

PACS: 72.20.Dp, 73.23.-b, 73.20.Hb, 73.40.Rw

М.А. Белоголовский

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОЗРАЧНОСТЕЙ СИЛЬНО СЖАТЫХ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ СЛОЕВ ДИЭЛЕКТРИКА

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 3 июля 2013 года

*Теоретически изучены особенности электронного туннелирования через неупорядоченные наноразмерные слои диэлектрика. Получены аналитические выражения для транспортных характеристик контактов металл–изолятор–металл с неоднородной диэлектрической прослойкой и универсальные соотношения, описывающие распределение вероятностей прохождения заряда через разупорядоченную систему потенциальных барьеров. Проанализированы два предельных случая: узкие и высокие барьеры с резкими границами и сравнительно широкие и низкие барьеры, описываемые квазиклассическим приближением. Предсказаны изменения функции распределения прозрачностей аморфного диэлектрического слоя под действием высоких давлений.*

**Ключевые слова:** разупорядоченные слои диэлектрика, электронное туннелирование, потенциальные барьеры, высокие давления

*Теоретично вивчено особливості електронного тунелювання через невпорядковані нанорозмірні шари діелектрика. Отримано аналітичні вирази для транспортних характеристик контактів метал–ізолятор–метал з неоднорідним діелектричним прошарком та універсальні співвідношення, що описують розподіл ймовірностей проходження заряду через розупорядковану систему потенціальних бар'єрів. Проаналізовано два граничних випадки: вузькі й високі бар'єри з різкими границями та порівняно широкі й низькі бар'єри, які описуються квазікласичним наближенням. Передбачено зміни функції розподілу прозоростей аморфного діелектричного шару під дією високих тисків.*

**Ключові слова:** разупорядковані шари діелектрика, електронне тунелювання, потенціальні бар'єри, високі тиски

### 1. Введение

Эффект электронного туннелирования сквозь классически запрещенную область относится к числу наиболее фундаментальных явлений физики твердых тел и составляет основу таких устройств, как туннельные диоды, переходы Джозефсона, магниторезистивные элементы памяти и пр. Теоре-

тический анализ работы подобных устройств обычно базируется на предположении о том, что диэлектрическая прослойка, сквозь которую туннелируют носители тока, является очень тонкой и ее влияние на туннельный ток может быть описано введением двух параметров – толщины и высоты потенциального барьера. Однако такой подход имеет ряд недостатков, основной из которых заключается в том, что барьерный слой может быть пространственно-неоднородным вследствие, например, андерсоновской локализации электронных состояний либо наличия положительно заряженных кислородных вакансий, если речь идет об оксидах.

В этом случае возникает вопрос о физической природе зарядового транспорта сквозь неупорядоченные слои диэлектрика, который имеет к тому же важное практическое значение. Его решение, в частности, необходимо для дальнейшего развития полупроводниковой элементной базы [1,2]. Действительно, электрический заряд в инверсионном канале полевого транзистора металл–диэлектрик–полупроводник пропорционален электрической емкости, образуемой затвором, подзатворным диэлектриком и кремниевой подложкой. Повышение информационной емкости микросхем осуществляется по правилам масштабирования, согласно которым сокращение длины канала должно сопровождаться увеличением электрической емкости подзатворного диэлектрика за счет уменьшения его толщины. В первых кремниевых транзисторах использовался термический оксид кремния, и его толщина составляла примерно 100 nm. При проектной норме 65 nm подзатворный оксид имеет толщину 1.0–1.2 nm. Планируемое уменьшение размеров транзистора означает дальнейший рост емкости затвора. Однако на этом пути возникает естественный предел – недопустимо большие токи утечки. Решить проблему можно только заменой оксида кремния на диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  [3].

