Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 6, стр. 306 – 309 *25 марта 1986 г.*

ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

В.Б.Гешкенбейн, А.И.Ларкин

Найдена зависимость тока Джозефсона между обычным и необычным сверхпроводником от угла между поверхностью контакта и кристаллическими осями и от температуры.

Экспериментальные данные по низкотемпературному поведению теплоемкости, ЯМР, поглощению ультразвука в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами ($CeCu_2Si_2$, UBe_{13}, UPt_3) указывают на то, что в этих соединениях осуществляется необычное спаривание электронов. При этом параметр порядка преобразуется по нетривиальному представлению группы симметрии кристалла. Экспериментально изучался [1] эффект Джозефсона между этими сверхпроводниками и обычными.

На поликристалле $CeCu_2Si_2$ наблюдался стационарный туннельный эффект примерно той же величины, как и для обычных сверхпроводников. На монокристалле UPt_3 эффект Джозефсона не был обнаружен.

Ниже показано, что величина критического тока между обычным и необычным сверхпроводником сильно зависит от угла между поверхностью образца и кристаллическими осями и обращается в ноль для некоторых направлений. Зависимость от угла может быть найдена феноменологически из соображений симметрии. Свободная энергия контакта должна быть скаляром, зависящим от вектора нормали к поверхности, и в первом порядке по прозрачности линейно зависеть от параметра порядка в необычном сверхпроводнике.

Рассмотрим сначала случай, когда нетривиальный параметр порядка является псевдоскаляром, т.е. не меняется при вращении и меняет знак при инверсии. При этом свободная энергия контакта, а следовательно величина критического тока пропорциональна псевдоскаляру, составленному из единичного вектора нормали $\mathbf{n}$. Для кристаллов кубической симметрии простейший вид такого псевдоскаляра есть:

$$I(\varphi) = A n_x n_y n_z (n_x^2 - n_y^2)(n_y^2 - n_z^2)(n_z^2 - n_x^2) \sin\varphi, \qquad (1)$$

где n_x, n_y, n_z – проекции вектора нормали на кристаллические оси, а φ – разность фаз. Критический ток обращается в 0, когда вектор нормали лежит в какой-нибудь плоскости симметрии куба. Это обращение в ноль не связано с конкретным видом формулы (1), а следует из соображений симметрии, так как при отражении в этой плоскости $\mathbf{n}$ не меняется, а параметр порядка меняет знак.

Для того, чтобы оценить величину и температурную зависимость коэффициента A, напишем микроскопическую формулу для тока через контакт

$$I(\varphi) = 2e \, \mathrm{Im} \Sigma F^*_{\alpha\beta}(\mathbf{p}) T_{\beta\mu}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) K(\mathbf{x}) \Delta_{\mu\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{x}) T_{\alpha\nu}(-\mathbf{p}, -\mathbf{k}), \qquad (2)$$

где F^* – функция Горькова в обычном сверхпроводнике, $T_{\beta\mu}(\mathbf{p}, \mathbf{k})$ – матричные элементы туннельного гамильтониана, а $K(\mathbf{x})$ – обычное ядро интегрального уравнения, связывающего функцию Горькова в необычном сверхпроводнике с параметром порядка $\Delta_{\mu\nu}$.

В кристаллах с центром инверсии одноэлектронные волновые функции характеризуются квазиимпульсом $\mathbf{k}$ и псевдоспином μ, который описывает двухкратное вырождение уровня. Без спин-орбитального взаимодействия псевдоспин совпадает со спином. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что собственное состояние является суперпозицией состояний с различными проекциями спина

$$|\mathbf{k}\mu\rangle = e^{i(\mathbf{kr})} \sum_{\mathbf{d}} [\, u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} - \mathbf{d}) + (\mathbf{u}^1_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} - \mathbf{d})\, \sigma_{\mu\alpha})] \,|\, \alpha \rangle \qquad (3)$$

сумма берется по кристаллической решетке, где $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – скалярная функция, а $\mathbf{u}^1_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – псевдовекторная функция в простейшем случае равная

$$\mathbf{u}^1_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = [\mathbf{kr}]\, u_1 . \qquad (4)$$

Сверхпроводящие состояния в таких кристаллах характеризуются своей четностью [2,3]

$$\Delta^g(\mathbf{k}) = \psi(\mathbf{k})\, i\sigma^y; \;\; \Delta^u(\mathbf{k}) = (\vec{\sigma}\mathbf{d}(\mathbf{k})\, i\sigma^y. \qquad (5)$$

Если спин-орбитального взаимодействия нет, то $T_{\alpha\beta}$ – диагональная матрица и эффект Джозефсона между четным и нечетным сверхпроводником отсутствует [4].

