

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПРОСЛОЙКИ НА СВОЙСТВА ТУННЕЛЬНЫХ SIS-ПЕРЕХОДОВ

М.Ю.Куприянов

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова

119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 1992 г.

Исследовано влияние распаривания сверхпроводящих электродов туннельного SIS-перехода на его стационарные свойства. Показано, что подавление сверхпроводимости электродов током приводит к существенным изменениям соотношения $I_s(\varphi)$ и температурной зависимости критического тока I_c при сопротивлении перехода $R_n \leq \rho \xi^*$. Сделан вывод о том, что подавление произведения $I_c R_n$ в джозефсоновских переходах на границах зерен ВТСП материалов не связано с эффектами распаривания в самих зернах.

В искусственных туннельных переходах на основе низко- и высокотемпературных сверхпроводников прозрачность изолирующей туннельной прослойки как правило столь мала, что плотность протекающего через переход сверхтока далека от плотности тока распаривания сверхпроводящих электродов. Однако в гранулированных структурах с джозефсоновским характером проводимости межзеренных границ ситуация с соотношением этих токов не столь очевидна. В частности, в ВТСП материалах иногда наблюдалась температурная зависимость критического тока $I_c(T) \propto (T_c - T)^{3/2}$ близкая к зависимости тока распаривания ¹.

Целью данной работы является определение количественных критериев на прозрачность прослойки, то есть фактически, на сопротивление контакта в нормальном состоянии R_n , при выполнении которых происходит переход от эффекта Джозефсона к эффекту распаривания в электродах SIS-структуры. Ранее аналогичная проблема анализировалась лишь для слабых связей SNS-типа ^{2,3}.

I. *Модель SIS-перехода.* Будем считать, что размеры перехода в плане малы по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения λ_J , а в его электродах выполнены условия "грязного" предела. Совместим начало координат с изолирующей прослойкой и направим ось Ox перпендикулярно границам структуры. В рамках сделанных выше предположений свойства SIS-перехода могут быть описаны в рамках уравнений Узаделя ⁴ с граничными условиями ⁵, которые в силу симметрии задачи представимы в виде:

$$R'(0) = 0; \quad \xi^* \gamma_B I'(0) = 2I(0). \quad (1)$$

Здесь R и I – действительная и мнимая часть модифицированных функций Узаделя Φ ⁵, $\gamma_B = R_n / \rho \xi^*$, $\xi^* = (D/2\pi T_c)^{1/2}$ и ρ – длина когерентности S-электрода и его удельное сопротивление в нормальном состоянии. Штрихом обозначено дифференцирование по координате x .

В глубине электродов условия на функции Φ определяются требованием их выхода на решение, описывающее однородное токовое состояние в сверхпроводнике ⁶:

$$\xi^* X'(\infty) = v_s, \quad F'(\infty) = 0, \quad (2)$$

где F и X – модуль и фаза функций Φ , v_s – сверхтекущая скорость.

Поскольку в условия (1), (2) не входит явным образом мацубаровская частота ω , то как и при расчете тока распаривания однородного сверхпроводника ⁶, решение уравнений Узаделя можно искать в классе функций с независимыми от ω значениями фазы X , совпадающими с фазой параметра порядка. В этом случае уравнения Узаделя и граничные условия (1), (2) (в калибровке с равным нулю векторным потенциалом) представимы в виде:

$$F = \Delta + \frac{\pi T_c}{\omega G} [(G^2 F')' - (X')^2 F G^2] (\xi^*)^2 \quad (3)$$

$$X' F^2 G^2 = \text{const}, \quad G = \omega / (\omega^2 + F^2)^{1/2} \quad (4)$$

$$\Delta \ln(T/T_c) + 2\pi T \sum_{\omega \geq 0} [(\Delta/\omega) - F/(\omega^2 + F^2)^{1/2}] = 0 \quad (5)$$

$$J = \frac{2\pi T}{e R_n} \sum_{\omega \geq 0} \frac{F^2}{\omega^2 + F^2} \sin(\varphi) \quad (6)$$

$$\xi^* \gamma_B X'(0) = \sin(\varphi); \quad \xi^* \gamma_B F'(0) = 2F(0) \sin^2(\varphi/2). \quad (7)$$

Здесь Δ – модуль параметра порядка, $\varphi = 2X(0)$ – разность фаз параметра порядка на изолирующем слое, J – плотность сверхтока. Решение краевой задачи (2)–(7) упрощается в ряде предельных случаев.

