

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОДНОЧАСТИЧНОГО ТОКА В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ $S-I-N$ КОНТАКТЕ

В.Я. Кирпиченков, Н.В. Кирпиченкова, И.А. Вяткина

Южно-Российский государственный политехнический университет
(Новочеркасский политехнический институт) имени М.И. Платова
wkirpich@rambler.ru

Показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток в грязном $S-I-N$ контакте приводит к значительному недостатку одночастичного тока по сравнению с одночастичным током, рассчитанным для этого же контакта в рамках существующей сейчас теории для чистых $S-I-N$ контактов. Основываясь на численных оценках одночастичного тока, предложена принципиальная схема эксперимента по обнаружению эффекта недостатка одночастичного тока в грязных $S-I-N$ контактах.

Ключевые слова: неупорядоченные системы, квантовые резонансно-перколяционные траектории, квантовые закоротки, примеси, грязный $S-I-N$ контакт, одночастичный ток, туннельный кондактанс, мезоскопические флуктуации

1. Введение

Экспериментальным исследованиям низкотемпературных токов в $S-I-N$ -структурах посвящено достаточно большое количество работ, инициированных, главным образом, перспективами практического применения этих структур в качестве низкотемпературных термометров [1, 2], устройств электронного охлаждения [1, 3], чувствительных приемников электромагнитного излучения [4].

Среди экспериментальных работ последнего времени отметим работу [5], в которой, среди прочего, проведено многостороннее исследование низкотемпературных одночастичного и андреевского (двухчастичного) токов в $S-I-N$ -структурах и сравнение полученных экспериментальных результатов с немногочисленными известными теоретическими результатами, полученными для одночастичного тока в работе [6].

Авторами работы [5] констатируется, что обнаруженные в ней различия результатов эксперимента и существующей теории обусловлены, по-видимому, тем, что в существующей теории не учтены все факторы, существенно влияющие на проводимость $S-I-N$ -структур. В качестве одного из таких факторов ими отмечено возможное влияние на характеристики контактов процессов взаимодействия материалов контактов, однако, установить это экспериментально, не разрушая образец, не представляется возможным.

Итак, в результате процессов диффузии атомов из берегов $S-I-N$ -контакта, а также по каким-либо другим причинам, в оксидном I -слое контакта могут оказаться, хотя бы и в малых концентрациях, случайно распределенные по объему этого слоя немагнитные примеси, квазилокальные энергетические уровни которых находятся в ближайшей окрестности энергии Ферми контакта. В такой слабо

неупорядоченной системе примесей всегда имеются случайные квантовые закоротки [7], которые могут оказывать существенное влияние на одночастичный низкотемпературный ток, не учитываемое существующей теорией. Таким образом, как внутренняя логика развития квантовой теории неупорядоченных систем [8], так и современное состояние эксперимента, технологий изготовления и применения $S-I-N$ -контактов, актуализируют задачи теоретического исследования низкотемпературного квантового электронного транспорта в неупорядоченных (грязных) $S-I-N$ -контактах.

Здесь рассматривается только одночастичный ток в грязном $S-I-N$ -контакте, вклад которого в полный ток может быть не только теоретически, но и экспериментально выделен [5]. В существующей теории для чистых (без примесей в I -слое) контактов выражение для одночастичного тока, справедливое в области низких температур $0 \leq T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leq |eV| \ll \Delta_0$, имеет следующий вид [6]:

$$J(V, T) = \frac{G_n}{e} \sqrt{2\pi\Delta_0 T} e^{-\frac{\Delta_0}{T}} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right), \quad (1)$$

где G_n – линейный кондактанс контакта в нормальном ($N-I-N$) состоянии при $T = 0$.

