются два острых пика, соответствующих связанному состоянию в N' прослойке, за которыми следует провал в районе $V \approx \pm\Delta_s/e$

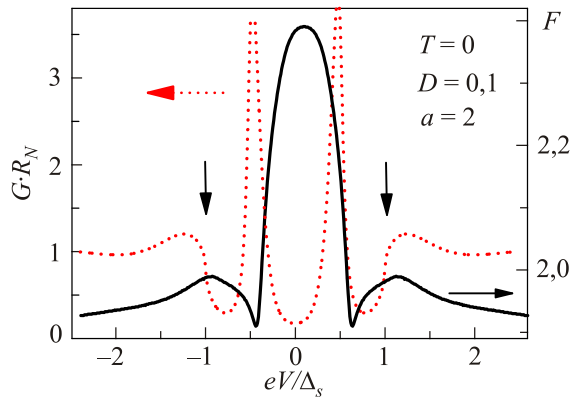


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Зависимость от напряжения дифференциальной проводимости G , нормированной на $G_N = 1/R_N$, где R_N — сопротивление этого перехода в нормальном состоянии (точечная линия) и фактора Фано F (сплошная линия) для $N-I-N'S$ структуры с s -волновым сверхпроводником S ; вероятность прохождения электрона через изолирующий слой $D = 0,1$; параметры $\alpha_s = 2$ и $\beta = 0,1$; температура $T = 0$. Вертикальными стрелками показаны значения энергетической щели Δ_s .

и сравнительно небольшой максимум при $|V| > \Delta_s/e$. Движение квазичастичных возбуждений через локализованное состояние носит детерминистский характер, поэтому дробовой шум резко падает до очень малых значений [11]. Напротив, при $|V| < \bar{V}$ и при $\bar{V} < |V| < \Delta_s/e$ оно становится более хаотичным, что соответствует росту флуктуаций тока. Заметим, что в отличие от кривой $G(V)$ локальные максимумы на зависимости $F(V)$ возникают как раз при значениях $|V| = \pm\Delta_s/e$. Таким образом, именно измерения дробового шума в $N-I-N'S$ контактах могут быть более удобным и надежным источником информации о величине энергетической щели s -волнового сверхпроводника.

В ВТСП купратах конечный результат для дифференциальной проводимости и дробового шума в $N-I-N'S$ структуре существенным образом зависит от ориентации нормали к поверхностям раздела по отношению к осям a и b в плоскости медь-кислород.

Рассмотрим вначале тот случай, когда основное туннелирование электронов происходит в этой плоскости вдоль направления, соответствующего максимальному значению сверхпроводящего параметра порядка, т.е. $\Delta(\theta) = \Delta_d \cos(2\theta)$. Результаты, приведенные на рис. 2, подобны соответствующим зависимостям для s -волнового сверхпроводника, хотя и более размытые. Максимумы на кривых $F(V)$ при $|V| = \pm\Delta_d/e$ выражены, как и следовало ожидать, гораздо слабее, чем на рис. 1. Напротив, в том случае, когда нормаль к поверхностям раздела составляет угол 45° по отношению к направлению максимального значения энергетической щели, результаты (рис. 3) принципиально отличаются от таковых на рис. 1. В зависимости $G(V)$ возникает пик при $V = 0$, который всегда имеет место в такой конфи-

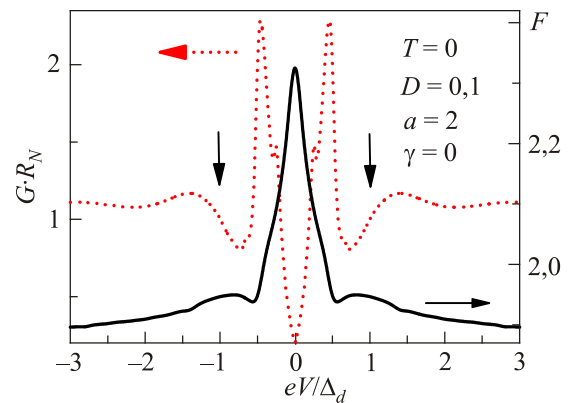


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Зависимость от напряжения дифференциальной проводимости (точечная линия) и фактора Фано (сплошная линия) для $N-I-N'S$ структуры с d -волновым сверхпроводником S ; вероятность прохождения электрона через изолирующий слой $D = 0,1$; угол $\gamma = 0$; параметры $\alpha_d = 2$ и $\beta = 0,1$; R_N — сопротивление этого перехода в нормальном состоянии; температура $T = 0$. Вертикальными стрелками показаны значения энергетической щели Δ_d .