II. *Область температур $T \approx T_c$.* В области температур близких к критической система уравнений (2)–(7) сводится к уравнению Гинзбурга–Ландау (ГЛ). Воспользовавшись первым интегралом этих уравнений и выполняя вычисления аналогичные сделанным в ², нетрудно прийти к алгебраическому уравнению на коэффициент α , связывающий значения модуля параметра порядка на границе с прослойкой $\Delta(0)$ и в глубине электродов $\Delta(\infty)$:

$$\Delta^2(0) = \alpha \Delta^2(\infty); \quad \Delta^2(\infty) = \Delta_0^2(1 - v_s^2);$$

$$v_s = (\alpha \sin(\varphi) / \Gamma_B), \quad \Delta_0^2 = (8\pi^2 / 7\zeta(3)) T_c (T_c - T), \quad \bullet$$

$$8\alpha \sin^4(\varphi/2) - (1 - \alpha)^2 (\Gamma_B - \alpha(\alpha + 2) \sin^2(\varphi)) = 0 \quad (8)$$

и соотношению $J(\varphi)$:

$$J(\varphi) = (J/J_0) = v_s(1 - v_s^2), \quad J_0 = (\pi \Delta_0^2) / (4e T_c \rho_n \xi_{GL}). \quad (9)$$

Здесь $\Gamma_B = \gamma_B \xi^* / \xi_{GL}$, а $\xi_{GL} = (\pi/2) \xi^* (1 - T/T_c)^{-1/2}$ – длина когерентности в теории ГЛ.

В пределе больших значений $\Gamma_B \gg 1$ из (8) в нулевом приближении по Γ_B^{-1} следует, что $\alpha = 1$ и выражение (9) приводит к известному для SIS-структур результату ⁷, отклонение от которого связано как с пространственно-однородным подавлением параметра порядка электродов протекающим по ним током, так и с локальным уменьшением Δ вблизи их границы с изолирующим слоем. Второй из факторов оказывается более существенным и приводит к поправкам к V_c , пропорциональным Γ_B^{-1} :

$$V_c = I_c R_n = V_0 \left[1 - \frac{\sqrt{2}}{\Gamma_B} \right], \quad V_0 = \frac{\pi \Gamma_0^2}{4eT_c}. \quad (10)$$

Уменьшение Γ_B сопровождается также ростом плотности критического тока

$$J_c = J_0 \frac{1}{\Gamma_B} \left[1 - \frac{\sqrt{2}}{\Gamma_B} \right], \quad J_0 = \frac{\pi \Delta_0^2}{4eT_c \rho_n \xi_{GL}}. \quad (11)$$

и деформацией соотношения $J(\varphi)$, максимум которой сдвигается в сторону малых значений $\varphi = ((\pi/2) - \sqrt{2}/\Gamma_B)$.

Вследствие этого с уменьшением Γ_B роль локального подавления Δ уменьшается и в пределе малых $\Gamma_B \ll 1$ критический ток SIS-перехода определяется процессами однородного распаривания в электродах. Действительно, в рассматриваемом приближении максимум зависимости $J(\varphi)$ сдвигается в область $\varphi \ll 1$ и слагаемое, пропорциональное $\sin^4(\varphi/2)$ в (8) может быть опущено по сравнению с $\sin^2(\varphi) \approx \varphi^2$. В результате для α имеем:

$$\alpha = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varphi \leq \Gamma_B/\sqrt{3}, \\ q/\beta, & \Gamma_B/\sqrt{3} \leq \varphi \ll 1, \end{cases} \quad \beta = \varphi/\Gamma_B, \quad q = 1/(\beta + \sqrt{1 + \beta^2}). \quad (12)$$

Критический ток достигается при $\varphi = \Gamma_B/\sqrt{3}$ и равен току распаривания $J_c = (2/3\sqrt{3})J_0$.

