

ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НЕЧЕТНЫМ СПАРИВАНИЕМ

М.В.Садовский¹⁾

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 14 декабря 1994 г.

Показано, что джозефсоновский ток в геометрии $S-I-S$ обращается в нуль, если один или оба сверхпроводника обладают щелью, нечетной по $p - p_F$. Для спаривания со щелью, нечетной по частоте, джозефсоновский ток исчезает в случае контакта обычного сверхпроводника с нечетным и отличен от нуля для контакта двух нечетных сверхпроводников.

В последнее время активно изучаются нетрадиционные модели так называемого "нечетного" спаривания в сверхпроводниках [1-5]. Эти модели привлекательны как с точки зрения объяснения физических свойств существующих необычных сверхпроводников (ВТСП, системы с тяжелыми фермионами), так и в смысле поиска новых систем с аномальными свойствами сверхпроводящего состояния. Особое значение при этом приобретает формулировка простых экспериментальных критериев, которые позволили бы однозначно определить тип соответствующего аномального спаривания.

Целью настоящей заметки является рассмотрение особенностей эффекта Джозефсона в $S-I-S$ -контактах, содержащих нечетные сверхпроводники. Будем исходить из стандартного рассмотрения эффекта Джозефсона в рамках формализма туннельного гамильтониана [6]. Соответствующие расчеты показывают, что выражение для джозефсоновского тока через контакт представляется в стандартном виде:

$$I = I_c \sin(\phi_1 - \phi_2), \quad (1)$$

где ϕ_1 и ϕ_2 - фазы параметра порядка (щели) в S -контактах 1 и 2, а для критического тока I_c имеется следующее общее выражение:

$$I_c = 4e \sum_{pq} |T_{pq}|^2 T \sum_{\omega_n} F_1^*(p, \omega_n) F_2(q, -\omega_n), \quad (2)$$

где T_{pq} - матричный элемент туннельного перехода электрона через слой изолятора, а аномальные мацубаровские функции Горькова $F_{1,2}(p, \omega_n)$ определяются выражениями вида

$$F(p, \omega_n) = \frac{\Delta(p, \omega_n)}{\omega_n^2 + \xi_p^2 + \Delta^2(p, \omega_n)}. \quad (3)$$

Здесь $\Delta(p, \omega_n)$ - щелевая функция, $\omega_n = (2n + 1)\pi T$ (T - температура), e - заряд электрона, $\xi(p) = v_F(|p| - p_F)$ - энергия возбуждения электронов вблизи уровня Ферми в нормальном состоянии сверхпроводника.

¹⁾ E-mail: sadovski@ief.e-burg.su

Рассмотрим сначала схему спаривания, нечетного по $p - p_F$ [1,3,4]. В этом случае имеем

$$\Delta(p, \omega_n) = \Delta(\xi_p) = -\Delta(-\xi_p). \quad (4)$$

Спаривание изотропно, и выражение (2) обычным образом сводится к виду [6]

$$I_c = \frac{T}{\pi e R} \sum_{\omega_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi_p \int_{-\infty}^{\infty} d\xi_q F_1^*(\xi_p, \omega_n) F_2(\xi_q, -\omega_n), \quad (5)$$

где R – сопротивление туннельного перехода, выраженное через матричный элемент T_{pq} , усредненный по поверхности Ферми каждого из сверхпроводников. Легко видеть, что выражение (5) обращается в нуль из-за нечетности $\Delta(\xi_p)$ по переменной ξ_p (4) как в случае, когда лишь один из сверхпроводников является нечетным, так и когда нечетными являются оба S -контакта. Разумеется, переход от (2) к (5), а с ним и сделанное утверждение справедливости в пренебрежении изменением матричного элемента T_{pq} на масштабах порядка энергии Ферми E_F , и I_c обращается в нуль с точностью до членов порядка T_{pq}^2/E_F^2 . С экспериментальной точки зрения это, конечно, означает практически полное подавление эффекта Джозефсона.

Рассмотрим теперь случай спаривания, нечетного по частоте [2,3,5]. При этом

$$\Delta(p, \omega_n) = -\Delta(p, -\omega_n). \quad (6)$$

Тогда из общей формулы (2) ясно, что I_c обращается в нуль, если один из S -контактов является нечетным сверхпроводником. Когда оба контакта нечетны, получаем конечное выражение для I_c , явный вид которого будет зависеть от конкретной модели нечетного спаривания [2,5] и может быть использован для изучения соответствующего параметра порядка. Обращение I_c в нуль в случае сверхпроводников разной четности связано здесь с тем обстоятельством, что нечетная по частоте щель нарушает T -четность, а туннельный гамильтониан инвариантен относительно операции обращения времени [6].

Работа выполнена в рамках проекта 93-001 Государственной программы исследований по высокотемпературной сверхпроводимости.

-
1. F.Mila and E.Abrahams, Phys. Rev. Lett. **67**, 2379 (1991).
 2. A.Balatsky and E.Abrahams, Phys. Rev. **B45**, 13125 (1992).
 3. E.Abrahams, J. Phys. Chem. Solids **53**, 1487 (1992).
 4. Э.З.Кучинский, М.В.Садовский, М.А.Эркабаев, ЖЭТФ **104**, 3350 (1993).
 5. P.Coleman, E.Miranda, and A.Tsvelik, Phys. Rev. **B49**, 8995 (1994).
 6. И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970.