Одним из наиболее перспективных материалов в этом плане является оксид алюминия  $Al_2O_3$  ( $\epsilon \approx 10$ ) [4,5]. Среди различных полиморфных форм  $Al_2O_3$  наиболее распространенной и широко используемой является кристаллический  $\alpha-Al_2O_3$  (корунд). Однако для него, как и для других подобных материалов, возникает указанная выше проблема аномально-высоких токов утечки через сверхтонкую пленку подзатворного диэлектрика. Происхождение токов утечки обычно объясняют тем, что проводимость осуществляется по дефектным центрам, причем основной тип собственных дефектов в оксидах – это кислородные вакансии, которые являются центрами локализации и для электронов, и для дырок [6]. Таким образом, в неупорядоченных оксидных пленках существует несколько типов хаотически расположенных локализованных состояний, которые существенным образом влияют на зарядовый транспорт. Вероятность прохождения электронов сквозь такие структуры описывается функцией распределения, которая в «грязном» пределе может быть универсальной, т.е. не зависящей от микроскопических параметров конкретного объекта (размера, формы, концентрации носителей и пр.) и со-

держашей только ограниченное число макроскопических параметров. Задача данной работы заключалась в выяснении физического смысла предложенных ранее универсальных распределений, границ их применимости и возможности проверки соответствующих аналитических зависимостей с помощью высоких давлений.

## 2. Квантовый транспорт через наноразмерные слои изолятора

Если химический потенциал гетероструктуры металл–изолятор–металл попадает в область запрещенных в диэлектрике энергий, тогда волновая функция электрона затухает внутри него. Рассмотрим одномерную систему, образованную двумя одинаковыми металлическими пленками с фермиевскими волновыми векторами  $k_F$  и изолирующим слоем толщиной  $d$  между ними, и ограничимся простейшим приближением прямоугольного потенциального барьера высотой  $U_0$ . Его прозрачность, т.е. вероятность туннелирования электрона сквозь барьер, определяется соотношением [7]:

$$D = \left[ 1 + \left( k_F^2 + \kappa^2 \right)^2 \text{sh}^2 \kappa d / \left( 4k_F^2 \kappa^2 \right) \right]^{-1}, \text{ где } \kappa = \sqrt{2m(U_0 - \varepsilon)} / \hbar \text{ задает харак-}$$

терную глубину затухания волновой функции электрона  $\kappa^{-1}$ ; энергия туннелирующего электрона  $\varepsilon$ , как и  $U_0$ , отсчитывается от уровня Ферми  $E_F$ . Для

сверхтонких слоев, когда  $\kappa d \ll 1$ ,  $D = \left[ 1 + \left( k_F^2 + \kappa^2 \right)^2 d^2 / \left( 4k_F^2 \right) \right]^{-1}$ . Если  $\kappa$

тому же толщина  $d$  меньше фермиевской длины волны электрона, тогда параметр  $\kappa$  велик по сравнению с  $k_F$ , и мы получим, что

$$D = \left[ 1 + \kappa^4 d^2 / \left( 4k_F^2 \right) \right]^{-1}. \text{ В том случае, когда область энергий } \varepsilon \text{ мала по срав-}$$

$$\text{нению с } U_0, \text{ имеем } D = \left[ 1 + \left( mU_0 d / \left( \hbar^2 k_F \right) \right)^2 \right]^{-1}.$$

В трехмерном случае для сверхтонких диэлектрических слоев удобно ввести безразмерный параметр [8]:

$$Z = U_0 d / (\hbar v_F) = \int_0^d U(x) dx / (\hbar v_F), \quad (1)$$

где  $v_F = \hbar k_F / m$ . Сшивая волновые функции на границе нормального металла и диэлектрика, находим амплитуды вероятностей отражения электронов (e) и дырок (h), а также амплитуды вероятностей прохождения квазичастиц сквозь границу [9]:  $r^e(\mathbf{k}) = (r^h(\mathbf{k}))^* = -Z / (Z - i \cos \theta)$ ,  $t^e(\mathbf{k}) = (t^h(\mathbf{k}))^* = -i \cos \theta / (Z - i \cos \theta)$ .

