Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.12, стр.713 - 716 25 июня 1992 г.

ОБ АНОМАЛИИ ПРОВОДИМОСТИ В КОНТАКТАХ СВЕРХПРОВОДНИК–ПОЛУПРОВОДНИК

А.Ф.Волков

Институт радиотехники и электроники РАН

103907, Москва

Поступила в редакцию 30 апреля 1992 г.

После переработки 26 мая 1992 г.

Построена микроскопическая теория контактов типа $SIN'IN$ с длиной, превышающей длину корреляции. Получены граничные условия для функций распределения на границе SIN. Приведены формулы для пика проводимости при нулевом смещении в контактах типа $SIN'IN$ и его зависимости от магнитного поля.

В последние годы усилился интерес к изучению различного рода контактов. В частности, проведены измерения контактов $S-Sm$, которые ведут себя аналогично контактам SIN (здесь Sm, S, N, I – полупроводник, сверхпроводник, нормальный металл и изолирующий слой, соответственно) [1,2]. Роль изолирующего слоя I играет барьер Шоттки, возникающий на границе сверхпроводника и сильно легированного полупроводника. В работе [1] при низких температурах ($T < 1\,$К) обнаружен пик дифференциальной проводимости при нулевом смещении в контактах $\mathrm{Nb}-n^{+}\mathrm{In}_{0,53}\mathrm{Ga}_{0,47}\mathrm{As}$, который подавлялся слабым полем ($H < 100\,$мТл). Авторы объясняли этот пик эффектом близости, то есть возникновением сверхпроводящих корреляций в области Sm. Для количественной интерпретации они использовали формулы, полученные Гешкенбейном и Соколом [3] для SIN-контакта на основе неравновесных уравнений Гинзбурга–Ландау, и обобщили их, учтя магнитное поле.

Что касается микроскопической теории, то ее применение к обычным (не бесщелевым) сверхпроводникам сдерживалось из-за отсутствия граничных условий для гриновских функций на SIN-границе. По-видимому, впервые эффект Джозефсона в системе $SINIS$ был рассмотрен в работе Асламазова и Овчинникова [12]. Они сшивали решения на SIN-границе, используя метод туннельного гамильтониана. Условия сшивки для гриновских функций на SIN-границе без использования этого метода (справедливые при любой прозрачности) были получены недавно Зайцевым [4] (общий случай) и Куприяновым и Лукичевым [5] ("грязный" случай). Используя эти условия, Зайцев [6] проанализировал вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) грязных контактов $SININ$ и $SINIS$ с длиной, меньшей длины корреляции ξ. В результате численного расчета он получил, что в контактах $SIN'IN$ с малой прозрачностью проводимость имеет пик при $V = 0$. Кроме того им получен переход от избыточного тока $I_{exc} > 0$ к недостаточному $I_{def} < 0$ при уменьшении прозрачности барьера. Ранее такой переход получен в работе Блондера, Тинкхэма и Клапвика [7] на основе более простой и наглядной теории, которая однако не дает аномалии проводимости при нулевом смещении, так как не учитывает эффект близости.

В настоящей работе мы получим условие сшивки для функций распределения на SIN-границе, исходя из граничных условий для гриновских функций [5]. Эти условия позволяют анализировать контакты с длиной $d > \xi$. С их помощью мы рассмотрим грязные контакты $SIN'IN$ с длиной d, удовлетворяющей условию $\xi_N < d < l_\epsilon$, где ξ_N – длина сверхпроводящих корреляций в N'-области, которая предполагается большой по сравнению с длиной свободного пробега l; $l_\epsilon = (D_N \tau_\epsilon)^{1/2}$ – длина энергетической релаксации. Последнее условие позволяет не учитывать интеграл неупругих столкновений в N'-области. Будут получены аналитические формулы, описывающие ВАХ контакта $SIN'IN$. В частности, мы найдем форму пика проводимости при $V=0$ и ее зависимость от магнитного поля.

Уравнение для изотропной части матрицы функций Грина $\check{G}$ удовлетворяет в N'-области уравнению [8]

$$D_N \partial_x (\check{G}\, \partial_x\, \check{G}) + i\epsilon[\check{\sigma}_z, \check{G}]_- = 0. \tag{1}$$

Здесь $\check{G}$ – суперматрица, элементами которой являются функции $\hat{G}^{R(A)}$ и $\hat{G} = \hat{G}^R\ \hat{f} - \hat{f}\hat{G}^A$, где $\hat{f} = f_z\hat{\sigma}_z + f_1\hat{1}$ матрица функций распределения. Функция f_z, которая нас и интересует, определяет электрический ток и потенциал [8,9]. Граничные условия для $\check{G}$ запишем в виде, полученным в [5] для SIN-барьера с учетом различия фермиевских импульсов справа и слева от барьера

$$r_0 l\, \check{G}\, \partial_x\, \check{G}\, |_{x=0} = [\check{G}_S, \check{G}_0]_-, \tag{2}$$

