

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ NS -ГРАНИЦЫ

М.Г.Хусаинов

*Казанский физико-технический институт АН СССР
420029, Казань*

Поступила в редакцию 12 апреля 1991 г.

Установлено, что с уменьшением прозрачности NS -границы или с увеличением толщины слоев N и S происходит существенное усиление эффективного межэлектронного притяжения, объясняющее экспериментально наблюдавшийся рост T_c NS -контактов и сверхрешеток.

Существующие теории эффекта близости в NS -системах (N - нормальный металл, S - сверхпроводник) развиты для случаев низкой ¹ и высокой ² прозрачности границы раздела металлов. К сожалению в рамках ^{1,2} не удастся удовлетворительно описать наблюдающийся в сверхрешетках N/S рост критической температуры T_c с увеличением толщины слоев d_N и d_S (см. обзор ³). В настоящей работе исследована зависимость критической температуры NS -контактов и сверхрешеток от прозрачности σ потенциального барьера между металлами, толщины слоев d_N и d_S , а также силы и знака межэлектронного взаимодействия в N -области. Обнаружено, что с уменьшением скорости обмена электронами между N - и S -областями (т.е. с уменьшением σ или увеличением d_N , d_S) происходит существенное усиление межэлектронного притяжения в S -области и, напротив, ослабление взаимодействия в N -области. Благодаря этому экспериментально наблюдавшийся рост T_c в NS -системах получает естественную физическую интерпретацию.

Вблизи T_c параметр порядка $\Delta(z)$ плоского NS -контакта, в котором область $-d_N < z < 0$ занята металлом N , а область $0 < z < d_S$ - металлом S , описывается уравнением

$$\Delta(z) = V(z)T \sum_{\omega}' \int_{-d_N}^{d_S} dz' H_{\omega}(z, z') \Delta(z'), \quad (1)$$

где $V(z > 0) = V_S$ и $V(z < 0) = V_N$ - энергии межэлектронного взаимодействия, штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D ; $\omega = \pi T(2n + 1)$; T - температура; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

В "грязном" пределе, когда наименьшей из всех характерных длин в каждом из металлов является длина свободного пробега l_i ($i = N, S$), ядро $H_{\omega}(z, z')$ уравнения (1), имеющее радиус действия $\xi_i = (D_i/2|\omega|)^{1/2} \gg l_i$, удовлетворяет дифференциальному уравнению ²

$$[2|\omega| - D(z)\partial^2/\partial z^2]H_{\omega}(z, z') = 2\pi N(z)\delta(z - z'). \quad (2)$$

Здесь $D(z)$ и $N(z)$ - соответственно, коэффициент диффузии и плотность состояний электронов на уровне Ферми; $D_i = v_i l_i/3$ (v_i - фермиевская скорость).

Граничные условия при $z = 0$ к уравнению (2) можно воспроизвести в пределе $T \rightarrow T_c$ из полученных в ⁴ условий к линеаризованным уравнениям

Узладела или вывести непосредственно из точного интегрального уравнения для $H_\omega(z, z')$. Для плоской NS -границы имеем

$$\begin{aligned} D_S(\partial H_\omega / \partial z)_{(z=+0)} &= D_N(\partial H_\omega / \partial z)_{(z=-0)} = \\ &= (\sigma_S v_S / 4) H_\omega(+0, z') - (\sigma_N v_N / 4) H_\omega(-0, z'), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\sigma_i = \langle \sigma v_{iz} / (1 - \sigma) v_i \rangle; \quad \sigma_S v_S N_S = \sigma_N v_N N_N, \quad (4)$$

где усредненные по углам (между вектором скорости и нормалью к границе) прозрачности контакта σ_N и σ_S связаны соотношением детального баланса (4). Граничные условия де Жена ², заключающиеся в непрерывности величины $H_\omega(z, z')/N(z)$ при переходе через плоскость $z = 0$, являются частным случаем условий (3) и соответствуют пределу высокой прозрачности $\sigma_i \gg l_i/\xi_i$.

