

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ И "LONG-RANGE PROXIMITY EFFECT"

И.А.Девятов, М.Ю.Куприянов

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 декабря 1993 г.

В рамках уравнений Горькова рассчитан критический ток туннельных SIS структур, в которых основным каналом переноса тока является резонансное туннелирование через одиночное локализованное состояние (ЛС). Показано, что величина критического тока определяется конкуренцией туннельного и термического каналов распада состояния на ЛС. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными и позволяют объяснить природу аномального эффекта близости, а также свойства ВТСП джозефсоновских переходов на границах зерен.

Экспериментальные исследования ВТСП джозефсоновских переходов с прослойкой из полупроводниковых оксидов привели к наблюдению "аномального эффекта близости" ("long-range proximity effect") [1-7]. Он состоит в существовании заметного критического тока J_c в структурах с толщинами прослоек $d \geq 10 \div 100$ нм. Из экспериментальных зависимостей $J_c(d)$ следовали температурно-независящие и на порядок большие ($10 \div 50$ нм), чем в сверхпроводящих оксидах ($1 \div 3$ нм), длины когерентности ξ_n^* (decay length) этих материалов. Более того, в [6] было наглядно показано, что данный эффект имеет место в области композиций оксидов, при которых фактически происходит фазовый переход металл-диэлектрик.

Последнее обстоятельство позволяет предположить, что в [1-7] фактически исследовались джозефсоновские переходы с прослойками из узкозонных полупроводников. Интересно отметить, что процессы в низкотемпературных аналогах таких структур ранее не изучались ни экспериментально, ни теоретически.

Действительно, экспериментальные исследования ранее были направлены, в основном, на структуры с кремниевой прослойкой (см., например, [8,9]). Ширина запрещенной зоны в Si составляет порядка 0,3 эВ, что дает для ξ_n^* (или радиуса локализованных состояний (ЛС) α) оценку ($\hbar = 1$)

$$\xi_n^* = \alpha = \frac{1}{\sqrt{2m(V - \mu)}} \approx 1 \text{ нм.} \quad (1)$$

Здесь m – эффективная масса, μ – химический потенциал, V – потенциал дна зоны проводимости. При столь малых α в эксперименте практически всегда реализовывались ситуации, в которых отношение $d/\alpha \gg 1$. По этой причине в теоретических моделях [10, 11] также, в основном, ограничивались рассмотрением этого частного случая¹⁾.

¹⁾Выражение для критического тока SIS переходов, учитывающее туннелирование через одиночные не взаимодействующие ЛС в барьере, было получено лишь методом туннельного гамильтониана в четвертом порядке по прозрачности в предположении о наличии сильного кулоновского расталкивания электронов на ЛС [12], подавляющего канал резонансного протекания сверхтока в

В узкозонных полупроводниках высота потенциального барьера ($V - \mu$) может принимать существенно меньшие значения, параметры d и α сравнимы и основной транспорт квазичастиц через прослойку обеспечивается туннелированием через одно или два ЛС. Ранее исследовались лишь нормальные свойства таких структур [15]. Так, было показано, что их сопротивление R_n определяется соотношением

$$R_n^{-1} = \sum_m \sigma_m, \quad \sigma_m \propto T^{(m - \frac{2}{m+1})} \exp\left(-\frac{2d}{(m+1)\alpha}\right), \quad (2)$$

где σ_m – проводимость канала, образованного m локализованными состояниями.

Целью данной работы является изучение эффекта Джозефсона в таких переходах в пренебрежении эффективным взаимодействием электронов на ЛС.

Будем считать, что плотность ЛС в прослойке мала (взаимодействие квазичастиц, принадлежащих разным центрам, несущественно), а их распределение равномерно как по ее объему, так и по энергии (по крайней мере в области порядка T_c вблизи энергии Ферми E_f). Предположим далее, что потенциальный барьер для квазичастиц в прослойке имеет прямоугольную форму, а его высота и толщина удовлетворяют условиям

$$(V - \mu) \ll \mu, \quad dT_c/(V - \mu) \leq \alpha \leq d, \quad (3)$$

где T_c – критическая температура электродов.