где r_0 – коэффициент, характеризующий прозрачность SIN-границы; сопротивление границы R_b выражается через $r_0 : R_b = r_0 l/2\sigma_N$, где σ_N – удельная проводимость N'-области. Ось x направлена перпендикулярно границе раздела, помещенной при $x=0$. Если представить запаздывающую функцию Грина $\hat{G}^R$ в виде $\hat{G}^R = \hat{\sigma}_z \cosh u^R + i\hat{\sigma}_y \sinh u^R$, то уравнение для $\hat{G}^R$ в N'-области решается точно. Решение с граничным условием $\hat{G}^R(\infty) = \hat{\sigma}_z$ имеет вид

$$\tanh(u^R(x)/4) = \tanh(u_0^R/4)\exp(-k^R x). \tag{3}$$

Аналогичная формула может быть получена для $\delta u^A \equiv u^A - i\pi$. Постоянные u_0^R и δu_0^A определяются из условий (2) при $x=0$. Они удовлетворяют уравнениям

$$(r_0 l k^R)\sinh(u_0^R/2) = f^R \cosh u_0^R - g^R \sinh u_0^R,$$
$$(r_0 l k^A)\sinh(\delta u_0^A/2) = -f^A \cosh\delta u_0^A + g^A \sinh\delta u_0^A. \tag{4}$$

Здесь $k^{A(R)} = [\pm 2i\epsilon/D_N]^{1/2}$, g^R- и f^R-компоненты $\hat{G}_S^R$ в S-области, которые предполагаются невозмущенными[1]): $g^{R(A)} = \epsilon/\xi^{R(A)}$, $f^{R(A)} = \Delta/\xi^{R(A)}$, $\xi^{R(A)} = [(\epsilon \pm i0)^2 - \Delta^2]^{1/2}$.

Для того, чтобы получить условия сшивки для f_z, надо вычислить элемент (12) от уравнения (1), умножить его на $\hat{\sigma}_z$ и вычислить шпур. Тогда можно убедиться, что поток

$$l(\partial_x f_z)[1 - \cosh(u^R + u^A)] \equiv I_z(\epsilon) \tag{5}$$

не зависит от x, а сама функция f_z мало меняется на расстояниях порядка ξ_N. Для f_z имеем [10]

$$f_z(x) = f_z(0) + I(\epsilon)(x/2l). \tag{6}$$

Из уравнений (2) получим граничные условия для f_z на границе SIN

$$r_0 I_z(\epsilon) = A_0[f_z(0) - f_z^S]. \tag{7}$$

Здесь $A_0 = (g^R - g^A)(G_0^R - G_0^A) - (f^R + f^A)(F_0^R + F_0^A)$, f_z^S – функция распределения в S-области, которая в равновесии равна нулю (если фаза выбрана нулевой). Функции $G_0^R = \cosh u^R$ и $F_0^R = \sinh u^R$ определяются из (4). Таким образом с

[1])Из-за эффекта близости функции $g^{R(A)}$ в S-области также изменяются. Это изменение будет мало и им можно пренебречь, если прозрачность барьера мала или N' представляет собой узкое сужение.

помощью уравнений (4), (6), (7) (условие сшивки при $x = d$ имеет такой же вид, как и (7) с $A_0 = 4$) можно вычислить ток в системе

$$j = (\sigma_N/4l)\int d\epsilon I_z(\epsilon). \tag{8}$$

Рассмотрим контакт $SIN'IN$. Тогда из уравнений (6), (7) и граничного условия при $x = d$, где $A_0 = 4$, найдем

$$I(\epsilon) = \frac{4F_-}{r_d + r_0(4/A_0) + 2d/l}, \tag{9}$$

где $F_- = [\tanh(\epsilon + V)\beta - \tanh(\epsilon - V)\beta]/2$ – равновесная функция распределения в N-электроде при наличии напряжения V. С помощью (8) и (9) можно найти ВАХ-контакта. Уравнения (4), определяющие вид $A_0(\epsilon)$, могут быть решены аналитически в случае высокой ($r_0 \ll \xi_N/l$) и низкой ($r_0 \gg \xi_N/l$) прозрачности SIN'-барьера [10]. При нулевой температуре приведенная дифференциальная проводимость $\tilde{\sigma}_d = R_N\partial j/\partial V$ равна $\tilde{\sigma}_d(v) = (1 + a)/(a + 4/A_0(v))$, где $a = (2d + r_d l)/r_0 l$, $R_N = [d + (r_d + r_0)l/2]\sigma_N$ – сопротивление контакта в нормальном состоянии. В случае малой прозрачности для $A_0(\epsilon)$ можно получить выражение

$$A_0(v)/4 = \frac{|v|}{(v^2 - \Delta^2)^{1/2}}\theta(|v| - \Delta) + \frac{\Delta}{(\Delta^2 - v^2)}[1 + \tilde{r}_0\sqrt{|v|/\Delta}]^{-1}\theta(\Delta - |v|), \tag{10}$$