При больших значениях $\varphi \gg \Gamma_B/\sqrt{3}$ параметр порядка вблизи изолирующей прослойки сильно подавлен

$$\alpha = \Gamma_B^2 / (8 \sin^2(\varphi/2)), \quad (13)$$

и протекающий через переход ток существенно меньше J_c . Соотношения (9), (12), (13) определяют зависимость $J(\varphi)$:

$$J(\varphi) = J_0 \begin{cases} \beta(1 - \beta^2), & 0 \leq \varphi \leq \Gamma_B/\sqrt{3}, \\ q(1 - q^2), & \Gamma_B/\sqrt{3} \leq \varphi \ll 1, \\ (\Gamma_B/4) \operatorname{ctg}(\varphi/2), & \varphi \gg \Gamma_B/\sqrt{3}. \end{cases} \quad (14)$$

При произвольных значениях Γ_B система уравнений (8), (9) решалась численно. Результаты расчетов в виде зависимостей $J(\varphi)$, $\alpha(\varphi)$ и $J_c(\Gamma_B)$, ($V_c(\Gamma_B)$) представлены на рис.1-3.

Из рис.1 видно, что в полном соответствии с проведенным выше анализом с уменьшением Γ_B происходит переход от синусоидальной зависимости $J(\varphi)$ к кривой типа (14), обладающей резким максимумом при $\varphi \approx \Gamma_B$ ¹⁾. Одновременно изменяется и характер зависимости $\alpha(\varphi) = \Delta(0)/\Delta(\infty)$ от плавной кривой при больших Γ_B (см. рис.2) до зависимости, характеризующейся резким уменьшением α при $\varphi \geq \varphi_m$ и $\Gamma_B \ll 1$. При $\varphi \leq \varphi_m$ и произвольных Γ_B отклонение α от единицы отличается не более чем на 25% достигая максимума при $\Gamma_B \approx 0,5$.

На рис.3 представлены зависимости характерного напряжения V_c и критического тока J_c структуры от параметра Γ_B (кривые 1 и 3 соответственно). Пунктирная кривая – асимптотическая зависимость $V_c(\Gamma_B)$ при больших Γ_B ,

¹⁾Учет нелинейного набега разности фаз в электродах, который не может быть учтен компенсационной схемой измерений², несколько сглаживает остроту особенности оставляя форму зависимости $J(\varphi)$ качественно неизменной.

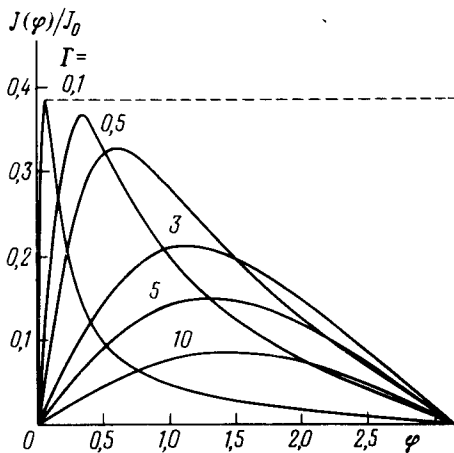


Рис.1

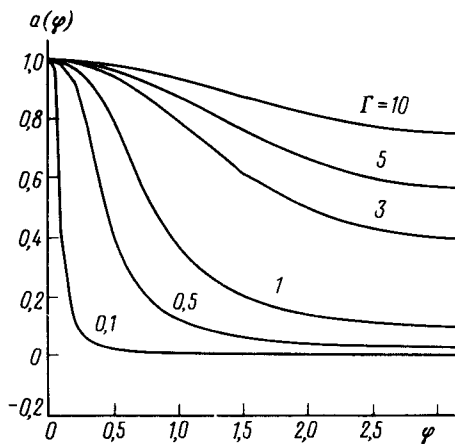


Рис.2

Рис.1. Соотношение $J(\varphi)/J_0$ туннельного SIS перехода с конечной прозрачностью изолирующего слоя при различных значениях параметра Γ_B . Пунктир – численное значение плотности тока распаривания однородного сверхпроводника

Рис.2. Отношение модуля параметра порядка вблизи изолирующей прослойки $\Delta(0)$ к его значению в глубине электродов $\Delta(\infty)$ как функция разности фаз на переходе при различных значениях Γ_B

определяемая выражением (10). В области малых Γ_B параметр $V_c \propto (T_c - T)^{3/2}$ и растет пропорционально Γ_B :

$$V_c = I_c R_n = V_0(2/3\sqrt{3})\Gamma_B \approx 0,385\Gamma_B V_0 \propto R_n. \quad (15)$$

