

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

Л.Г. Асламазов, М.В. Фистуль

Найдена зависимость критического тока контакта сверхпроводник – полупроводник – сверхпроводник от концентрации свободных электронов в полупроводнике.

В последнее время проявляется большой интерес к изучению джозефсоновских контактов, в которых сверхпроводник разделен слоем полупроводника [1, 2]. Свойства таких систем зависят от концентрации электронов в зоне проводимости полупроводника; они изменяются от обычных туннельных контактов (при малой концентрации электронов) до контакта типа $S-N-S$ (сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник). В настоящей работе найдена зависимость критического тока элемента вблизи критической температуры сверхпроводника от концентрации свободных электронов в полупроводнике.

Для определения критического тока вычислялась гриновская функция системы $G_{\omega}(\xi; z, z')$, где z – координата в направлении перпендикулярном плоскости контакта, $\omega = (2n + 1)\pi T$ – мацубаровская частота, $\xi = (p_x^2 + p_y^2)/2m - \mu$ – энергия поперечного движения, отсчитанная от химического потенциала μ . Тогда ток через контакт находится по формуле [3]

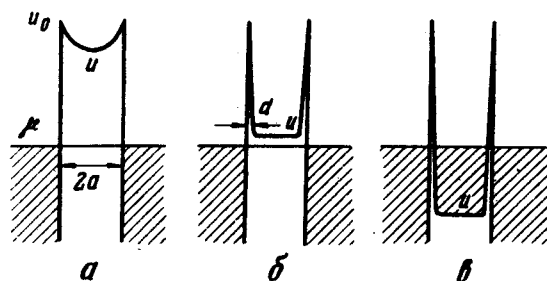
$$j = \frac{ie}{2\pi} T \sum_{\omega} \int d\xi \left[\left(\frac{\partial}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial z} \right) G_{\omega}(\xi; z, z') \right]_{z=z'} \quad (1)$$

Гриновская функция вблизи T_c выражается через гриновскую функцию системы в нормальном состоянии $G_{\omega}^n(\xi; z, z')$ [4]. Для нахождения последней необходимо знать зависимость скалярного потенциала $V(z)$.

Потенциал $V(z)$ при различных концентрациях электронов в зоне проводимости показан на рисунке. При малой концентрации n химический потенциал μ лежит ниже дна зоны проводимости, так что $u - \mu \gg T$ (рис. а). При этом толщина запирающего слоя d велика по сравнению с размером a , и зависимость $V(z)$ в полупроводнике можно считать квадратичной

$$V(z) = u + Az^2, \quad A = \frac{2\pi e^2 n}{\epsilon}, \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость.



Зонная структура контактов: сверхпроводник — полупроводник — сверхпроводник при различных концентрациях свободных электронов в полупроводнике

Выразив G_{ω}^n через амплитуду D -волны, прошедшей через барьер, для тока через контакт получаем

$$j = \frac{2}{\pi} e m^3 T \Delta^2 \sin \chi \sum_{\omega} \int_{-\mu}^{\infty} d\xi \frac{D(k_+) D(k_-)}{k_+ k_- (k_+ + k_-)^2} \exp[2i(k_+ + k_-)a], \quad (3)$$

где импульсы $k_{\pm} = [2m(\pm i\omega - \xi)]^{1/2}$, χ — разность фаз параметра порядка в сверхпроводниках, Δ — ее модуль; куперовская константа притяжения между электронами в полупроводнике предполагается равной нулю, а взаимное влияние сверхпроводников малым; m — эффективная масса.

Вычислив $D(k)$ для барьера (2) из формулы (3) получаем

$$j_k = \frac{e m^{1/2} \Delta^2 (u_0 - \mu)^{3/2}}{\sqrt{2} \pi a \mu T} \exp \left[-4\sqrt{2} a m^{1/2} (u_0 - \mu)^{1/2} \left(1 - \frac{a}{3}\right) \right]; \quad (4)$$

$$a = \frac{2\pi e^2 a^2 n}{\epsilon(u_0 - \mu)} \ll 1.$$

Как видно, в случае малой концентрации электронов в полупроводнике сверхпроводящий ток обусловлен туннелированием электронов сквозь барьер, причем высота барьера уменьшается при увеличении концентрации электронов. Величина $n_0 \sim \epsilon (u_0 - \mu) e^2 a^2$ определяет концентрацию, при которой толщина запирающего слоя становится порядка размера контакта. При больших концентрациях уже нельзя пользоваться для потенциала формулой (2). Таким образом вплоть до концентраций $\sim n_0$ прозрачность барьера мала (показатель экспоненты в формуле (4) \sim

$\sim am^{1/2}(u_0 - \mu)^{1/2}$) и соответственно экспоненциально мал критический ток контакта.

Заметим, что в некоторой области концентраций химический потенциал может находиться в примесной зоне. При этом в массивном полупроводнике становится существенной прыжковая проводимость [5]; если однако толщина слоя полупроводника меньше характерной длины прыжка, то такой механизм переноса заряда можно не учитывать.