где $\tilde{r}_0 \equiv r_0 l/\sqrt{2}\xi_N(\Delta) \gg 1$, $\xi_N(\Delta) = (D_N/2\Delta)^{1/2}$, $v = eV/\Delta$. Нетрудно убедиться, что при $\xi_N(\Delta)/d \ll \sqrt{v} \ll 1$ имеет место $\tilde{\sigma}_d(v) = [1 + \sqrt{v/v_0}]^{-1}$, где $v_0 = [(1 + a)/\tilde{r}_0]^2$ – характерное напряжение для аномалии проводимости при нулевом смещении. Можно показать также, что в контактах с высокой прозрачностью возникает избыточный ток I_{exc} ($I_{exc}R_N = 4\Delta/3a$ при $a \gg 1$), а в контактах с малой прозрачностью – ток дефицита I_{def} ($I_{def}R_N = -(8/21)\tilde{r}_0/a$ при $a \gg \tilde{r}_0 \gg 1$), которые убывают с увеличением длины контакта [10].

Включение магнитного поля H (параллельно оси z) приводит к наличию фазы в S-области: $\chi(y) = 2\pi\lambda y H/\Phi_0$, где λ – лондоновская глубина проникновения. Функции Грина при наличии фазы $\hat{G}_\chi^{R(A)}$ можно выразить через функции в отсутствие фазы с помощью преобразования $\hat{G}_\chi^R = \hat{S}(y)\hat{G}^R\hat{S}^+(y)$, где $\hat{S}(y) = \cos(\chi(y)/2 + i\hat{\sigma}_z\sin(\chi(y)/2)$. Тогда уравнение для u^R и решение этого уравнения (см. (3)) изменятся [11]. Изменение приводит к тому, что левая часть уравнений (4) не обращается в ноль при $\epsilon \Rightarrow 0$, поскольку $k^R(\epsilon)$ заменяется на $((k^R)^2 + (\partial_y\chi)^2)^{1/2}$. Опуская детали вычислений, приведем результат расчета для $\tilde{\sigma}_d(v)$ при $\xi_N(\Delta)/d \ll \sqrt{v} \ll 1$ и $T = 0$

$$\tilde{\sigma}_d(v) = [1 + [(h^4 + v^2)/(v_0(h^2 + (h^4 + v^2)^{1/2}))]^{1/2}]^{-1}. \tag{11}$$

Где $h = 2\pi\lambda\xi_N(\Delta)H/\Phi_0$. При $v \ll v_0$ получим из (11) зависимость $\tilde{\sigma}_d(0)$ от H: $\tilde{\sigma}_d(0) = 1/[1 + |H|/H_0]$, где $H_0 = \Phi_0\sqrt{2v_0}/[2\pi\lambda\xi_N(\Delta)]$ – характерное магнитное поле подавления аномалии. Именно такая зависимость наблюдалась в [1]. При конечных температурах пик $\tilde{\sigma}_d(0)$ подавляется; характерная температура подавления $T_0 \cong \Delta v_0$.

Автор признателен Клапвику и сотрудникам его лаборатории, где была начата эта работа, за гостеприимство.

---

1. A.Kastalsky et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3026 (1991).
2. D.R.Heslinga, and T.M.Klapwijk, Appl. Phys. Lett. **54**, 1048 (1989).
3. В.Б.Гешкенбейн, А.В.Сокол, ЖЭТФ **94**, 259 (1988).

4. А.В.Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1772 (1984).
5. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 159 (1988).
6. Ф.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ **51**, 35 (1990); Phys. C **185-189**, 2539 (1991).
7. G.E.Blonder, M.Tinkham, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
8. A.I.Larkin, and Yu.N.Ovchinnikov, In: Nonequilibrium superconductivity. Eds. A.I.Larkin and D.N.Langenberg, Amsterdam: North-Holland, 1986.
9. С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, УФН **128**, 3 (1979).
10. A.F.Volkov, A.V.Zaitsev, and T.M.Klapwijk, in press.
11. A.F.Volkov, in press.
12. Л.Г.Асламазов, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **55**, 323 (1968).