

Транспортные характеристики туннельных гетероструктур: переход от квантового к классическому пределу

В.М. Свистунов

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина*

И.В. Бойло, М.А. Белоголовский

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: bel@fti.dn.ua*

Статья поступила в редакцию 17 октября 2011 г.

Рассмотрены два возможных механизма частичной или полной потери информации, которая содержится в квантово-механической фазе электрона при его движении в стохастической твердотельной структуре. Первый заключается в фазовой рандомизации электронных характеристик (например, вследствие упругих рассеяний электронов на дефектах в тонких металлических слоях), а второй обусловлен неупругими взаимодействиями носителей тока с внешними степенями свободы. На примере двухбарьерной гетероструктуры показано, что в первом случае квантовый подход к проблеме сводится к полуклассическому методу, когда вместо квантовых амплитуд вероятностей фигурируют сами вероятности отдельных событий, а второй соответствует переходу к классической теории зарядового транспорта. Рассчитано влияние декогеренции на дифференциальную проводимость и дробовой шум в двухбарьерных туннельных системах со сверхпроводящим электродом и проанализировано их изменение, обусловленное переходом от квантового к некогерентному классическому режиму электронного транспорта.

Розглянуто два можливих механізми часткової або повної втрати інформації, яка міститься у квантово-механічній фазі електрона при його руху в стохастичній твердотільній структурі. Перший з них полягає в фазовій рандомізації електронного транспорту (наприклад, внаслідок пружних розсіювань електронів на дефектах в тонких металевих шарах), а другий обумовлений непружними взаємодіями носіїв струму із зовнішніми ступенями свободи. На прикладі двобар'єрної гетероструктури показано, що в першому випадку квантовий підхід до проблеми зводиться до напівкласичного методу, коли замість квантових амплітуд ймовірностей фігурують самі ймовірності окремих подій, а другий відповідає переходу до класичної теорії зарядового транспорту. Розраховано вплив декогеренції на диференціальну провідність і дробовий шум в двобар'єрних тунельних системах з надпровідниковим електродом та проаналізовано їх зміну, обумовлену переходом від квантового до некогерентного класичного режиму електронного транспорту.

PACS: **73.23.-b** Электронный транспорт в мезоскопических системах;
73.21.Ac Многослойные структуры;
03.65.Yz Декогеренция, открытые системы;
03.65.Nk Теория рассеяния.

Ключевые слова: мезоскопические многослойные структуры, зарядовый транспорт, туннелирование в сверхпроводниках, декогеренция.

1. Введение

Одним из важнейших достижений последнего времени было появление новых убедительных доказательств [1,2] справедливости принципа когерентной

суперпозиции различных состояний, на котором базируются основные положения квантовой механики [3]. В настоящей работе нас будет интересовать вопрос о том, каким образом разрушается суперпозиционное состояние в мезоскопических гетероструктурах, в ре-

зультате чего происходит переход от квантово-механического описания к классическому.

Для изолированной частицы, согласно фейнмановской интерпретации квантовой механики, классическое приближение соответствует тому случаю, когда размеры, массы, интервалы времени и другие параметры системы настолько велики, что действие $S[x(t)]$, определяемое траекторией частицы $x(t)$, во много раз превосходит постоянную Планка \hbar . Тогда выделенной оказывается та траектория, для которой действие экстремально, а вклады от соседних путей $x(t)$ в полную амплитуду вероятности перехода частицы из одной точки пространства в другую взаимно уничтожаются [3]. Заметим, что в данном случае фазовая когерентность сохраняется при движении частицы вдоль каждой траектории $x(t)$, и поэтому соответствующая амплитуда вероятности пропорциональна $\exp(iS[x(t)]/\hbar)$. В таком случае потеря информации, заключенной в квантово-механической фазе электрона, происходит в результате процесса усреднения фаз от разных траекторий, который мы будем называть фазовой рандомизацией. Другой механизм интенсивного перемешивания отдельных квантово-механических вкладов, который обычно называют декогеренцией, возникает в открытых квантовых системах в результате взаимодействия с окружающей средой [4,5]. Предположим, что такое взаимодействие является локальным, т.е. сосредоточенным в определенной области пространства. Тогда частица после прохождения этого участка полностью «утрачивает» свою фазовую память, и соответствующая амплитуда вероятности будет вычисляться как произведение $\exp(iS[x_1(t)]/\hbar)\sqrt{\zeta}\exp(iS[x_2(t)]/\hbar)$, где $x_1(t)$ и $x_2(t)$ — участки траектории частицы до и после взаимодействия, а ζ — вероятность взаимодействия, которую далее мы будем считать не зависящей от энергии.