Взаимное влияние металлов N и S через границу особенно значительно в куперовском пределе, когда их толщины d_i малы по сравнению с наименьшими из характерных длин ξ_i , т.е. $\xi_i \omega_D = (D_i/2\omega_D)^{1/2}$. В этом случае, решая уравнения (1)-(3) совместно с условием $(\partial H_\omega / \partial z)(z = -d_N, d_S) = 0$, получим следующее уравнение для T_c NS -контакта

$$\Lambda_N(T_c)\Lambda_S(T_c) - \chi(\Gamma/T_c)[c_N\Lambda_N(T_c) + c_S\Lambda_S(T_c)] = 0. \quad (5)$$

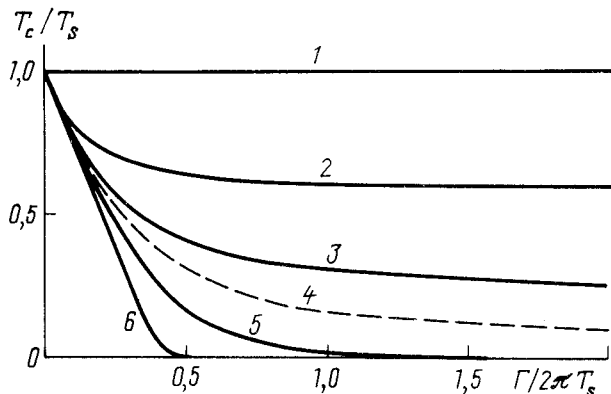
Здесь использованы следующие обозначения

$$\Lambda_i(T_c) = \lambda_i^{-1} - \ln(2\gamma\omega_D/\pi T_c); \quad \lambda_i = N_i V_i;$$

$$\chi(\Gamma/T_c) = \Psi(1/2) - \Psi(1/2 + \Gamma/2\pi T_c) + \ln(1 + \Gamma/\omega_D) \quad (6)$$

$$c_i = N_i d_i / (N_S d_S + N_N d_N); \quad \Gamma = \Gamma_N + \Gamma_S; \quad \Gamma_i = \sigma_i v_i / 8d_i$$

причем $\Psi(x)$ - дигамма функция, $\gamma = 1,781$ - постоянная Эйлера, и для простоты дебаевские частоты ω_D в N и S полагались одинаковыми. Кроме того, c_N, c_S - относительные плотности состояний электронов на N -, S -сторонах контакта и Γ_N, Γ_S - скорости перехода из N в S и обратно связаны соотношением $c_N \Gamma_N = c_S \Gamma_S$. Величина T_c определяется наибольшим из корней уравнения (5).



Зависимость критической температуры T_c от параметра прозрачности NS -контакта Γ для $c_N = c_S = 0,5$; $2\pi T_S/\omega_D = 0,2$ при различных значениях параметра $A = \lambda_N^{-1} - \lambda_S^{-1}$. Сплошные линии: 1 - $A = 0$; 2 - $A = 1,4$; 3 - $A = 6,9$; 5 - $A = -6,9$; 6 - $A = -3$. Штриховая линия 4 - $A = \infty (\lambda_N = 0)$

Результаты численного анализа зависимости $T_c(\Gamma)$ (формула (5)) для $c_N = c_S = 0,5$ и $2\pi T_S/\omega_D = 0,2$ (T_S - критическая температура изолированной

пленки S) при различных значениях параметра $A = \lambda_N^{-1} - \lambda_S^{-1}$ приведены на рисунке. Здесь сплошные кривые 1, 2, 3 соответствуют межэлектронному притяжению в N ($\lambda_N > 0$), а кривые 5, 6 - отталкиванию ($\lambda_N < 0$). Штриховая линия 4 соответствует $\lambda_N = 0$ (для области $\Gamma \ll \omega_D$ она воспроизводит результат теории¹). Видно, что во всех случаях уменьшения параметра Γ , имеющего смысл частоты обмена электронами между N и S , ведет к монотонному повышению T_c .

При малых скоростях обмена $\Gamma \ll \pi T_c$ подсистемы N и S связаны слабо. Параметр порядка Δ зарождается при $T = T_c$ в S -области ($\lambda_S > \lambda_N$) и просачивается в N в меру прозрачности контакта. В этом пределе из (5) следует $T_c = T_S - \pi \Gamma_S / 4$, т.е. скорость Γ_S ухода пар через SN -границу играет роль распаривающего фактора.

В другом предельном случае $\Gamma \gg \pi T_c$ быстрый обмен электронами между N и S приводит к обобществлению и перенормировке взаимодействий, ответственных за сверхпроводимость. В этом случае NS -контакт характеризуется единой температурой перехода и уравнение (5) упрощается

$$\ln(2\gamma\omega_D/\pi T_c) = \lambda_{eff}^{-1} = (c_S \lambda_S^* + c_N \lambda_N^*)^{-1}, \quad (7)$$

где λ_{eff} - эффективное межэлектронное взаимодействие NS -системы, а λ_S^* и λ_N^* - перенормированные константы взаимодействия на S - и N -берегах контакта, определяемые выражениями

$$\lambda_i^* = \lambda_i \left[1 - \frac{c_j (\lambda_i - \lambda_j) \ln(1 + \omega_D/\Gamma)}{1 - \lambda_j \ln(1 + \omega_D/\Gamma)} \right]^{-1}, \quad i \neq j. \quad (8)$$

При очень быстром обмене $\Gamma \gg \omega_D$ логарифмы в (8) несущественны, т.е. $\lambda_S^* \simeq \lambda_S$; $\lambda_N^* \simeq \lambda_N$, и (7) воспроизводит уравнение для критической температуры, полученное в² и отвечающее самым низким значениям T_c NS -контакта.