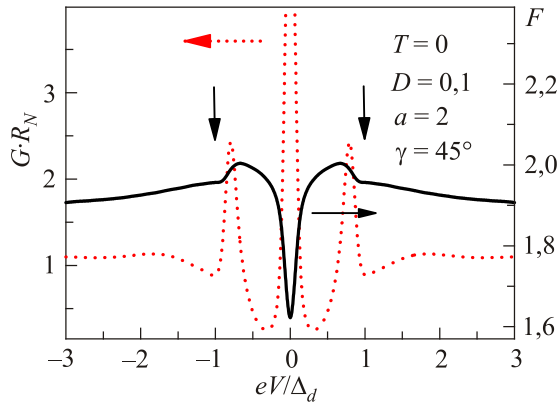


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимость от напряжения дифференциальной проводимости (точечная линия) и фактора Фано (сплошная линия) для N-I-N' структуры с d -волновым сверхпроводником S; вероятность прохождения электрона через изолирующий слой $D = 0,1$; угол $\gamma = 45^\circ$; параметры $\alpha_d = 2$ и $\beta = 0,1$; R_N — сопротивление этого перехода в нормальном состоянии; температура $T = 0$. Вертикальными стрелками показаны значения энергетической щели Δ_d .

гурации вне зависимости от наличия нормальной прослойки N' [6]. По бокам от него появляются дополнительные пики от локализованных внутри N' состояний и, наконец, при $|V| \approx \pm \Delta_d/e$ — провал в кривой $G(V)$. Гигантская нулевая аномалия соответствует детерминированному характеру электронного транспорта и, соответственно, резкому падению дробового шума [12], за которым следуют симметрично расположенные небольшие максимумы в подщелевой области, отражающие рост хаотичности в движении квазичастичных возбуждений. В этом случае для корректного определения Δ_d желательны совместные измерения проводимости и электрических флуктуаций.

Приведенные выше результаты показывают, что измерения дробового шума в N-I-N' контактах позволяют существенно дополнить информацию относительно кинетики стохастических транспортных процессов, заряда и статистики квазичастиц, которую обычно получают из измерений $I-V$ кривых и их производных по напряжению. В частности, это относится к выяснению физического механизма, ответственного за возникновение структуры типа «peak-dip-hump» в дифференциальной проводимости контактов нормального металла со сверхпроводниками s - и d -типа тогда, когда на поверхности последнего имеется наноразмерный слой с подавленной сверхпроводимостью.

Заключение

Обсудим в заключение имеющиеся в литературе экспериментальные зависимости $G(V)$, которые демонстрируют наличие обсуждаемой структуры. Предположение о ее связи с волнами зарядовой плотности позволяет объяснить асимметрию по V [13], в частности,

отсутствие второго небольшого максимума при одной полярности напряжения [5]. В то же время наши кривые для переходов нормальный инжектор–изолятор–сверхпроводник всегда симметричны по напряжению (рис. 1–3). Заметим, что приведенные на рис. 3 и 4 в работе [5] экспериментальные данные для асимметричных контактов с YBCO и Bi-2212 соединениями действительно демонстрируют аномальные локальные максимумы дифференциальной проводимости только при одном знаке V . С другой стороны, существуют данные сканирующей туннельной спектроскопии для того же Bi-2212 сверхпроводника, в которых подобные особенности наблюдаются при двух полярностях напряжения (см. рис. 7 в обзоре [14]). На самом деле, полностью симметричные по напряжению структуры «peak-dip-hump» надежно воспроизводились только на симметричных Bi-2212 контактах [15]. Эти результаты можно объяснить и присутствием волн зарядовой плотности, и усилением эффекта [6] в симметричных переходах сверхпроводник–переходный слой–сверхпроводник. Отметим еще два существенных обстоятельства. Очень похожая аномальная структура отчетливо наблюдается в дифференциальной проводимости туннельных переходов, где на поверхность обычного сверхпроводника контролируемым образом наносится пленка нормального металла (см. ссылки в работе [6]). Наконец, наличие слоя с подавленной сверхпроводимостью на поверхности ВТСП пленок отмечалось неоднократно в литературе (см., например, обзор [16] для купратов и статью [17] для ферропниктидов).