Задача перехода от квантового к классическому описанию усложняется еще больше, если мы имеем дело со структурой, в которой разрушение фазовой памяти происходит на отдельных участках, в то время как другие описываются в рамках квантовой теории. В качестве примера рассмотрим ниже двухбарьерную планарную $M_1M'I_2M$ структуру (M — металлическая обкладка макроскопических размеров, I — наноразмерный слой изолятора, сквозь который с определенной вероятностью туннелируют электроны, M' — металлическая пленка мезоскопической толщины) и сравним влияние фазовой рандомизации и декогеренции электронных состояний в M' -слое на зарядовый транспорт сквозь указанную гетероструктуру. Настоящая статья была частично стимулирована появлением работы [6], в которой утверждается, что в подобных стохастических системах квантовые модели более эффективны и требуют меньше исходной информации, чем классические, даже в тех случаях, когда мы имеем дело фактически с классическим объектом. Следуя этой

идее, мы покажем, что выводы основанной на уравнении Больцмана теории [7] для проводимости двухбарьерной структуры и дробового шума в ней являются результатом фазового усреднения соответствующих квантово-механических формул, и обсудим пределы применимости полуклассического подхода. Затем рассмотрим влияние декогеренции в M' -слое на транспортные характеристики $M_1M'I_2S$ структуры (S — сверхпроводник) и обсудим, каким образом процессы неупругого взаимодействия влияют на флуктуации тока в туннельных гетероструктурах и какую дополнительную информацию можно получить из совместных измерений дифференциальной проводимости и дробового шума в таких системах.

2. Фазовая рандомизация в двухбарьерных гетероструктурах. Переход от квантового к полуклассическому описанию

Планарные $M_1M'I_2M$ структуры с зеркальным отражением электронов проводимости от диэлектрических слоев представляют собой редкий случай систем, в которых фейнмановское суммирование по всем электронным траекториям, соединяющим начальную точку в одном из M -электродов с конечной в другом M -слое, может быть выполнено сравнительно несложным образом. Предположим, что в единицу времени на единицу площади M_1 интерфейса падает N тождественных электронов. Для простоты ограничимся случаем нулевых температур и приближением свободных электронов, тогда электронные траектории в чистых металлических слоях будут представлять собой прямолинейные сегменты. Будем рассматривать только движение электрона в направлении z , перпендикулярном границам раздела, поскольку его перемещение в параллельной плоскости не может влиять на транспортные характеристики. Как и в работе [7], с результатами которой мы будем сравнивать наши расчеты, полагаем, что вероятности прохождения через барьеры не зависят от угла θ , который образует волновой вектор электрона с нормалью к барьеру.

Для фиксированного направления фермиевского волнового вектора \mathbf{k}_F в M -инжекторе существует бесконечное множество путей перехода из исходного электронного резервуара в конечный через $I_1M'I_2$ структуру с двумя барьерами и нормальной металлической прослойкой M' толщиной d . Простейший из них включает в себя прохождение электрона через два барьера с амплитудами t_1 и t_2 и набег фазы φ_θ при движении заряда между двумя барьерами, который представляет собой криволинейный интеграл вдоль соответствующей траектории l $\varphi_\theta^{(1)} = \int_l \mathbf{k}_F(\mathbf{r}, z) dz$; в частности, для чистого M' -слоя $\varphi_\theta^{(1)} = k_F d \cos \theta$. Более сложный путь — это два отражения от барьеров с амплитудами r_1 и r_2 и дополнительный набег фазы $\varphi_\theta^{(2)}$ вдоль траектории,

которая соответствует движению от I_1 к I_2 , затем назад от I_2 к I_1 и вновь к I_2 ; для чистого M' -слоя $\varphi_0^{(2)} = 3\varphi_0^{(1)}$. Третья возможность — четыре отражения от барьеров и дополнительный набег фазы $\varphi_0^{(3)}$, который в чистом случае равен $\varphi_0^{(3)} = 5\varphi_0^{(1)}$ и т.д. Полная амплитуда вероятности прохождения электрона через барьер будет представлять собой сумму всех амплитуд вероятностей, которая для канала с определенным углом падения θ имеет вид

$$t(\theta) = t_1 \exp(i\varphi_0^{(1)})t_2 + t_1 r_2 r_1 \exp(i\varphi_0^{(2)})t_2 + t_1 r_2 r_1 r_2 r_1 \exp(i\varphi_0^{(3)})t_2 + \dots \quad (1)$$