В рамках сделанных выше предположений для расчета температурных зависимостей J_c удобно воспользоваться известным выражением для сверхтока J_s [16]:

$$J_s = -\frac{ieT}{(2\pi)^4} \sum_{\omega} \int dz_1 dz_2 d^2 p_1 d^2 p_2 \Delta(z_1) \Delta^*(z_2) \times \\ \times G_{\omega}^n(p_1, p_2, z_1, z_2) G_{-\omega}(p_2, p_1, z_2, z_1) [\text{sign}(z_1) - \text{sign}(z_2)], \quad (4)$$

в котором p_1, p_2 – поперечные импульсы, z_1, z_2 – координаты, отсчитанные от середины прослойки в направлении, перпендикулярном границам, $\Delta(z_1) = \Delta \exp(i\varphi/2)$ и $\Delta(z_2) = \Delta \exp(-i\varphi/2)$ – параметры порядка электродов, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, G_{ω}^n и G_{ω} – фурье-компоненты нормальной и сверхпроводящей функций Грина, учитывающих наличие ЛС в I-слое. Эти компоненты связаны с невозмущенными (в отсутствии ЛС) функциями Грина соотношениями [10, 16]

$$G_{\omega}(p, p', z, z') = (2\pi)^2 \delta(p - p') G_{\omega}^0(p, z, z') + L_{\omega} e^{-i(p-p')\rho_0} G_{\omega}^0(p, z, z_0) G_{\omega}^0(p', z_0, z'), \quad (5)$$

$$L_{\omega} = (\int d^3 r V(r)) \{1 - \int d^3 r V(r) G_{\omega}^0(r_0, r)\}^{-1}.$$

Здесь r_0 – координата ЛС, $V(r)$ – локальный потенциал ЛС, $G_{\omega}^0(r_0, r)$ – невозмущенная функция Грина в r -представлении.

Первое слагаемое в (5) ответственно за процессы прямого туннелирования через барьер. При подстановке в выражение для сверхтока оно приводит к

структуркам. В рассматриваемом случае это предположение находится в противоречии с экспериментально наблюдаемым заметным J_c ВТСП структур. Необходимо также отметить, что характер взаимодействия электронов на ЛС существенно зависит от параметров материала прослойки и в ряде случаев может даже отвечать эффективному притяжению между ними [13, 14].

слагаемым, экспоненциально малым по сравнению с членами, описывающими резонансное туннелирование. Пренебрегая им и учитывая, что без ограничения общности можно в (5) положить $\rho_0 = 0$, имеем:

$$G_\omega(p, p', z, z') = L_\omega G_\omega^0(p, z, z_0) G_\omega^0(p', z_0, z'). \quad (6)$$

Проводя вычисления, аналогичные описанным в приложении работы [17], используя известные выражения для невозмущенных функций Грина NIN контакта с прямоугольным барьером [18] и учитывая ограничения (3), для амплитуды резонансного рассеяния L_ω получаем:

$$L_\omega^{-1} = \frac{m}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{\alpha} - f(z_0) + i \left[\frac{\omega}{2\alpha(V - \mu)} + \frac{2\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}} \sqrt{\frac{V - \mu}{\mu}} f(z_0) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$f(z) = \frac{\exp(-d/\alpha)}{2} \left\{ \frac{\exp(2z/\alpha)}{(d/2) - z} + \frac{\exp(-2z/\alpha)}{(d/2) + z} \right\}, \quad \alpha_0^{-1} = \sqrt{2m(V - E_0)},$$

где E_0 – резонансное значение энергии ЛС. Амплитуда резонансного рассеяния L_ω^n , определяющая нормальную функцию Грина, следует из (7) при $\Delta = 0$.

Функция $f(z_0)$ в действительной части (7) определяет перенормировку энергетического уровня ЛС, не имеющую в дальнейшем принципиального значения из-за использования процедуры усреднения по энергии ЛС на конечном этапе вычисления J_c . Мнимая часть L_ω^{-1} отвечает за распад резонансного состояния из-за термических возбуждений (первое слагаемое) и туннелирования в электроды (второе слагаемое).

Подстановка (6), (7) в выражение для сверхтока (4) приводит к синусоидальному соотношению $J(\varphi)$ с критическим током

$$\begin{aligned} J_c = & -\frac{4eT\Delta^2}{(2\pi)^4} \sum_\omega L_\omega^n L_{-\omega} \left\{ \int d^2 p_1 \int_{d/2}^\infty G_\omega^n(p_1, z_1, z_0) G_{-\omega}(p_1, z_1, z_0) dz_1 \right\} \times \\ & \times \left\{ \int d^2 p_2 \int_{-\infty}^{-d/2} G_\omega^n(p_2, z_0, z_2) G_{-\omega}(p_2, z_0, z_2) dz_2 \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Равенство (8) необходимо усреднить по энергии и координатам ЛС. Первая из этих операций дает

$$\langle L_\omega^n L_{-\omega} \rangle_{E_0} = \frac{(2\pi)^2}{\alpha m^3} n(E_0) \left\{ \frac{\omega}{\alpha(V - \mu)} + 2f(z_0) \sqrt{\frac{V - \mu}{\mu}} \left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}} + \text{sign}\omega \right) \right\}^{-1}, \quad (9)$$