Фентон [5] обратил внимание на то, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к ненулевому току Джозефсона. Однако он не учитывал кристаллическую структуру, и кроме того получил величину эффекта малую по сравнению с обычным,по крайней мере,в меру малости отношения межатомных расстояний к размеру пары ξ. Эта малость возникла из-за медленного изменения параметра порядка вблизи поверхности образца. Значительно более сильный эффект возникает из-за недиагональности туннельного гамильтониана $T_{\alpha\nu}$. Для этой недиагональности необязательно, чтобы спин-орбитальное взаимодействие было в слое диэлектрика, достаточно его присутствие в сверхпроводнике. Этот эффект аналогичен спин-орбитальному рассеянию на легких примесях в металлах из тяжелых атомов и связан с тем, что индекс ν описывает проекцию псевдоспина, а не спина. При микроскопическом вычислении туннельного гамильтониана $T_{\alpha\nu}$ нужно сшивать волновые функции в диэлектрике с волновыми функциями типа (3), которые описывают электрон в металле с тяжелыми атомами. Тяжелые атомы находятся с одной стороны от границы, поэтому среднее значение вектора $\mathbf{r}$ в формуле (4) направлено вдоль $\mathbf{n}$. В результате имеем:

$$T_{\alpha\nu}(\mathbf{k}) = T(\delta_{\alpha\nu} + \lambda/k_F([\mathbf{kn}]\,\vec{\sigma}_{\alpha\nu})), \qquad (6)$$

где безразмерный параметр λ в металлах с тяжелыми атомами имеет порядок 1. Подставляя выражения (5), (6) в формуле (2), для нечетного спаривания, получаем

$$I(\varphi) = 2e \operatorname{Im} \int \lambda T^2 F^* K(\mathbf{x}) ([\mathbf{d}(\mathbf{k}, \mathbf{x})\, \mathbf{k}]\mathbf{n}) d\mathbf{x} d\mathbf{k}. \qquad (7)$$

Зависимость параметра порядка $\mathbf{d}$ от $\mathbf{k}$ для различных представлений нескольких групп найдена в [2,3]. При интегрировании выражения (7) по углам вектора $\mathbf{k}$ следует учитывать, что T^2, $K(\mathbf{x})$, а для неодномерных представлений и $\mathbf{d}(\mathbf{k}, \mathbf{x})$ являются сложными функциями от $(\mathbf{kn})$. В результате для псевдоскалярного представления A_1 кубической группы получаем выражение (1). Константа A при низких температурах лишь множителем порядка единицы отличается от обычного выражения для тока через контакт. Этот множитель связан со спин-орбитальным взаимодействием и анизотропией. Вблизи T_c возникает дополнительная малость порядка $\xi_0/\xi(T)$ из-за того, что параметр порядка необычного спаривания убывает при приближении к поверхности на расстояниях $x \sim \xi(T)$, а ядро $K(\mathbf{x})$ убывает на расстояниях ξ_0. Такой же порядок параметр A имеет и для других фаз.

Зависимость тока Джозефсона от углов вектора $\mathbf{n}$ для других фаз может быть найдена как по формулам (2), (7), так и из соображений симметрии. Для четных фаз спин-орбитальное взаимодействие несущественно. Зависимость $I(\mathbf{n})$ такая же как зависимость скалярного параметра порядка $\psi(\mathbf{k})$ от углов импульса $\mathbf{k}$. Ток равен нулю, когда нормаль к поверхности направлена вдоль того направления, вдоль которого зануляется щель в спектре возбуждений. Эти направления найдены в работах [2].