Видно, что переход от туннельного режима протекания тока через область слабой связи, при котором $V_c \propto (T_c - T)$ и не зависит от R_n , к режиму тока распаривания, когда $V_c \propto (T_c - T)^{3/2}$ и прямопропорционально R_n , происходит в области $\Gamma_B \approx 1$, то есть при

$$R_n \approx \rho \xi^* / (1 - T/T_c)^{1/2}. \quad (16)$$

III. *Приближение больших критических токов.* При произвольных температурах систему уравнений (2)–(7) необходимо решать численными методами. Однако качественно ясно, что при малых γ_B , когда критический ток перехода достигается в области $\varphi \ll 1$, градиентами его фазы и для V_c получить:

$$\frac{eV_c}{2\pi T} = \gamma_B \frac{T}{T_c} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \Omega^2}, \quad \Omega = \omega + \pi T_c G v_s^2, \quad (17)$$

где зависимость $\Delta(\varphi)$ определяется из решения системы алгебраических уравнений:

$$\ln(T/T_c) + 2\pi T \sum_{\omega \geq 0} [(1/\omega) - 1/((G/\omega) + \pi T_c v_s^2)] = 0, \quad (18)$$

$$G = \Omega/(\Delta^2 + \Omega^2)^{1/2}, \quad v_s = \gamma_B^{-1} \sin(\varphi),$$

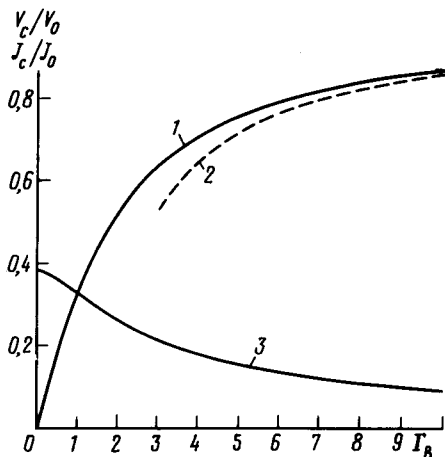


Рис.3. Зависимость от параметра Γ_B характерного напряжения V_c/V_0 (кривая 1) и критического тока J_c/J_0 (кривая 3) туннельного SIS-перехода с конечной прозрачностью изолирующей прослойки. Пунктирная кривая 2 – асимптотическая зависимость $V_c(\Gamma_B)$, определяемая выражением (11)

совпадающей с соотношениями, задающими температурную зависимость критического тока распаривания однородного сверхпроводника ⁶.

Из соотношения (17) следует, что в режиме больших критических токов определяемый выражением (15) скейлинг ($V_c \propto \gamma_B \propto R_n$) имеет место при произвольных температурах. Качественно также ясно, что при произвольных T переход (с увеличением γ_B) от этого режима к классическому эффекту Джозефсона будет иметь место при соотношении параметров, определяемом (16).

Полученные результаты позволяют с уверенностью сказать, что подавление характерного напряжения в переходах на межзеренных границах ВТСП материалов с размером зерен превосходящим $\xi^* \approx 2$ нм не связано с эффектами распаривания в сверхпроводящих зернах. Эти эффекты, во-первых, приводят к скейлингу (15) отличному от обнаруженного экспериментально ($V_c \propto R^{-k}$, $k \approx 1 \div 2$) ^{8,9} и, во-вторых, должны наблюдаться при $R_n \approx \rho \xi^* \approx 10^{-11}$ Ом·см², что примерно на три порядка меньше типичных значений $R_n \approx 10^{-8}$ Ом·см² переходов на межзеренных границах.

1. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, УФН **160**, 49 (1990).
2. З.Г.Иванов, М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев и др., ФНТ **7**, 560 (1981).
3. А.А.Зубков, М.Ю.Куприянов, ФНТ **9**, 548 (1983).
4. K.D.Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
5. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
6. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ФНТ **6**, 445 (1980).
7. V.Ambeaokar, A.Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
8. S.E.Russek, D.K.Lathrop, В.Н.Моецкы et al., Appl. Phys. Lett. **57**, 1155 (1990).
9. R.Gross, P.Chaudhari, M.Kawasaki, A.Gupta, IEEE Tran. Mag. **27**, 3227 (1991).