где $n(E_0)$ – плотность состояний ЛС. Подставляя (9) в (8) и усредняя по координатам ЛС, окончательно имеем:

$$\langle J_c \rangle = \frac{8T\Delta^2}{e\alpha\rho_n} \sum_{\omega>0} \frac{1}{\omega^2 + \Delta^2} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz_0}{(\omega\Gamma_{LC}/2\pi T_c) + B\text{ch}(2z_0/\alpha)}, \quad (10)$$

$$\rho_n^{-1} = \frac{2e^2\pi n(E_0)n(z_0)}{md} \sqrt{\frac{V-\mu}{\mu}} \exp\left\{-\frac{d}{\alpha}\right\}, \quad (11)$$

$$B = 1 + \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}, \quad \Gamma_{LC} = \frac{\pi T_c}{V - \mu} \sqrt{\frac{\mu}{V - \mu}} \frac{d}{2\alpha} \exp\left\{\frac{d}{\alpha}\right\}.$$

Здесь ρ_n – часть удельного сопротивления перехода, определяемая процессами туннелирования, $n(z_0)$ – концентрация ЛС. Видно, что температурная зависимость критического тока зависит от безразмерного параметра подавления Γ_{LC} , пропорциональному отношению времен распада состояния на ЛС вследствие термической активации и процесса туннелирования в берега. При малых $\Gamma_{LC} \ll 1$ определяющим является последний из процессов и формула (10) существенно упрощается:

$$\langle J_c \rangle = \frac{4\pi T \Delta^2}{e \rho_n} \sum_{\omega > 0} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}(\omega + \sqrt{\omega^2 + \Delta^2})}. \quad (12)$$

Нормальное сопротивление перехода определяется только туннелированием квазичастиц. Вследствие этого каналы протекания нормального и сверхпроводящего токов совпадают и из (12) при температуре T , стремящейся к T_c , следует результат теории Асламазова–Ларкина [19]. В области низких температур $T \ll T_c$, переходя в (12) от суммирования к интегрированию по ω , имеем

$$\langle J_c(0) \rangle = \frac{2\Delta(0)}{e \rho_n} = \frac{4}{\pi} J_c^{AB}(0), \quad (13)$$

где $J_c^{AB}(0)$ – значение критического тока SIS контактов, следующее из теории Амбегоакара–Баратова [20].

С ростом параметра Γ_{LC} происходит подавление критического тока и в пределе $\Gamma_{LC} \gg \exp\{d/\alpha\}$, то есть при

$$T_c \gg (V - \mu) \frac{\alpha}{d} \sqrt{\frac{V - \mu}{\mu}}, \quad (14)$$

он оказывается экспоненциально малым:

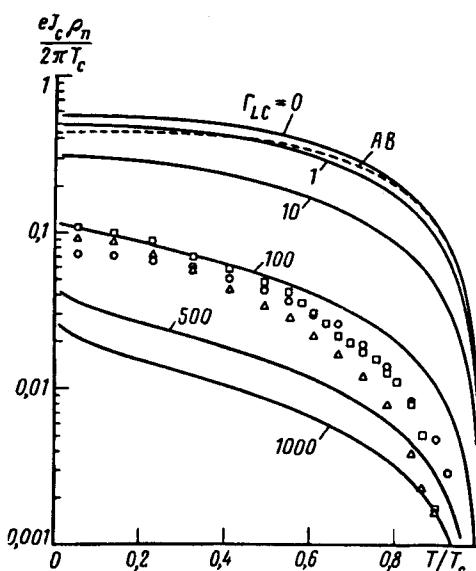
$$\langle J_c \rangle = \frac{32T\Delta^2}{e \rho_n} (V - \mu) \sqrt{\frac{V - \mu}{\mu}} \sum_{\omega > 0} \frac{1}{(\omega^2 + \Delta^2)\omega} \exp\left\{-\frac{d}{\alpha}\right\}. \quad (15)$$