Из выражения для  $t^e(\mathbf{k})$  следует, что в трехмерном случае прозрачность барьера для электронов, падающих на него под углом  $\theta$ , составляет

$$D(\mathbf{k}) = \left| t^e(\mathbf{k}) \right|^2 = \cos^2 \theta / \left( Z^2 + \cos^2 \theta \right).$$

Если интерфейс состоит из большого числа центров рассеяния, на каждом из которых электрон рассеивается упругим образом, и эти центры расположены хаотическим образом, то такой переходной слой уже не может быть описан единственным параметром  $Z$ . Поскольку рассеяние на каждом центре происходит случайным образом, то каждый канал прохождения заряда сквозь барьер будет определяться своим путем  $d$  внутри классически запрещенной области и своим углом  $\theta$ . В таком случае канал можно рассматривать как отдельную одномерную задачу с фиксированным параметром  $\tilde{Z}$ , и соответствующая локальная прозрачность будет  $D(\tilde{Z}) = 1/(1 + \tilde{Z}^2)$ . Предположим, что разброс величин  $\tilde{Z}$  столь велик, что этот параметр равномерно распределен от нуля до бесконечности, т.е. функция распределения прозрачностей имеет вид

$$\rho(Z) = 2\hbar\bar{G} / e^2. \quad (2)$$

В соотношении (2) мы опустили тильду над  $Z$ ;  $\bar{G} = 2e^2 \int_0^\infty \rho(Z)D(Z)dZ / h$  – макроскопическая экспериментально измеряемая проводимость гетероструктуры. Переход от распределения  $\rho(Z)$  к  $\rho(D)$  дает следующий результат:

$$\rho_1(D) = \frac{\hbar\bar{G}}{e^2} \frac{1}{D^{3/2}(1-D)^{1/2}}, \quad (3)$$

известный из работы [10], где была рассчитана функция распределения  $\rho(D)$  для «грязного» интерфейса очень малой толщины. На самом же деле формула (3) имеет гораздо большую область применимости, чем это предполагалось в [10]. Во всех случаях, когда прозрачность барьера имеет вид лоренциана с единственным параметром, равномерно распределенным в достаточно широком интервале, соотношение (3) будет справедливым.

Заметим, что полученный нами результат (3) соответствует приближению резких границ, когда существенные изменения высоты потенциального барьера происходят на расстояниях, намного меньших де-бройлевской длины волны электрона  $\lambda_F = 2\pi/k_F$  в металлических электродах и глубины затухания волновой функции электрона  $\kappa^{-1}$  внутри барьера.

Противоположным пределом является квазиклассический подход, соответствующий сравнительно небольшим и довольно протяженным потенциальным барьерам  $U(x)$ . В этом случае предэкспоненциальный множитель в формуле  $D = \left[ 1 + \left( k_F^2 + \kappa^2 \right)^2 \text{sh}^2 \kappa d / \left( 4k_F^2 \kappa^2 \right) \right]^{-1}$  становится равным единице, как результат непрерывности функции  $U(x)$  в окрестности точки поворота [7]. Фактически условие квазиклассичности означает, что основные параметры волновой функции в окрестности точки поворота не меняются, а происходит лишь переход от бегущей волны к затухающей. Поэтому окончательный результат для прозрачности  $D$  можно получить, положив  $k_F = \kappa$ :

$$D = \frac{1}{1 + \text{sh}^2(\kappa d)} = \frac{1}{\text{ch}^2(\kappa d)}. \quad (4)$$

По аналогии с выводом формулы (3) введем безразмерную величину  $Y = \kappa d$  и предположим, что она равномерно распределена в интервале от нуля до бесконечности. Тогда для функции распределения прозрачностей получим

$$\rho(Y) = \pi \hbar \bar{G} / e^2. \quad (5)$$

Переход от  $\rho(Y)$  к  $\rho(D)$  дает

$$\rho_2(D) = \frac{\pi \hbar \bar{G}}{2e^2} \frac{1}{D(1-D)^{1/2}}. \quad (6)$$

Этот результат был получен в работе Дорохова [11] при исследовании локализации одноэлектронных состояний в системе из  $N$  связанных неупорядоченных цепочек и использовался впоследствии для расчета проводимости грязных проводников [12]. Из предыдущего ясно, что область применимости формулы (6), как и (3), гораздо шире. Далее она будет использована для анализа коэффициента прохождения сквозь разупорядоченную систему, состоящую из большого числа квазиклассических потенциальных барьеров.