Для нечетных фаз ток равен нулю в двух случаях: 1) если в плоскости контакта лежит такая ось симметрии, при повороте вокруг которой на 180^0 параметр порядка не меняется, 2) если нормаль к поверхности направлена вдоль оси, при повороте вокруг которой параметр порядка умножается на фазовый множитель. Классы симметрии параметра порядка приведены в [2]. Простейшая угловая зависимость тока Джозефсона удовлетворяющая этим требованиям имеет вид:

$$I(\varphi) = A \operatorname{Im} f(\mathbf{n}) e^{i\varphi},$$

где $f(\mathbf{n})$ для различных представлений равна:

кубическая группа (UBe_{13}).

$A_1: n_x n_y n_z (n_x^2 - n_y^2)(n_y^2 - n_z^2)(n_z^2 - n_x^2)$; $A_2: n_x n_y n_z$;

$E: n_x n_y n_z (\eta_1 (n_x^2 + e^{-2\pi i/3} n_y^2 + e^{2\pi i/3} n_z^2) - \eta_2 (n_x^2 + e^{2\pi i/3} n_y^2 + e^{-2\pi i/3} n_z^2))$;

$F_2: \eta_1 n_x (n_y^2 - n_z^2) + \eta_2 n_y (n_z^2 - n_x^2) + \eta_3 n_z (n_x^2 - n_y^2)$; $F_1: \eta_1 n_x + \eta_2 n_y + \eta_3 n_z$;

тетрагональная группа ($CeCu_2Si_2$).

$A_1: n_x n_y n_z (n_x^2 - n_y^2)$; $A_2:\ n_z$;

$B_1:\ n_x n_y n_z$; $B_2:\ n_z (n_x^2 - n_y^2)$;

$E:\ \eta_1 n_y - \eta_2 n_x$;

гексагональная группа (UPt_3)

$A_1:\ n_z (n_x^3 - 3n_x n_y^2)(n_y^3 - 3n_y n_x^2)$; $A_2:\ n_z$;

$B_1:\ n_x^3 - 3n_x n_y^2$; $B_2:\ n_y^3 - 3n_y n_x^2$;

$E_1:\ \eta_1 n_y - \eta_2 n_x$;

$E_2:\ \eta_1 n_z (n_x - i n_y)^2 - \eta_2 n_z (n_x + i n_y)^2$.

Для неодномерных представлений возможные значения параметров η_i приведены в [2]. Для некоторых фаз эти значения не однозначны. В этом случае в объеме могут быть доменные стенки. Вопрос о взаимодействии этих стенок с поверхностью требует дополнительного рассмотрения. Если фаза магнитная и параметр порядка комплексный, то $I(\varphi) = I_1 \cos\varphi + I_2 \sin\varphi$, при этом $I_c^2 = I_1^2 + I_2^2$.

Минимуму энергии контакта не всегда соответствует точка $\varphi = 0$. Например, если в сверхпроводящую цепь вставить пластину с нечетной фазой между двумя контактами, то у этих контактов вектор $\mathbf{n}$, а следовательно и энергия будут иметь противоположные знаки. Если на одном контакте минимуму энергии соответствует разность фаз $\varphi = 0$, то на другом $\varphi = \pi$. Поэтому внутри такой цепи будет полуцелое число квантов потока магнитного поля.

Возможно, что отсутствие эффекта на монокристале UPt_3 связано с таким расположением плоскости контакта к кристаллическим осям, при котором ток Джозефсона исчезает. Существование тока в контакте обычного сверхпроводника с $CeCu_2Si_2$ не означает, что в нем обычное спаривание.

Авторы благодарны Л.П.Горькову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Steglich F., Rauchschwalbe U., Gottwick U., Mayer H.M., Sparn G., Grewe N., Poppe U., Franse J.J.M.* J. Appl. Phys., 1985, 57, 3054.
2. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 550; ЖЭТФ, 1985, 88, 1412.
3. *Anderson P.W.* Phys. Rev., 1984, **B30**, 1549; 1984, **B30**, 4000.
4. *Pals J.A., Van Haeringen W., Van Maaren M.H.* Phys. Rev., 1977, **B15**, 2592.
5. *Fenton E.W.* Solid State Com., 1980, 34, 917; 1985, 54, 709.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 февраля 1986 г.