2. Физическая модель грязного $S-I-N$ контакта

В области температур $0 \leq T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leq |eV| \ll \Delta_0$ рассматривается модель грязного $S-I-N$ -контакта [7], представляющего собой сэндвич из сверхпроводника и нормального металла, разделенных плоским тонким слоем изолятора толщиной L и площадью S с вкрапленными в него одинаковыми притягивающими электроны немагнитными примесями. Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал I -слоя равен $U_0 = \text{const} > \mu$ (μ – электронный химпотенциал контакта в равновесии), электроны в I -слое предполагаются невзаимодействующими как между собой, так и с другими квазичастицами, а их подбарьерное рассеяние на примесях – упругим. Энергия актуального для данной задачи однопримесного электронного уровня $\varepsilon_0 = \mu$, радиус локализации электронного состояния на нем $\alpha^{-1} = [2m_e(U_0 - \varepsilon_0)/\hbar^2]^{-1/2}$. По объему $V_i = LS$ неупорядоченного I -слоя распределены $N_i \gg 1$ примесей макроскопически однородно с плотностью $n = N_i/V_i$ ($c = n\alpha^{-3}$ – их безразмерная концентрация). В таком слабо неупорядоченном ($c \ll 1$) I -слое достаточно большой площади всегда имеются маловероятные флуктуации пространственного расположения примесей в виде уединенных слабоизвилистых квазиэквидистантных цепочек из $m = 1, 2, 3, \dots$ примесей, соединяющих противоположные берега контакта. В пространственно узких трубках вдоль этих цепочек сосредоточены квантовые резонансно-перколяционные траектории (КРПТ) электронов [9], с которыми ассоциированы узкие энергетические зоны резонансной туннельной прозрачности (тун-

нельные резонансы), энергетические ширины которых $\gamma_m \ll \varepsilon_0, \mu$, а коэффициенты упругого прохождения электронов вдоль этих цепочек $D_m \leq 1$, в отличие от экспоненциально малых коэффициентов прохождения вдоль других путей.

Такие уединенные квазипериодические цепочки примесей являются своеобразными случайными узкозонными квантовыми закоротками в слабо неупорядоченном I -слое, и, хотя вероятности их образования весьма малы, именно они в достаточно широких интервалах малых концентраций примесей определяют характер упругого низкотемпературного электронного транспорта в грязных M - I - M контактах ($M=N, S$), краткий обзор соответствующих работ приведен в [10]. Для электронов проводимости в N -береге контакта предполагается изотропный квадратичный закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m_e$, а S -берег контакта описывается моделью БКШ (Бардина-Купера-Шриффера).

Отметим два существенных аспекта рассматриваемой здесь модели случайных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I -слое [8, 9].

1. «Идеальная» m -примесная квантовая закоротка, имеющая наибольшую (при фиксированном значении m) энергетическую ширину ассоциированного с ней туннельного резонанса, представляет собой кратчайшую, строго периодическую цепочку из m примесей, соединяющую противоположные берега контакта. Однако очевидно, что вероятности реализации (статистические веса) таких идеальных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I -слое равны нулю. Как это количественно показано в [8, 9], вероятности реализации «реальных» квантовых закороток определяются совместным выполнением трех, упомянутых выше условий: квазиэквидистантности, слабой извилистости и уединенности цепочек примесей, соединяющих берега контакта. На качественном уровне смысл этих условий состоит в следующем. Условия квазиэквидистантности и слабой извилистости цепочек задают необходимую малость всех возможных вариаций положений примесей в реальной закоротке от их положений в идеальной, что, с одной стороны, сохраняет резонансные свойства квантовых закороток, а с другой – обеспечивает им ненулевой статистический вес. Условие уединенности обеспечивает отсутствие вблизи квантовой закоротки «посторонних» – не принадлежащих этой закоротке примесей, которые в противном случае, за счет «туннельного взаимодействия» с ближайшими примесями квантовой закоротки «разрушают» туннельный резонанс вдоль этой закоротки.

2. При $T = 0$ масштаб мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного контактанса G_n грязного контакта в нормальном состоянии определяется следующим соотношением [8]:

$$\delta \equiv \frac{\langle (G_n - \langle G_n \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle G_n \rangle} = \alpha^{-1} (cS)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2} \right], \quad (2)$$

здесь $\langle \dots \rangle$ – символ усреднения по ансамблю случайных примесных конфигураций $\Gamma_N = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N\}$, где \mathbf{r}_i ($i = 1, 2, \dots, N$) – случайные координаты примесей в I -слое.

Из требования $\delta \ll 1$ следует, что эти мезоскопические флуктуации «подавляются» при площади контакта S , удовлетворяющей соотношению:

$$\sqrt{S} \gg \alpha^{-1} c^{-\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2}\right]. \quad (3)$$

При выполнении (3), что и предполагается ниже, происходит реальное самоусреднение резонансного туннельного контактанса G_n , и следовательно, описание грязного туннельного контакта с квантовыми закоротками в I -слое на основе лишь среднего значения $G_n = \langle G_n \rangle$ является вполне адекватным.