Для сравнения на рис. 1 приведены две функции  $\rho_1(D)$  и  $\rho_2(D)$ , которые представляют собой типичные бимодальные функции распределения с максимумами при  $D = 0$  и  $D = 1$ . Основное отличие между ними обнаруживается в области  $D < 0.2$ , которая, впрочем, вносит небольшой вклад в транспортные характеристики разупорядоченных барьеров, поскольку они пропорциональны, по крайней мере, первой степени прозрачности  $D$ .

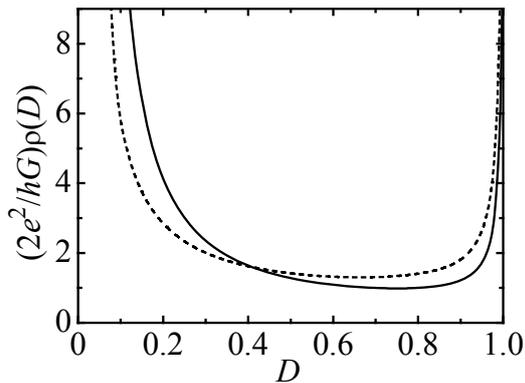


Рис. 1. Сравнение функций распределения вероятностей прохождения электронов через барьер с резкими границами (3) ( $\rho_1(D)$  — —) и в квазиклассическом приближении (6) ( $\rho_2(D)$  — ···)

### 3. Роль высоких давлений

Сверхтонкие пленки изолятора (I), полученные стандартным термическим путем, представляют собой сильно разупорядоченные системы в аморфном состоянии. Высокие давления позволяют управлять проводимостью подобных наноструктурированных слоев, заключенных между двумя металлическими обкладками. Под воздействием всестороннего сжатия происходит компактирование материала, в результате чего границы внутренних

потенциальных барьеров, определяющих движение электронов сквозь диэлектрические слои, становятся более резкими. Таким образом, следует ожидать, что в исходном состоянии распределение вероятностей перехода электрона из одного электрода в другой будет описываться функцией  $\rho_2(D)$ , а после воздействия всестороннего сжатия – функцией  $\rho_1(D)$ . Обсудим теперь, какие эксперименты могут служить проверкой данного утверждения, какова величина ожидаемого эффекта и какую дополнительную информацию можно получить из таких измерений.

Наилучшим способом проверки справедливости универсальных соотношений (3) и (6) были бы экспериментальные данные без использования подгоночных параметров. В этом плане наиболее перспективными представляются трехслойные структуры металл–изолятор–металл, имеющие, по крайней мере, одну сверхпроводящую (S) обкладку, поскольку деление полученных для них вольт-амперных характеристик  $I(V)$  на соответствующие результаты в нормальном (N) состоянии позволяет избавиться от единственного неизвестного параметра  $\bar{G}$ .

При исследовании зарядового транспорта в слоистых системах с достаточно высокой прозрачностью N/S-интерфейса принципиальную роль играет специфическое отражение на N/S-границе электронного возбуждения в дырочное (и наоборот), которое обычно называют андреевским. Если, например, поток электронов идет из нормального в сверхпроводящий электрод, то электрон из N-слоя с волновым вектором  $\mathbf{k}^e = (k_x^e, \mathbf{k}_{\parallel})$ , энергией  $\varepsilon$  и спином  $s$  вместе с электроном с  $\mathbf{k}^{e'} = (-k_x^h, -\mathbf{k}_{\parallel})$ , энергией  $-\varepsilon$  и противоположным спином  $-s$  конденсируются в сверхпроводнике в куперовскую пару, оставляя в N-слое дырочное возбуждение с  $\mathbf{k}^h = (k_x^h, \mathbf{k}_{\parallel})$ , энергией  $\varepsilon$  и спином  $s$ . Таким образом, формально происходит рассеяние электронного состояния в дырочное с той же энергией, тем же спином и с несколько отличающимся по величине волновым вектором. Далее для простоты рассмотрим контакты двух металлов с идентичными электронными характеристиками в нормальном состоянии, т.е. с одинаковыми  $\mathbf{k}_F$ . Тогда сшивка соответствующих волновых функций на N/S-границе раздела дает следующее выражение для амплитуды андреевского отражения электронной квазичастицы в дырочное (и наоборот):

$$r_{\text{ch(he)}}(\mathbf{k}) = r(\mathbf{k}, \varepsilon) \exp(\mp i\Phi(\mathbf{k})) = \left[ \varepsilon + i\delta - \text{sign}(\varepsilon) \sqrt{(\varepsilon + i\delta)^2 - \Delta^2} \right] / \Delta, \quad (7)$$