При произвольных значениях параметра подавления Γ_{LC} температурные зависимости критического тока были рассчитаны численно и представлены на рисунке. Видно, что с ростом Γ_{LC} действительно происходит подавление J_c , причем в отличие от механизмов подавления, имеющих место в структурах с эффектом близости [21] (SNS, SNINS, SNIS переходы), плавный характер зависимости $J_c(T)$ в области температур $T \leq 0,3T_c$ сохраняется и при больших значениях Γ_{LC} . Такой ход $J_c(T)$ находится в разумном согласии с большой совокупностью экспериментальных данных, полученных в ВТСП переходах как на границах зерен, так и в структурах с прослойкой из полупроводниковых оксидов [21]. На этом же рисунке отмечены экспериментальные данные [7], полученные в контактах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Y}_{0,3}\text{Pr}_{0,7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для

различных толщин прослойки (25, 50 и 75 нм). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что, несмотря на существенную разницу в толщинах прослойки, различия в экспериментальных значениях произведения $J_c \rho_n$ невелики, а его температурный ход удовлетворительно согласуется с рассчитанными кривыми. Необходимо также отметить, что в эксперименте как J_c , так и R_n экспоненциально зависели от d :

$$J_c \propto \exp\{-d/\xi_n^*\}, \quad R_n \propto \exp\{-d/\alpha\}, \quad \xi_n^* \approx \alpha \approx 20 \text{ нм},$$

с примерно одинаковым характерным масштабом в экспоненте.



Температурные зависимости плотности критического джозефсоновского перехода с ЛС в диэлектрической прослойке, рассчитанные при различных значениях параметра подавления Γ_{LC} . Точками отмечены экспериментальные данные [7]

Предложенная в данной работе модель является в настоящее время единственной, способной объяснить всю имеющуюся совокупность обнаруженных в [1–7] фактов и дать разумное объяснение "long-range proximity effect".

По всей видимости, резонансное туннелирование через ЛС в барьере отвечает и за свойства ВТСП переходов на границах зерен. В пользу этого говорит не только следующая из данной модели плавная зависимость $J_c(T)$, но и соотношения (11), (15), позволяющие объяснить "scaling low", то есть экспериментально обнаруженную пропорциональность $J_c \propto \rho_n^{-2}$ между критическим током и нормальным сопротивлением структур.

Авторы благодарны A.Braginski, M.Bode, M.Siegel, C.Stolsel, U.Poppe, М.Фалею, О.В.Снигиреву за обсуждение полученных результатов и предоставленную возможность оперативного ознакомления с полученными экспериментальными результатами.

Работа поддерживалась Научным Советом Государственной программы по ВТСП, Научным Советом программы Физика твердотельных наноструктур и фондом Сороса.

-
1. U.Kabasawa, Y.Tarutani, T.Fukazawa et al., Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 1670 (1991).
 2. Y.Kozono, M.Kasai, Y.Kanke et al., Physica C. **185-189**, 1919 (1991).

3. S.Tanutani, T.Fukazawa, O.Kabasawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2707 (1991).
4. Yu.M.Boguslavskii and J.Gao, *Physica C* **194**, 268 (1992).
5. J.Gao, Yu.M.Boguslavskij, B.B.G.Klopman et al., *J. Appl. Phys.* **72**, 575 (1992).
6. M.Kasai, Y.Kanke, T.Ohno et al., *J. Appl. Phys.* **72**, 5344 (1992).
7. C.Stolsel, M.Siegel, G.Adrian et al., In Proc. of. the European Conf. on Applied Superconductivity, Gottingen, (1993); Extendent Abstracts of 4-th Intern. Superconductive Electronics Conf., Bolder, USA, 1993, 258.
8. W.M. van Haffelen, *Phys. Rev. B* **47**, 5170 (1993).
9. А.Л.Гудков, М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, *ЖЭТФ* **94**, 319 (1988).
10. Л.Г.Асламазов, М.В.Фистуль, *ЖЭТФ* **83**, 1170 (1982).
11. М.В.Фистуль, А.В.Тартаковский, *ЖЭТФ* **94**, 353 (1988).
12. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, Письма в *ЖЭТФ* **49**, 570 (1989).
13. И.А.Драбкин, Б.Я.Мойжес, *ФТП* **15**, 25 (1981).
14. G.D.Watkins and J.R.Troxell, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 593 (1980).
15. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, *ЖЭТФ* **94**, 332 (1988).
16. Л.Г.Асламазов, М.В.Фистуль, *ЖЭТФ* **81**, 382 (1981).
17. И.М.Лифшиц, В.Я.Кирпиченков, *ЖЭТФ* **77**, 303 (1979).
18. H.Knauer, J.Richter, and P.Seidel, *Phys. Stat. Sol.* **44**, 303 (1977).
19. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, Письма в *ЖЭТФ* **9**, 150 (1969).
20. V.Ambegaokar and A.Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963).
21. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, *УФН* **160**, 49 (1990).