В чистом случае эта сумма легко вычисляется и $t(\theta) = t_1 \exp(ik_F d \cos \theta)t_2 / (1 - r_1 r_2 \exp(2ik_F d \cos \theta))$. Вероятность электронного туннелирования $D(\theta) = |t(\theta)|^2$ определяет согласно формуле Ландауэра [8] полную проводимость $M_1 M' I_2 M$ гетероструктуры, которая пропорциональна сумме вероятностей перехода электронов из одного электрода в другой $G = (e^2/h) \sum_i D_i$, где суммирование производится по всем поперечным модам на уровне Ферми. Заметим, что, если M' -слой неоднороден, то вероятность прохождения сквозь $I_1 M' I_2$ барьер будет, вообще говоря, разной для разных электронов. Вероятности их туннелирования будут совпадать только в случае бездефектной M' -прослойки фиксированной толщины, когда

$$D(\theta) = T_1 T_2 / [1 - 2 \operatorname{Re}(r_1 r_2 \exp(2ik_F d \cos \theta)) + R_1 R_2],$$

где $T_1 = |t_1|^2$, $R_1 = |r_1|^2 = 1 - T_1$, $T_2 = |t_2|^2$ и $R_2 = |r_2|^2 = 1 - T_2$. Это выражение для чистой двухбарьерной гетероструктуры было получено ранее Буттикером [9].

Однако нас будет интересовать противоположный предел, когда внутри M' слоя имеется большое число хаотически расположенных примесей, с которыми электрон сталкивается упругим образом, меняя направление движения, но сохраняя $|\mathbf{k}_F|$. В этом случае для одного из электронов имеем

$$D(\theta) = T_1 T_2 \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \left[(R_1 R_2)^m + 2 \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{m-1} (r_1 r_2)^{m-n} (R_1 R_2)^n \exp(i\varphi_0^{(m)} - i\varphi_0^{(n)}) \right] \right\}. \quad (2)$$

При усреднении по всем туннелирующим электронам возникнет сильный разброс набегов фаз из-за существенной неоднородности пленки, и все слагаемые с экспоненциальными множителями обратятся в нуль, взаимно компенсируя друг друга, причем оставшаяся сумма представляет собой геометрическую прогрессию. Окончательный результат для проводимости G двухбарьерного туннельного перехода с «грязной» промежуточной M' -прослойкой, как и следовало ожидать, не зависит от угла падения θ и равен

$$G = G_0 \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} = G_0 \frac{T_1 T_2}{T_1 + T_2 - T_1 T_2} \quad (3)$$

(G_0 — проводимость той же структуры, когда $T_1 = T_2 = 1$), что в точности совпадает с результатом работы [7], полученным для двухбарьерной гетероструктуры в рамках полуклассического приближения. Сравнивая формулы (2) и (3), видно, что полуклассическое приближение в теории электронного транспорта через твердотельные стохастические системы является результатом полной потери фазовой памяти у электрона, хотя его движение вдоль каждой отдельной траектории является чисто квантовым.

Вычислим таким же образом спектральную плотность дробового шума S $M_1 M' I_2 M$ перехода, которая определяется формулой $S = S_0 \sum_i D_i (1 - D_i)$ [8], где $S_0 = 2e^3 |V| / h$, V — приложенное напряжение. Сумма $\sum_i D_i$ для двухбарьерного перехода с «грязной» M' -прослойкой была вычислена выше. Рассчитаем теперь сумму квадратов вероятностей перехода электронов из одного электрода в другой. Для одного из туннелирующих электронов имеем

$$D^2(\theta) = T_1^2 T_2^2 \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \left[(m+1)^2 (R_1 R_2)^m + 2 \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{m-1} (m+1)(n+1)(r_1 r_2)^{m-n} (R_1 R_2)^n \exp(i\varphi_0^{(m)} - i\varphi_0^{(n)}) \right] \right\}. \quad (4)$$

Усредняя по всевозможным пространственным траекториям, мы получим

$$S = S_0 \left\{ T_1 T_2 \sum_{m=0}^{\infty} (R_1 R_2)^m - (T_1 T_2)^2 \sum_{m=0}^{\infty} (m+1)^2 (R_1 R_2)^m \right\}. \quad (5)$$