где  $\delta$  – бесконечно малая положительная величина; волновая функция сверхпроводника имеет обычную  $s$ -симметрию.

Транспортные характеристики планарного N–I–S-перехода удобно рассчитывать, вводя дополнительную  $n$ -прослойку бесконечно малой толщины с теми же электронными характеристиками в нормальном состоянии, что и N-, и S-электроды. При этом обычно вычисляют вероятность не прохожде-

ния электрона через обсуждаемую систему, а его возврата в исходную точку в результате отражения от I–n-области. Имеются два типа таких отражений – в электронное  $R^{ee}$  и в дырочное  $R^{eh}$  состояния. Окончательно для N–I–n/S-гетероструктуры при нулевой температуре получим следующий результат для дифференциальной проводимости N–I–S-контакта:

$$G_{\text{NIS}}(V) = \frac{dI_{\text{NIS}}(V)}{dV} = \frac{2e^2}{h} \sum_i \left[ 1 - \left| R_{i,\sigma}^{ee}(\varepsilon = eV) \right|^2 + \left| R_{i,\sigma}^{eh}(\varepsilon = eV) \right|^2 \right], \quad (8)$$

где вероятность электронного туннелирования рассчитывается как разность между единицей и вероятностью возврата в исходную точку в виде электрона или дырки. Расчет искомых коэффициентов  $R^{eh}$  и  $R^{ee}$ , выполненный в работе [13], дает

$$R^{eh} = t^e r^{eh} t^h / \left( 1 - r'^h r^{he} r^{eh} r'^e \right) \text{ и } R^{ee} = r^e + t^e r^{he} r'^h r^{eh} t^e / \left( 1 - r'^h r^{he} r^{eh} r'^e \right). \quad (9)$$

В формулах (9)  $t^e$  и  $t^h$  – амплитуды прохождения через барьер I электрона и дырки соответственно;  $r'^e$  и  $r'^h$  – амплитуды отражения от барьера электрона и дырки, находящихся внутри вспомогательной n-прослойки;  $r^e$  – амплитуда отражения электрона, налетающего на барьер из N-электрода. Выпишем значения амплитуд прохождения и отражения для двух типов рассмотренных выше потенциальных барьеров. В случае резких границ, сшивая волновые функции на границе нормального металла и диэлектрика, находим соответствующие амплитуды вероятностей в одномерном приближении [13]:

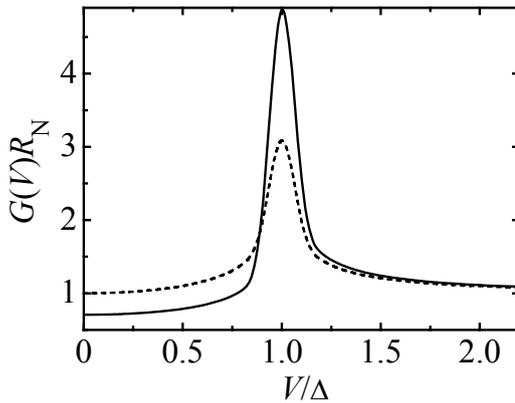
$$r^e = (r^h)^* = -Z / (Z - i), \quad t^e = (t^h)^* = i / (Z - i). \quad (10)$$

Соответствующие величины в квазиклассическом пределе имеют вид

$$t^e = t^h = \frac{1}{\text{ch}(\kappa d)}, \quad r^e = (r^h)^* = i \text{th}(\kappa d). \quad (11)$$

На рис. 2 приведены нормированные дифференциальные проводимости N–I–S-переходов с разупорядоченными I-прослойками рассмотренных двух типов. Сравнение измеренной кривой  $G(V)$  с теоретически предсказанными зависимостями (рис. 2) позволит выяснить структуру потенциального барьера между двумя металлическими N- и S-электродами.

