

# ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ РЕЗОНАНСНО-ПЕРКОЛЯЦИОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ВИХРЯ

*В. Я. Кирпиченков\**

*НИИ Физики Ростовского государственного университета  
344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*Южно-Российский государственный технический университет  
346428, Новочеркасск, Россия*

Показано, что в области энергий туннельных резонансов длинного туннельного контакта сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS) со слабым (малые концентрации примеси) структурным беспорядком в I-слое параметры джозефсоновского вихря (флюксона) определяются наличием квантовых резонансно-перколяционных траекторий, случайно образующихся в неупорядоченном I-слое [1] и соединяющих S-берега контакта.

PACS: 71.55.Jv

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пусть  $\mu$  — уровень Ферми контакта,  $\varepsilon_0$  — энергия однопримесного локального уровня в I-слое,  $\gamma$  — энергетическая ширина существенных квантовых резонансно-перколяционных траекторий (КРПТ),  $\Delta$  — модуль сверхпроводящего параметра порядка в S-берегах,  $c \ll 1$  — безразмерная концентрация примесей,  $T$  — температура. Предполагается, что  $T \ll \Delta \ll \gamma \ll \mu$ .

Если уровень Ферми контакта находится внутри спектра энергий туннельных резонансов I-слоя ( $|\mu - \varepsilon_0| < \gamma$ ), то даже в случае слабого структурного беспорядка в I-слое туннельная проводимость, а следовательно, и определяемые ею параметры флюксона в некотором интервале концентрации примеси существенно отличаются от их значений для случая «пустого» (без примесей) туннельного контакта. Этот эффект обусловлен прохождением электронов вдоль КРПТ. В работе получены формулы для указанных параметров, на основании которых на плоскости  $(\mu - \varepsilon_0, c)$  найдена область сильного влияния КРПТ на их значения.

Если флюксон движется в контакте со случайными неоднородностями в I-слое, например микрозако-

ротками, то для обеспечения его равномерного движения необходимо компенсировать потери энергии на излучение, что достигается введением в переход тока смещения от внешнего источника. Это приводит к качественному изменению вольт-амперной характеристики неоднородного перехода по сравнению со случаем однородного [2]. Здесь в качестве причины неоднородности I-слоя рассмотрены КРПТ, соединяющие противоположные S-берега контакта, так называемые квантовые закоротки.

Существенное отличие рассматриваемой здесь модели структурных возмущений в I-слое в виде квантовых закороток от модели возмущений в виде микрозакороток или локальных изменений толщины I-слоя состоит в том, что квантовые закоротки оказывают сильное влияние на свойства SIS-контакта лишь в узком интервале энергий туннельных резонансов,  $|\mu - \varepsilon_0| < \gamma$ . Именно это обстоятельство позволяет экспериментально различить эти типы возмущений в I-слое. Если путем увеличения температуры SIS-контакта перевести его в NIN-состояние и измерить вольт-амперную характеристику последнего, то в случае квантовых закороток она окажется существенно нелинейной на масштабах напряжений  $V \sim \gamma/e$  [3], а для других типов возмущений она будет линейной на этих масштабах.

\*E-mail: wkirpich@rambler.ru

## 2. МОДЕЛЬ. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассматривается модель туннельного перехода в виде сэндвича SIS, находящегося при  $T = 0$  в параллельном плоскости контакта магнитном поле  $(0, H_y, 0)$  и представляющего собой два одинаковых массивных сверхпроводника, разделенных плоским длинным ( $L_z \gg \lambda_j$ ) узким ( $L_y \ll \lambda_j$ ,  $\lambda_j$  — джозефсоновская глубина проникновения) слоем изолятора достаточно малой толщины  $L_x$ . Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал I-слоя  $U_0 = \text{const} > \mu$ , где  $\mu$  — уровень Ферми контакта. В изолятор случайным образом вкраплены одинаковые, притягивающие электроны примеси с энергией однопримесного локального уровня  $\varepsilon_0$  и радиусом локализации электронного состояния на нем  $\alpha^{-1} = (U_0 - \varepsilon_0)^{-1/2}$ . (В принятой здесь системе единиц  $\hbar = 1$ , масса и заряд электрона  $m = 1/2$ ,  $e = 1$ .) Число  $N \gg 1$  примесей макроскопически однородно с плотностью  $n = N/V$  ( $c = n\alpha^3 \ll 1$  — слабый структурный беспорядок) распределены по объему  $V = L_x L_y L_z$  слоя. Уровень Ферми  $\mu$  находится вблизи  $\varepsilon_0$  — внутри энергетического спектра резонансной туннельной прозрачности неупорядоченного I-слоя. Характерная энергетическая ширина  $\gamma$  туннельного резонанса, существенного при рассматриваемых значениях  $|\mu - \varepsilon_0|$ , удовлетворяет соотношению  $\Delta \ll \gamma \ll \mu$ , где  $\Delta$  — модуль сверхпроводящего параметра порядка в S-берегах,  $\Psi_{1,2} = \Delta \exp(i\varphi_{1,2})$ . При этом  $\Delta$  считается постоянной величиной, не возмущенной наличием слабой туннельной связи между S-берегами.