Окончательно находим, что

$$S = S_0 \left[\frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} - \frac{(T_1 T_2)^2 (1 + R_1 R_2)}{(1 - R_1 R_2)^3} \right] = S_P \frac{T_1^2 (1 - T_2) + T_2^2 (1 - T_1)}{(T_1 + T_2 - T_1 T_2)^2}. \quad (6)$$

В соотношении (6) $S_P = 2e|V|G$ — спектральная плотность дробового шума, вычисленная в предположении, что электронный транспорт через рассматриваемую гетероструктуру подчиняется распределению Пуассона. Полученное выражение совпадает с формулой (17) работы [7], однако его вывод, как и вывод соотношения (3), оказывается в соответствии с утверждениями работы [6] более простым и физически наглядным, если стартовать не с уравнения Больцмана [7], а использовать чисто квантовый подход, в котором амплитуды вероятности отдельных процессов заменены на соответствующие вероятности.

3. Эффект декогеренции в двухбарьерных гетероструктурах со сверхпроводящим электродом. Переход от квантового к классическому описанию

Рассмотрим теперь ту же $M_1M'I_2M$ структуру со сбоем квантово-механической фазы, который возникает внутри M' -прослойки вследствие неупругих взаимодействий электронов с бозонными возбуждениями. Интенсивность такого процесса можно охарактеризовать с помощью феноменологического параметра ζ , который определяет для туннелирующего электрона вероятность того, что он полностью потеряет фазовую память после прохождения через M' -слой [9]. Два предельных случая являются очевидными: если $\zeta = 0$, то электрон проходит через гетероструктуру фазово-когерентным образом, его проводимость является, как следует из приведенной выше формулы для $D(\theta)$, осциллирующей функцией толщины d ; если $\zeta = 1$, то после неупругого взаимодействия в M' -слое электрон утрачивает всякую память о предыдущем квантовом состоянии, и сопротивление двухбарьерной $M_1M'I_2M$ системы в соответствии с классическим законом Ома представляет собой сумму сопротивлений двух переходов M_1M' и $M'I_2M$. В промежуточных случаях параметр $\zeta(\theta) = 1 - \exp(-d/(l_{in} \cos \theta))$, где l_{in} — неупругая длина свободного пробега электрона [10]. Однако проверить теорию в таком виде крайне сложно, поскольку для этого требуются наноразмерные металлические M' -слои с идеальными плоскими и параллельными друг другу поверхностями. В работе [10] было предложено заменить нормальный (N) электрод двухбарьерной структуры на сверхпроводящий (S) и наблюдать за положением его энергетической щели в зависимости дифференциальной проводимости $Ni_1N'I_2S$ структур от напряжения $G(V)$, которое будет определяться значением параметра ζ . В настоящей работе предложено дополнительно к $G(V)$ измерять еще и зависимость спектральной плотности дробового шума от напряжения $S(V)$. В контактах со сверхпроводником, помимо обычного отражения электронных (e) и дырочных (h) возбуждений от барьеров с амплитудами $r_1^{(e,h)}$ и $r_2^{(e,h)}$, наблюдаются еще и андреевские рассеяния электрона в дырку r_{eh} и обратно r_{he} с амплитудами вероятности

$$r_{eh(he)} = r(\varepsilon) \exp(\mp i\Phi), \quad r(\varepsilon) = \frac{(\varepsilon + i\delta) - \sqrt{(\varepsilon + i\delta)^2 - \Delta^2}}{\Delta}, \quad (7)$$

Δ и Φ — модуль и фаза сверхпроводящего параметра порядка, δ — бесконечно малая положительная добавка, для $\varepsilon < \Delta$ $r(E) = \exp(-i \arccos(\varepsilon/\Delta))$ (подробнее см., например, [10]). В наших расчетах мы полагаем δ конечной величиной $\delta = 0,01\Delta$ (как это было сделано впервые в работе [11]) для того, чтобы феноменологически учесть процессы неупругого рассеяния квазичастиц в самом сверхпроводнике, которые при-

водят к тому, что их время жизни становится конечным, вследствие чего экспериментально наблюдаемые особенности в окрестности Δ размываются. Что касается эффекта декогеренции, то мы будем рассматривать его в рамках модельного подхода Буттикера [9], который основан на введении фиктивного (имитирующего эффект неупругих столкновений) резервуара, который полностью «стирает» память о фазе электрона в том случае, когда последний попадает в него. Если к $Ni_1N'I_2S$ системе приложено напряжение V , то электрический потенциал, который должен был бы возникнуть на таком резервуаре, может быть найден из условия равенства средних значений входящих и выходящих из него токов. Дальнейшие вычисления транспортных характеристик могут быть выполнены с помощью формально соответствующих квантово-механических соотношений для трехзондовой мезоскопической гетероструктуры (для вольт-амперных характеристик они приведены в [10], а для дробового шума в [12]).