Еще одним способом проверить справедливость универсальных функций распределения (3) и (6) могут быть измерения транспортных характеристик трехслойных S–I–S-переходов с двумя сверхпроводящими электродами. В этом случае необходимо сравнить отношение незатухающего  $I_S$  джозефсоновского тока в нуле напряжений к избыточному  $I_{\text{exc}}$  току, а именно постоянному сдвигу вольт-амперной кривой  $I(V)$  в сверхпроводящем состоянии по отношению к соответствующей нормальной характеристике при  $V \gg \Delta/e$  [8]. В том случае, когда барьер отсутствует, произведение  $I_S R_N = \pi \Delta / e$  [14], а



**Рис. 2.** Нормированные дифференциальные проводимости N–I–S-переходов для разупорядоченного барьера с резкими границами (3) ( $\rho_1(D)$  — —) и в квазиклассическом приближении (6) ( $\rho_2(D)$  — ---);  $R_N$  — сопротивление того же образца в нормальном состоянии

$I_{\text{exc}}R_N = 8\Delta/(3e)$  [8] (где  $R_N$  — сопротивление данной структуры в нормальном состоянии). Следовательно, отношение  $I_s/I_{\text{exc}} = 1.2$ . Рассчитаем теперь его значение для функций распределения  $\rho_1(D)$  и  $\rho_2(D)$ . Для этого воспользуемся общими соотношениями [14], которые определяют данные величины при температурах  $T \ll \Delta/k_B$ :

$$I_s(\varphi)R_N = \frac{\pi\Delta}{2e} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - D \sin^2(\varphi/2)}}, \quad I_{\text{exc}} = 2 \int_0^V [G_{\text{NIS}}(V') - G_{\text{NIN}}(V')] dV',$$

здесь  $\varphi$  — разность сверхпроводящих фаз в обкладках контакта; экспериментально измеряемое значение  $I_s$  соответствует максимуму зависимости  $I_s(\varphi)$ . После усреднения по  $D$  для распределения  $\rho_1(D)$  мы получим значения  $I_sR_N = 1.9\Delta/e$  и  $I_{\text{exc}}R_N = 1.1\Delta/e$ , а для  $\rho_2(D)$  — значения  $I_sR_N = 2.1\Delta/e$  и  $I_{\text{exc}}R_N = 1.5\Delta/e$ . Таким образом, искомое отношение в первом случае равно 1.7, а во втором — 1.4, т.е. его изменение под давлением составит примерно 20%.

#### 4. Заключение

В данной работе предложены два типа универсальных функций распределения прозрачностей разупорядоченной наноразмерной диэлектрической прослойки, которые соответствуют двум предельным случаям — резким и плавным границам. Заметим, что на самом деле полученные соотношения (3) и (6) имеют более широкую область применимости, поскольку их вывод основан не на физических предположениях, а на аналитической зависимости прозрачности слоя от его характеристик. В первом случае это лоренциан, а во втором — обратный квадрат гиперболического косинуса. Что касается лоренциана, то такая же зависимость возникает, например, в задачах об упругом туннелировании через трехмерную планарную двухбарьерную систему [15] или о влиянии неупругого рассеяния на туннелирование электрона через резонансное состояние [16]. Вторая зависимость  $D(Y) = \text{ch}^2 Y$  также не уникальна. Она появляется, например, в расчетах прозрачности упругого туннельного перехода электрона через резонансное состояние внутри диэлектрической прослойки, когда энергия электрона близка к энергии такого

состояния. При этом положение последнего (параметр  $Y$ ) является случайной равномерно распределенной величиной [17].

Контрольные эксперименты с использованием высоких давлений позволят проверить высказанные выше соображения. Они будут полезными для проектирования новых микроэлектронных устройств с заданными свойствами.