Нам представляется, что на текущий момент еще рано делать окончательные выводы относительно природы особенности «peak-dip-hump» в проводимости контактов на основе ВТСП образцов. Возможно, реально существует не один, а два (или более) механизма, следствием которых является возникновение обсуждаемой структуры. Для решения этого вопроса необходим уже количественный анализ экспериментальных данных с учетом возможного подавления аномальных особенностей из-за эффектов декогеренции [18]. Авторы настоящей работы надеются, что совместные измерения $G(V)$ и $F(V)$ смогут отделить структуру, обусловленную деградацией приповерхностной области материала, от структуры, связанной с присутствием в ВТСП соединениях двух конкурирующих упорядочений.

Настоящая работа была частично поддержана грантом No. 612600 LIMACONA “Light-Matter Coupling in Composite Nano-Structures” в рамках Седьмой рамочной программы ЕС.

1. N.-C. Yeh, in: *Endless Quests: Theory, Experiments and Applications of Frontiers of Superconductivity*, Peking University Press, Peking (2015), p. 87; *arXiv preprint*: arXiv:1506.02091.
2. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Progr. Phys.* **62**, 61 (1999).

3. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
4. А.И. Дьяченко и В.Ю. Таренков, *ФТВД* **24**, № 2, 24 (2014).
5. A.M. Gabovich and A.I. Voitenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **42**, 1103 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, No. 10 (2016)].
6. E. Zhitlukhina, I. Devyatov, O. Egorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 58 (2016).
7. Ya.M. Blanter and M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
8. M.P. Anantram and S. Datta, *Phys. Rev. B* **53**, 16390 (1996).
9. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
10. В.М. Свистунов, И.В. Бойло, М.А. Белоголовский, *ФНТ* **38**, 440 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 345 (2012)].
11. A.L. Fauchère, G.B. Lesovik, and G. Blatter, *Phys. Rev. B* **58**, 11177 (1998).
12. J.-X. Zhu and C.S. Ting, *Phys. Rev. B* **59**, R14165 (1999).
13. A.M. Gabovich and A.I. Voitenko, *Phys. Rev. B* **56**, 7785 (1997).
14. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod, and C. Renner, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
15. J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, N. Miyakawa, K.E. Gray, D.G. Hinks, and C. Kendziora, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067005 (2001).
16. A. Plecenik, M. Grajcar, P. Seidel, and S. Benacka, in: *Studies of High Temperature Superconductors*, A. Narlikar (ed.), Nova Science Publisher, New York (1996), Vol. 20, p. 75.
17. T. Plecenik, M. Gregor, R. Sobota, M. Truchly, L. Satrapinsky, F. Kurth, B. Holzapfel, K. Iida, P. Kus, and A. Plecenik, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 052601 (2013).
18. M. Belogolovskii, *Phys. Rev. B* **67**, 100503 (2003).

Low-energy spectra of quasiparticle excitations and shot noise in tunnel junctions based on superconductors with an order parameter suppressed at the S–N interface

M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, and O. Egorov

Possible origin of the anomalous structure “peak-dip-hump” in tunneling characteristics of high-temperature superconductors with a degraded near-surface layer is analyzed. The discussed feature is composed of two peaks in the energy-gap vicinity separated by a region of suppressed conductance. One of them is usually high and sharp whereas the second one is much more smeared. Differential-conductance and shot-noise spectra of junctions formed by a normal injector with *s*- and *d*-type superconductors have been calculated and compared. It has been shown that combined measurements of the two characteristics can provide new information on the kinetics of transport processes in such structures.

PACS: **74.81.-g** Inhomogeneous superconductors and superconducting systems, including electronic inhomogeneities;
74.55.+v Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM;
73.50.Td Noise processes and phenomena.

Keywords: mesoscopic heterostructures, tunneling, high-temperature superconductors, differential conductance, shot noise.