При концентрациях $n \gg n_0$ толщина запирающего слоя становится малой по сравнению с шириной контакта и длиной волны де Бройля электронов. В таком случае потенциал в полупроводнике можно считать независящим от координаты z , а его изменение вблизи границы аппроксимировать δ -функцией: $V(z) = B\delta(z \pm a)$ (рис. б, в). Для критического тока из формулы (3) получаем выражение

$$j_k = \frac{e\Delta^2 T}{2\pi m^{3/2} a B^4} \sum_{\omega} \frac{[(u - \mu)^2 + \omega^2] \exp[-4am^{1/2}(u - \mu + [(u - \mu)^2 + \omega^2]^{1/2})^{1/2}]}{[(\mu^2 + \omega^2)^{1/2} - \mu](u - \mu + [(u - \mu)^2 + \omega^2]^{1/2})^{1/2}}. \quad (5)$$

Дальнейшие выражения существенно зависят от положения химического потенциала по отношению к дну зоны проводимости в полупроводнике. Если $u - \mu \gg T$ (невыврожденный полупроводник), то показатель экспоненты в формуле (5) можно считать не зависящим от ω и тогда сумма вычисляется

$$j_k = \frac{e\Delta^2 \mu (u - \mu)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi am^{3/2} B^4} \exp[-4\sqrt{2} am^{1/2} (u - \mu)^{1/2}], \quad (6)$$

где зависимость $u - \mu$ от концентрации n в невырожденном полупроводнике находится по известной формуле: $u - \mu = T \ln(n/N_c)$, $N_c = (mT)^{3/2}/\sqrt{2}\pi^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Критический ток в таком случае, по-прежнему, определяется туннелированием электронов сквозь барьер, однако его высота значительно уменьшается.

При $u - \mu \ll T$ ($n \sim N_c$) химический потенциал лежит вблизи дна зоны проводимости (рис. б). При этом для нахождения критического тока по формуле (5) достаточно ограничиться первым членом в сумме по ω . В результате получаем

$$j_k = \frac{e\Delta^2 \mu T^{1/2}}{\pi^{3/2} am^{3/2} B^4} \exp(-4\sqrt{\pi} am^{1/2} T^{1/2}). \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что даже при наличии барьера только на границах полупроводника со сверхпроводником критический ток экспоненциально убывает при увеличении толщины слоя полупроводника. Такой результат имеет простое физическое объяснение. Электроны из сверхпроводника, пролетая через полупроводник, теряют свою когерентность на расстояниях порядка размера пары ξ , и при толщинах $a \gg \xi$ уже не могут создавать сверхпроводящий ток. Величина ξ определяется

скоростью v электронов с энергиями $\sim T$, отсчитанными от дна зоны: $\xi \sim v/T \sim (mT)^{-1/2}$. Эта длина значительно меньше обычного размера пары ξ_0 , так как скорость v мала по сравнению с фермиевской скоростью в металле. Тем не менее характерный размер контакта, при котором через него может протекать заметный сверхпроводящий ток: $a \sim (1/p_F)(\mu/T)^{1/2}$, значительно превышает толщину атомного слоя.

В вырожденном полупроводнике: $\mu - u \gg T$ ($n \gg N_c$) (рис. в), и для критического тока из формулы (5) получаем

$$j_k = \frac{\sqrt{2} e \Delta^2 \mu (\mu - u)^{3/2}}{\pi^4 a m^{3/2} T^2 B^4} \exp[-2\sqrt{2} \pi a m^{1/2} (\mu - u)^{-1/2} T], \quad (8)$$

где $\mu - u = (3\pi^2)^{2/3} n^{2/3} / 2m$. Уменьшение показателя экспоненты в этой области концентрации обусловлено увеличением фермиевской скорости и соответственно размера пары. Заметим, что при $n \gg N_c$ длина свободного пробега электронов в полупроводнике l может стать меньше размера пары ξ . В таком случае критический ток, по-прежнему, пропорционален $\exp(-a/\xi)$, но в грязном случае $\xi_{\text{гр}} = (\xi_0 l)^{1/2}$ [6, 7].

На эксперименте осуществляется широкая вариация концентрации электронов в зоне проводимости, причем для этого используется как внедрение примесей [2], так и освещение полупроводника [1]. Экспериментальные зависимости критического тока от концентрации электронов в зоне проводимости в настоящее время отсутствуют, однако найденные ограничения на толщину контактов согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Авторы благодарны А.И.Ларкину, Э.И.Рашба, А.Л.Эфросу за ценные обсуждения.

Институт стали и сплавов

Поступила в редакцию
4 июля 1979 г.

Литература

- [1] A.Barone et al. Phys. Lett., 53A, 393, 1975; F.Andreozzi et al. Phys. Rev., B18, 6035, 1978.
- [2] C.Huang, T.Van Duzer. Appl. Phys. Lett., 25, 753, 1974; IEEE Trans. Magn., 11, 766, 1975; M.Schyfter et al. IEEE Trans. Magn., 13, 862, 1977; В.Н.Алфеев и др. ФТП, 13, 164, 1979.
- [3] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., Физматгиз, 1962.
- [4] И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М., изд. Наука, 1970.
- [5] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М., изд. Наука, 1979.
- [6] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 55, 323, 1968.
- [7] К.К.Лихарев. Письма в ЖЭТФ, 2, 29, 1976.