3. Математическая модель одночастичного тока в грязном S - I - N контакте

Одночастичный ток, проходящий в грязном S - I - N -контакте через уединенную m -примесную квантовую закоротку с «шагом» u (безразмерное – в единицах α^{-1} – среднее расстояние между соседними примесями в квантовой закоротке), представим в виде, аналогичном [11]:

$$i^{(m)}(V, T, u) = \frac{4e}{\pi\hbar} \sum_{p,q} \left| T_{p,q}^{(m)}(u) \right|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} G_N^R(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \text{Im} G_S^R(\varepsilon, \mathbf{q}) \cdot [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)] d\varepsilon, \quad (4)$$

$$\text{где: } \text{Im} G_N^R(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \equiv \text{Im} G_N^R(\varepsilon + eV, \xi_p) = -\pi\delta(\varepsilon + eV - \xi_p), \quad (5)$$

$$\text{Im} G_S^R(\varepsilon, \mathbf{q}) \equiv \text{Im} G_S^R(\varepsilon, \xi_q) = -\pi(\varepsilon + \xi_q)\delta(\varepsilon^2 - \xi_q^2 - \Delta^2) \text{sign}(\varepsilon) \quad (6)$$

– мнимые части запаздывающих одночастичных функций Грина в N и S берегах контакта соответственно,

$$\xi_p = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} - \mu, \quad \text{sign}(x) = \begin{cases} -1, & x < 0, \\ +1, & x > 0, \end{cases}$$

$$n_F(\varepsilon, T) = \left(\varepsilon^{\frac{1}{T}} + 1 \right)^{-1} \quad \text{– фермиевская функция распределения,} \quad (7)$$

$T_{p,q}^{(m)}(u)$ – матричные элементы туннельного гамильтониана «виртуального» S - I - N -контакта с одной рассматриваемой квантовой закороткой:

$$\hat{H}^{(m)}(u) = \sum_{p,q,\sigma} T_{p,q}^{(m)}(u) \hat{a}_{p,\sigma}^+ \hat{b}_{q,\sigma} + h.c., \quad (8)$$

описывающего гибридизацию электронных состояний в различных берегах контакта, посредством туннелирования электронов через рассматриваемую квантовую закоротку, $\hat{a}_{p,\sigma}$, $\hat{b}_{q,\sigma}$ – операторы уничтожения электронов в N и S берегах контакта, σ – проекция спина электрона.

Переходя в (4) от сумм по \mathbf{p}, \mathbf{q} к интегрированию по ξ_p, ξ_q и вычисляя эти интегралы, получаем:

$$i_m(V, T, u) = \frac{4\pi e}{\hbar} v_1(0)v_2(0) \int_{|\varepsilon| > \Delta} |T^{(m)}(\varepsilon, u)|^2 \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} \cdot [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)] d\varepsilon, \quad (9)$$

где: $v_1(0), v_2(0)$ – одночастичные плотности электронных состояний на уровне Ферми в берегах контакта, находящегося в нормальном состоянии,

$$|T^{(m)}(\varepsilon, u)|^2 \equiv |T^{(m)}(\varepsilon, \varepsilon; u)|^2 \sim D_m^{res}(\varepsilon, u) \quad (10)$$

– усредненный по направлениям импульсов \mathbf{p}, \mathbf{q} (и поэтому зависящий только от сохраняющейся при упругом туннелировании полной энергии ε туннелирующей квазичастицы) квадрат диагонального по ε матричного элемента туннельного гамильтониана (8), пропорциональный усредненному подобным же образом коэффициенту упругого прохождения квантовой закоротки для этих квазичастиц, полученному в [7]:

$$D_m^{res}(\varepsilon, u) \sim \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma_m^2(u)}\right], \quad (11)$$

$$\gamma_m(u) = 4(U_0 - \varepsilon_0)u^{-1}e^{-u}, \quad (12)$$

– энергетическая ширина туннельного резонанса, ассоциированного с квантовой закороткой.

Таким образом, с учетом (11) формулу (10) перепишем в виде равенства

$$|T^{(m)}(\varepsilon, u)|^2 = |T_0^{(m)}|^2 \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma_m^2(u)}\right], \quad (13)$$

где неизвестный параметр $|T_0^{(m)}|^2$ в соответствии с методом туннельного гамильтониана выражается ниже через линейный ($|eV| \ll \gamma_m(u)$) туннельный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$. Для получения этой связи в формуле (4) сделаем замену: $\text{Im}G_S^R(\varepsilon, \mathbf{q}) \rightarrow \text{Im}G_N^R(\varepsilon, \mathbf{q})$ и вычислим ток через квантовую закоротку, после чего находим искомую связь:

$$|T_0^{(m)}|^2 = \frac{\hbar}{4\pi e^2 v_1(0)v_2(0)} g_m(T = 0), \quad (14)$$

где [10]:

$$g_m(T=0) = \frac{(U_0 - \varepsilon_0)\varepsilon_0}{2\pi^4 U_0^2} \left(\frac{e^2}{2\pi\hbar} \right) \quad (15)$$

– линейный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$.