1. *A.I. Kingon, J.-P. Maria, S.K. Streiffer*, Nature **406**, 1032 (2000).
2. *M. Leskelä, K. Kukli, M. Ritala, J. Alloys Compd.* **418**, 27 (2006).
3. *J. Robertson*, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **28**, 265 (2004).
4. *T.V. Perevalov, O.E. Tereshenko, V.A. Gritsenko, V.A. Pustovarov, A.P. Yelisseyev, C. Park, J.H. Han, C. Lee*, J. Appl. Phys. **108**, 013501 (2010).
5. *C. Århammar, A. Pietzsch, N. Bock, N. Bock, E. Holmström, C.M. Araujo, J. Gråsjö, S. Zhao, S. Green, T. Peery, F. Hennies, S. Amerioun, A. Föhlisch, J. Schlappa, T. Schmitt, V.N. Strocov, G.A. Niklasson, D.C. Wallace, J.-E. Rubensson, B. Johansson, R. Ahuja*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, 6355 (2011).
6. *Т.В. Перевалов, А.В. Шапошников, В.А. Гриценко*, Известия Российского государственного педагогического университета им. А.Т. Герцена **11**, 164 (2009).
7. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, Квантовая механика. Нерелятивистская теория, Наука, Москва (1974).
8. *G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk*, Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982).
9. *M. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Kúš, A. Plecenik, Š. Benacka, P. Seidel*, Phys. Rev. **B59**, 9617 (1999).
10. *K.M. Schep, G.E.W. Bauer*, Phys. Rev. **B56**, 15860 (1997).
11. *О.Н. Дорохов*, Письма ЖЭТФ **36**, 259 (1982).
12. *Г.Б. Лесовик, И.А. Садовский*, УФН **181**, 1941 (2011).
13. *M. Belogolovskii*, Phys. Rev. **B67**, 100503 (2003).
14. *A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev*, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
15. *V. Lacquaniti, M. Belogolovskii, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso*, New J. Phys. **14**, 023025 (2012).
16. *A.D. Stone, P.A. Lee*, Phys. Rev. Lett. **54**, 1196 (1985).
17. *H. Knauer, J. Richter, P. Seidel*, Phys. Status Solidi **A44**, 303 (1977).

*M.A. Belogolovskii*

## DISTRIBUTION FUNCTION OF TRANSPARENCIES OF HIGHLY COMPRESSED DISORDERED DIELECTRIC LAYERS

Specific features of electron tunneling through disordered nanoscale dielectric layers are studied theoretically. Analytical expressions for transport characteristics of metal-insulator-metal contacts with an inhomogeneous dielectric layer as well as universal relations describing the distribution of the probability of the charge transfer across a disordered system of potential barriers are obtained. Two limiting cases, narrow and high barriers with abrupt boundaries and relatively broad and low barriers, which may be described by the quasiclassical approximation, have been analyzed. Although the two dis-

tribution functions are described by different analytical expressions, there is no qualitative difference between them since both functions are bimodal with a large number of strongly reflected “closed” channels, and at the same time a significant amount of “open” channels with the transmission coefficient near unity. To determine definitely the physical nature of the potential barriers, we propose to study Josephson superconductor-insulator-superconductor junctions and to extract two quantities from their current-voltage characteristic, namely, the critical supercurrent at zero voltage bias and the excess current, i.e., the constant shift of a superconducting current-voltage curve towards that measured in the normal state. Finally, high-pressure induced changes of the transparency distribution functions for an amorphous dielectric layer are foreseen.

**Keywords:** disordered dielectric layers, electron tunneling, potential barriers, high pressures

**Fig. 1.** Comparison of distribution functions of the electron transmission probability for a barrier with rigid boundaries (3) ( $\rho_1(D)$  – —) and in the quasiclassical approximation (6) ( $\rho_2(D)$  – ---)

**Fig. 2.** Normalized differential conductances of N–I–S junctions for a disordered barrier with rigid boundaries (3) ( $\rho_1(D)$  – —), and in the quasiclassical approximation (6) ( $\rho_2(D)$  – ---);  $R_N$  is the resistance of the same sample in the normal state