С уменьшением скорости обмена, когда $\pi T_c \ll \Gamma \ll \omega_D$ формула (8) предсказывает логарифмическое усиление эффективного взаимодействия в S -области ($\lambda_S^* > \lambda_S$) и, наоборот, его уменьшение в N -области ($|\lambda_N^*| < |\lambda_N|$). Это приводит к более высоким T_c , чем в теории². Интересно отметить, что сверхпроводимость в NS -системе возможна даже при сильном отталкивании на N -стороне контакта ($|\lambda_N| \gg \lambda_S$, кривая 6 на рисунке), если $|\lambda_N|^{-1} \ll \ln(\omega_D/\Gamma) \ll \lambda_S^{-1}$. В этом случае $\lambda_S^* \simeq c_S / c_N$ и $\lambda_N^* \simeq -[c_S \ln(\omega_D/\Gamma)]^{-1}$, а критерием сверхпроводимости является более слабое условие $c_N < \lambda_S \ln(\omega_D/\Gamma)$, чем у де Жена² ($c_N < \lambda_S / |\lambda_N|$; при $\Gamma \gg \omega_D$).

Физически данный результат аналогичен известному в теории сверхпроводимости подавлению кулоновского отталкивания за счет эффекта запаздывания (см., например,⁵). Дело в том, что при $\pi T_c \ll \Gamma \ll \omega_D$ усреднение межэлектронного взаимодействия до $(c_N \lambda_N + c_S \lambda_S)$ происходит лишь для электронов из узкого слоя 2Γ около энергии Ферми. Для остальных электронов из слоя $2\omega_D$ взаимные переходы через NS -границу будут процессами более медленными, чем обмен фононами. В результате часть взаимодействия, имеющая более широкую по энергии область действия будет модифицироваться. Поскольку $\lambda_N < (c_N \lambda_N + c_S \lambda_S) < \lambda_S$, то эффективное притяжение в S -области будет усиливаться, а взаимодействие в N -области, напротив, ослабляться.

Уравнения (5)-(8) заменой Γ на $\Gamma' = 2\Gamma$ легко обобщаются на случай сверхрешеток N/S (чередующихся слоев N и S с толщинами d_N и d_S , соответственно). Важно отметить, что переход от случая $\Gamma' > \omega_D$ к случаю

$\Gamma' < \omega_D$, ведущий к повышению T_c достигается не обязательно уменьшением прозрачности границы σ . Для этого достаточно при фиксированной величине σ увеличивать толщину слоев d_N и d_S . Следовательно, не находивший ранее объяснения рост T_c в сверхрешетках N/S с увеличением их периода ($d_N + d_S$) (см. ³ и ссылки в ней) теперь получает естественную интерпретацию в терминах усиления эффективного межэлектронного притяжения, описываемого формулами (7), (8).

Кроме того, теория де Жена ² дает одно и то же значение T_c как для контактов, так и для сверхрешеток. В то же время из формул (5)-(8) следует, что поскольку $\Gamma' > \Gamma$, то при одних и тех же толщинах слоев d_N и d_S критическая температура сверхрешетки N/S должна быть несколько ниже, чем T_c NS -контакта. Асимптотическое совпадение этих температур имеет место лишь в предельных случаях $\Gamma \ll \pi T_c$ и $\Gamma \gg \omega_D$. Проведенный сравнительный анализ T_c NS -контактов и сверхрешеток подтверждается недавними экспериментами ⁶.

Литература

1. McMillan W.L. Phys. Rev., 1968, 175, 537.
 2. de Gennes P. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 225.
 3. Jin B.Y., Ketterson J.B. Adv. Phys., 1989, 38, 189.
 4. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. ЖЭТФ, 1988, 94, 139.
 5. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. Гинзбурга В.Л., Киржница Д.А. М.: Наука, 1977. Гл.2.
 6. Aarts J. et al. Phys. Rev. B, 1990, 41, 4739.
-