Далее в качестве примера проанализируем дробовой шум для $Ni_1N'I_2S$ перехода с одинаковыми и сравнительно низкими потенциальными барьерами и очень тонкой N' -прослойкой. При этом будем рассматривать сверхпроводник с s -волновым спариванием, для которого фаза Φ не зависит от угла θ , и поэтому ее можно считать равной нулю. Результаты соответствующих расчетов нормированной дифференциальной проводимости, отношения $G(V)$ в сверхпроводящем и нормальном состояниях, и фактора Фано $F(V) = S(V)/S_P(V)$, который представляет собой отношение спектральной плотности дробового шума рассматриваемой гетероструктуры к пуассоновскому шуму, показаны на рис. 1.

Обсудим вначале фазово-когерентный случай, когда $l_{in} \rightarrow \infty$. Для прозрачностей барьеров $T_1 = T_2 = 0,5$

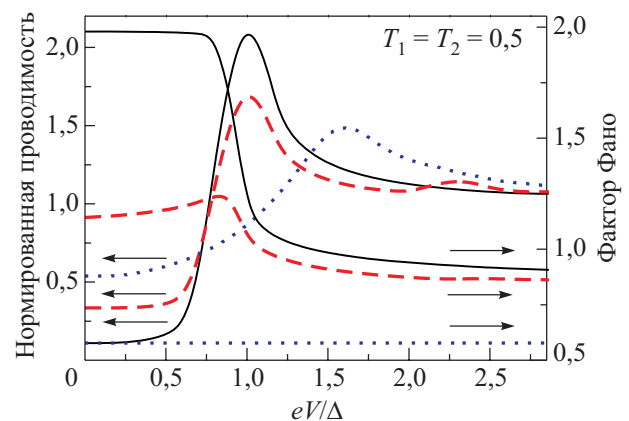


Рис. 1. Влияние декогеренции на нормированную на нормальное состояние дифференциальную проводимость $G_S(V)/G_N(V)$ и фактор Фано $F(V)$ $Ni_1N'I_2S$ структуры с прозрачностями барьеров $T_1 = T_2 = 0,5$. Сплошные линии соответствуют отношению $d/l_{in} = 0$, штриховые линии — $d/l_{in} = 0,1$, точечные линии — $d \gg l_{in}$. Температура равна нулю, e — элементарный электрический заряд.

вероятность одновременного прохождения двух электронов через $N_1N'I_2S$ структуру достаточно велика, поэтому в отличие от туннельных переходов с $D \ll 1$ проводимость $G_S(V)$ в сверхпроводящем состоянии отлична от нуля при напряжениях $V < \Delta/e$. Соответственно, в этой области значение фактора Фано близко к двум, что соответствует одновременному прохождению двух электронов через $I_1N'I_2$ прослойку. При $V > \Delta/e$ он стремится к постоянному значению, которое можно легко оценить в случае одномерного транспорта. Действительно, согласно определению дробового шума $F(V \gg \Delta/e) = 1 - D$, где D — вероятность прохождения электрона сквозь $I_1N'I_2$ прослойку, которая для когерентного транспорта равна согласно формуле (3) $D = T_1T_2 / (T_1 + T_2 - T_1T_2) = 0,33$. При $V \gg \Delta/e$ нормированная проводимость, которая демонстрирует максимум при $V = \Delta/e$, стремится к единице. По мере уменьшения длины l_{in} в зависимости проводимости от напряжения появляется второй пик (рис. 1, штриховая линия). Когерентность прохождения электронных пар при $V < \Delta/e$ разрушается и, соответственно, уменьшается величина $F(V < \Delta/e)$. После полного разрушения фазовой когерентности в промежуточном N' -слое (точные кривые) $N_1N'I_2S$ структура превращается в два последовательно соединенных туннельных перехода — N_1N' контакт с не зависящим от V сопротивлением, определяемым прозрачностью барьера I_1 , и $N'I_2S$ переход. Наличие последовательно соединенного сопротивления приводит к тому, что напряжение, соответствующее максимуму нормированной проводимости, теперь заметно превышает величину Δ/e . Кроме того, в пределе $l_{in} \rightarrow 0$ движение электронов становится некоррелированным, поэтому фактор Фано постоянен и совпадает в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

Таким образом, совместные измерения дифференциальной проводимости и спектральной плотности дробового шума могут дать достаточно полную информацию о характере движения носителей тока через мезоскопическую гетероструктуру.