Вычисляя интеграл (9) с учетом соотношений (13), (14), получаем формулу для одночастичного тока через квантовую закоротку в S - I - N -контакте при $0 \leq T \ll \Delta_0$, $\gamma_m(u)$ и $0 \leq |eV| \ll \Delta_0$, $\gamma_m(u)$ в следующем виде:

$$i^{(m)}(V, T, u) = \left[\frac{g_m(T=0)}{e} \sqrt{2\pi\Delta_0 T} e^{-\frac{\Delta_0}{T}} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right) \right] \varphi_m(u, \Delta_0, T), \quad (16)$$

где

$$\varphi_m(u, \Delta_0, T) = \exp\left[-\frac{\Delta_0^2}{\gamma_m^2(u)} \left(1 + \frac{T}{\Delta_0} \right) \right]. \quad (17)$$

Из формулы (17) следует, что $0 < \varphi_m(u, \Delta_0, T) < 1$. Для широкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \gg 1$) квантовых закороток значение мультипликатора $\varphi_m(u, \Delta_0, T)$ близко к единице, а для узкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$) – значительно меньше единицы.

Суммируя теперь токи (16) по всем уединенным «параллельно» включенным случайным квантовым закороткам с различными значениями m и u (с учетом вероятностей их реализации), и, учитывая вклад в ток чистого контакта, получаем следующее представление для одночастичного низкотемпературного тока в грязном S - I - N -контакте:

$$J(V, T) = \left[\frac{G_n}{e} \sqrt{2\pi\Delta_0 T} e^{-\frac{\Delta_0}{T}} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right) \right] \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}), \quad (18)$$

где: G_n – линейный кондактанс грязного S - I - N -контакта в нормальном состоянии при $T = 0$, $\mathcal{L} = \alpha L$ – безразмерная толщина I -слоя, выражение в квадратных скобках совпадает с формулой (1),

$$\Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) = \frac{g_0 + Sp(\hat{g}\hat{\Phi})}{g_0 + Sp(\hat{g})} \quad (19)$$

– мультипликатор, учитывающий отличие ВАХ (18) от ВАХ существующей теории, $g_0 = G_{0n}/S$,

$$G_{0n} = S\alpha^2 \frac{8(U_0 - \mu)\mu}{\pi U_0^2 \mathcal{L}} e^{-2\mathcal{L}} \left(\frac{e^2}{2\pi\hbar} \right) \quad (20)$$

– туннельный кондактанс чистого контакта в нормальном состоянии при $T = 0$ [12],

$$Sp\langle \hat{g} \rangle = \sum_m \int_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u, c) g_m(T=0) du, \quad (21)$$

$$Sp\langle \hat{g}, \hat{\phi} \rangle = \sum_m \int_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u, c) g_m(T=0) \phi_m(u, \Delta_0, T) du, \quad (22)$$

$$p_m(u, c) = \alpha^2 c^m e^{-cm\pi u^3} \left[u^2 \theta^2(m, u) \right]^{m-1} \quad (23)$$

– вероятность (на единицу площади контакта) образования уединенной m -примесной квантовой закоротки с шагом u , $\theta(m, u) \ll 1$ – угол, характеризующий извилистость квантовой закоротки, $\theta^2(m, u) = 2(mu/\mathcal{L} - 1)$ [8, 9].

Заметим, что, поскольку из-за экспоненциально быстрого убывания вероятности $p_m(u, c)$ (23) при увеличении аргумента u , главный вклад в интегралы (21), (22) накапливается вблизи нижнего предела $u_{\min} = \mathcal{L}/m$, то верхний предел в этих интегралах формально можно положить равным $u_{\max} = \infty$.

Учитывая, что в соответствии с формулой (17) все «парциальные» мультипликаторы $0 < \phi_m < 1$, из формул (19), (21), (22) следует, что и мультипликатор (19)

$$0 < \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) < 1. \quad (24)$$

В тех случаях, когда наиболее вероятными являются узкозонные квантовые закоротки ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$), значение мультипликатора Φ оказывается существенно меньше единицы, что приводит к значительному недостатку тока на ВАХ (18) по сравнению с рассчитанным для этого же контакта током на ВАХ (1) существующей теории.