4. Заключение

Разрушение когерентного состояния в мезоскопических гетероструктурах может происходить как в результате упругого рассеяния на дефектах, так и при неупругом взаимодействии с внешними степенями свободы (декогеренция). В соответствии с результатами [6] расчет соответствующих транспортных характеристик является более эффективным и физически наглядным, если исходить из фазово-когерентного квантового описания. На примере двухбарьерной NIN' системы показано, что в случае упругого рассеяния на дефектах в N' -прослойке квантовое описание электронного транспорта эквивалентно полуклассическому подходу, в котором вместо квантовых амплитуд веро-

ятностей фигурируют сами вероятности отдельных событий. Для исследования влияния декогеренции на туннельные характеристики двухбарьерной системы удобно использовать NIN' IS структуры со сверхпроводящим электродом. При этом совместные измерения дифференциальной проводимости и дробового шума позволят получить информацию как о степени декогеренции электронных состояний в нормальной N' -прослойке, так и о ее природе. Выполненные нами ранее эксперименты [13] с точечными контактами, образованными серебром и высокотемпературными сверхпроводящими купратами, показали, что в таких системах температура окружающей среды может быть эффективным параметром, контролирующим процессы декогеренции.

1. M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, and A. Zeilinger, *Nature* **401**, 680 (1999).
2. J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, and J.E. Lukens, *Nature* **406**, 43 (2000).
3. R.P. Feynman and A.R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*, McGraw-Hill Book Company, New York (1965) [Р. Фейнман, А. Хибс, *Квантовая механика и интегралы по траекториям*, Мир, Москва (1968)].
4. W.H. Zurek, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 715 (2003).
5. V. D'Auria, N. Lee, T. Amri, C. Fabre, and J. Laurat, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 050504 (2011).
6. M. Gu, K. Wiesner, E. Rieper, and V. Vedral, *arXiv:1102.1994 (2011)*, неопубликовано.
7. M.J.M. de Jong and C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev.* **B51**, 16867 (1995).
8. Ya.M. Blanter and M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
9. M. Büttiker, *IBM J. Res. Develop.* **32**, 63 (1988).
10. M. Belogolovskii, *Phys. Rev.* **B67**, 100503(R) (2003).
11. R.C. Dynes, V. Narayanamurti, and J.P. Garno, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1509 (1978).
12. M.P. Anantram and S. Datta, *Phys. Rev.* **B53**, 16390 (1996).
13. M. Belogolovskii, Yu. Revenko, V. Svistunov, M. Grajcar, and P. Seidel, *Physica* **C367**, 218 (2002).

Transport characteristics of mesoscopic tunnel structures: transition from quantum to classical limit

V.M. Svistunov, I.V. Boylo, and M.A. Belogolovskii

Two possible mechanisms of partial or complete loss of information encoded in the quantum-mechanical phase of an electron moving in a stochastic solid-state structure are considered. The first one is the phase randomization of electronic characteristics (e.g. due to elastic scatterings of carriers by defects in thin metal layers) and the second one appears due to inelastic interactions of carriers with external degrees of freedom. The double-barrier heterostructure taken,

as an example shows that in the first case, the quantum description reduces to a semi-classical approach, in which the probability amplitudes are replaced by corresponding probabilities of some events, and the second case corresponds to the transition to the classical charge-transport theory. The effect of decoherence on differential conductance and shot noise in double-barrier systems with a superconducting electrode is calculated, and their changes caused by the

transition from quantum to classical incoherent regime of electron transport are analyzed.

PACS: **73.23.-b** Electronic transport in mesoscopic systems;
73.21.Ac Multilayers;
03.65.Yz Decoherence; open systems;
03.65.Nk Scattering theory.

Keywords: mesoscopic multilayered structures, charge transport, tunneling into superconductors, decoherence.