Численные расчеты, проведенные для характерных значений $U_0 = 10$ эВ, $\mu = \varepsilon_0 = 6$ эВ, $\Delta_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ эВ, $\mathcal{L} = \alpha L = 9$, показали, что, например, в интервале концентраций примеси $10^{-6} < c < 10^{-4}$ наиболее вероятными являются однопримесные ($m = 1$) квантовые закоротки, имеющие достаточно малую ширину туннельного резонанса $\gamma_1 = 2,2 \cdot 10^{-4}$ эВ, т.е. являющиеся узкозонными: $\gamma_1^2/\Delta_0^2 = 1.21$. Именно они, в этом интервале концентраций примеси, определяют величину мультипликатора Φ (19), численное значение которого, например, при $c = 10^{-5}$ и $T = 0,2\Delta_0$ оказывается равным $\Phi = 0,4$.

На рис. 1 для перечисленных выше значений параметров грязного S - I - N -контакта в качестве примера приведены в безразмерном виде графики $i(v, \tau = 0, 2)$ двух вольт-амперных характеристик (1) и (18), где:

$$i = \frac{Je}{G_n \Delta_0}, \quad v = \frac{eV}{\Delta_0}, \quad \tau = \frac{T}{\Delta_0} \quad (25)$$

– безразмерный ток, напряжение и температура соответственно

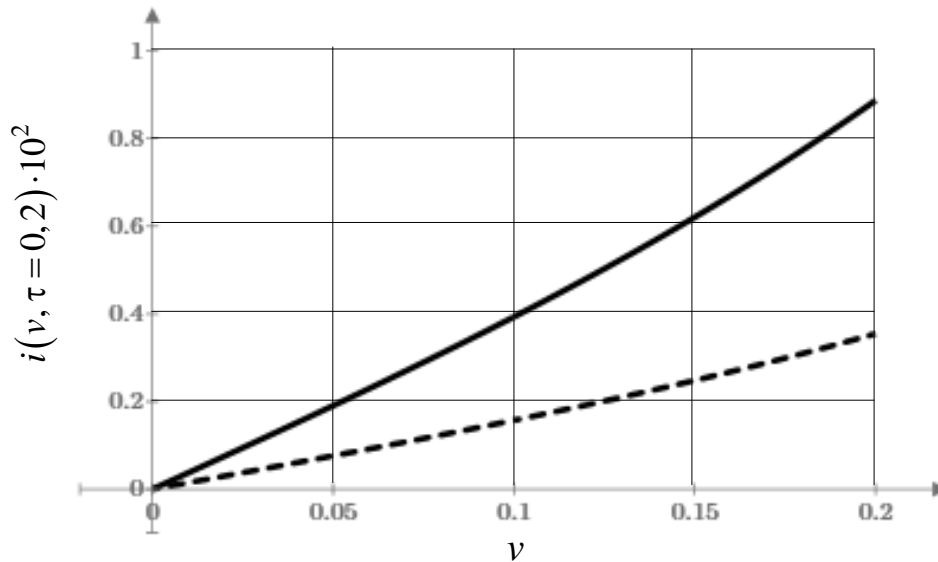


Рисунок 1 – Безразмерные ВАХ при $\tau = 0,2$, $\Phi = 0,4$.
Кривая *a* соответствует формуле (1), кривая *b* – формуле (18)

Как видно из рис. 1, присутствие наиболее вероятных случайных узкозонных квантовых закороток в слабо неупорядоченном *I*-слое грязного *S-I-N*-контакта приводит к весьма значительному отклонению одночастичной низкотемпературной ВАХ (18) такого контакта в сторону уменьшения тока (кривая *b*) от рассчитанной для этого же контакта ВАХ (1) в рамках существующей теории (кривая *a*). Это обстоятельство может служить экспериментальным тестом на наличие квантовых закороток в контакте.

Принципиальная схема такого эксперимента может выглядеть следующим образом. В *S-I-N*-контакте достаточно большой площади *S* (3), необходимой для подавления мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного кондактанса грязного *S-I-N*-контакта, основываясь на формуле (18), проводятся косвенные измерения мультипликатора Φ по результатам прямых независимых измерений: одночастичного тока $J(V, T)$, туннельного кондактанса G_n , сверхпроводящей щели Δ_0 , температуры T и напряжения V . При этом, измерения должны проводиться в области применимости формул (1) и (18) ($0 \leq T \ll \Delta_0$, $0 \leq |eV| \ll \Delta_0$) в той области температур, где одночастичный ток много больше андреевского (двухчастичного) тока. Если полученные значения Φ оказываются заметно или даже значительно меньше единицы, то это может свидетельствовать о присутствии случайных квантовых закороток в *I*-слое.

Литература

1. Giazotto, F. Opportunities for mesoscopics in thermometry and refrigeration: Physics and applications / F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin and J. P. Pekola // Rev. Mod. Phys. – 2006. – V. 78. – P. 217.
2. Feshchenko, A.V. Tunnel-Junction Thermometry Down to Millikelvin Temperatures / A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich, D. Maradan, O.-P. Saira, M. Palma, M. Meschke, J. P. Pekola and D. M. Zumbühl // Phys. Rev. Appl. – 2015. – V. 4. – P. 03401.

3. Nguyen, H.Q. Sub-50-mK Electronic Cooling with Large-Area Superconducting Tunnel Junctions / H. Q. Nguyen, M. Meschke, H. Courtois and J. P. Pekola // *Phys. Rev. Appl.* – 2014. – V. 2. – P. 054001.
4. Tarasov, M. Quantum Efficiency of Cold Electron Bolometer Optical Response / M. Tarasov, V. Edelman, A. Ermakov, S. Mahashabde and L. S. Kuzmin // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2015. – V. 5. – Iss.1. – P.44.
5. Seliverstov, A.V. The Andreev conductance in superconductor–insulator–normal metal structures / A. V. Seliverstov, M. A. Tarasov and V. S. Edel'man // *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* – 2017. – V. 124. – P. 643-656.
6. Golubev, D. Nonequilibrium theory of a hot-electron bolometer with normal metal-insulator-superconductor tunnel junction / D. Golubev and I. Kuzmin // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89. – P. 6484.
7. Kirpichenkov, V. Ya. Effect of Random Quantum Jumpers on the Single-Particle Low-Temperature Current in Dirty SIN Junctions / V. Ya. Kirpichenkov, N.V. Kirpichenkova, O.I. Lozin, A.A. Kosach // *JETP Letters.* – 2020. – V. 112. – № 2. – P. 112 – 116.
8. Кирпиченков, В.Я. Резонансная вольт-амперная характеристика трехмерного туннельного перехода со слабым структурным беспорядком / В.Я. Кирпиченков // *ЖЭТФ.* – 1999. – Т.116. – С. 1048–1057.
9. Лифшиц, И.М. О туннельной прозрачности неупорядоченных систем / И.М. Лифшиц, В.Я. Кирпиченков // *ЖЭТФ.* – 1979. – Т. 77. – С. 989–1016.
10. Кирпиченков, В.Я. Низкотемпературный вклад в резонансный туннельный кондактанс неупорядоченного N-I-N контакта / В.Я. Кирпиченков, Н.В. Кирпиченкова, О.И. Лозин, А.А. Постников // *Письма в ЖЭТФ.* – 2016. – Т.104. – № 7. – С. 530 - 533.
11. Левитов, Л.С. Функции Грина. Задачи с решениями / Л.С. Левитов, А.В Шитов. – М.: Физматлит, 2002. – 392 с.
12. Кирпиченков, В.Я. Бифуркации рождения низкотемпературных максимумов туннельного кондактанса грязного N-I-N контакта / В.Я. Кирпиченков, Н.В. Кирпиченкова, О.И. Лозин, А.А. Пухлова // *Письма в ЖЭТФ.* – 2017. – Т.105. – № 9. - С. 577 - 580.

MATHEMATICAL MODEL OF A SINGLE-PARTICLE CURRENT IN A DISORDERED S-I-N CONTACT

V.Ya. Kirpichenkov, N.V. Kirpichenkova, I.A. Vyatkina

Platov South-Russian State Polytechnic University (NPI)

It is shown that the presence of random narrow-gap quantum shorts in a dirty S-I-N contact leads to a significant shortfall in the single-particle current compared to the single-particle current calculated for the same contact within the current theory for clean S-I-N contacts. Based on numerical estimates of the single-particle current, a schematic diagram of an experiment to detect the effect of a lack of a single-particle current in dirty S-I-N contacts is proposed.

Keywords: disordered systems, quantum resonant-percolation trajectories, quantum short circuits, impurities, dirty S-I-N contact, single-particle current, tunneling conductance, mesoscopic fluctuations