В этих условиях для данной реализации случайной конфигурации примесей  $\Gamma_N = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N\}$  нижнее критическое поле можно представить в виде [4]

$$H_{c1}(\Gamma_N) = \frac{4\pi}{\Phi_0} F[\varphi(\Gamma_N)], \quad (1)$$

где

$$F[\varphi] = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + \lambda_J^{-2} (1 - \cos \varphi) \right] dz \quad (2)$$

— свободная энергия, приходящаяся на единицу длины (вдоль оси  $y$ ) уединенного флюксона,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\lambda_J = \lambda_J(\mu - \varepsilon_0, z, \Gamma_N)$  — джозефсоновская глубина проникновения,  $\varphi = \varphi(\mu - \varepsilon_0, z, \Gamma_N)$  разность фаз сверхпроводящих параметров порядка в S-берегах, удовлетворяющая одномерному стационарному уравнению синус-Гордон:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = \lambda_J^{-2} \sin \varphi, \quad (3)$$

в котором случайный коэффициент  $\lambda_J^{-2} = j_c$  (критическая плотность сверхтока) выражается через локальную туннельную прозрачность неупорядоченного I-слоя. Запишем

$$\lambda_J^{-2} = \langle \lambda_J^{-2} \rangle [1 + v(\mu - \varepsilon_0, z, \Gamma_N)], \quad (4)$$

где

$$v = \delta(\lambda_J^{-2}) / \langle \lambda_J^{-2} \rangle, \quad \langle v \rangle = 0, \quad (5)$$

а усреднение осуществляется по ансамблю примесных конфигураций  $\{\Gamma_N\}$ .

Считая  $\langle v^2 \rangle^{1/2} \ll 1$  и учитывая, что при  $c \ll 1$  и энергиях  $\mu$ , близких к  $\varepsilon_0$ , главный вклад в конфигурационные средние дают резонансные области фазового пространства системы примесей  $\{\Gamma_N\}$ , соответствующие уединенным КРПТ, находим

$$\langle H_{c1} \rangle = \frac{32\pi}{\Phi_0} \left( \frac{\pi\Delta}{2} \right)^{1/2} \left[ \sum_{m=1}^N g_m^{res}(\mu - \varepsilon_0) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$\langle j_c \rangle = \langle \lambda_J^{-2} \rangle = \frac{\pi\Delta}{2} \langle g \rangle, \quad \langle g \rangle = \sum_{m=1}^N g_m^{res}(\mu - \varepsilon_0), \quad (7)$$

где

$$g_m^{res}(\mu - \varepsilon_0) = \sigma_0 \int_{L/m}^{\infty} p_m(u) \exp \left[ -\frac{(\mu - \varepsilon_0)^2}{\gamma^2(u)} \right] du \quad (8)$$

— вклад  $m$ -примесных КРПТ в туннельную проводимость неупорядоченного I-слоя,  $\sigma_0 = \mu(U_0 - \mu)(4\pi^4 U_0^2)^{-1}$ ,

$$p_m(u) = \alpha^2 c^m e^{-cm\pi u^3} \left[ u^2 \left( \frac{mu}{L} - 1 \right) \right]^{m-1} \quad (9)$$

— вероятность (на единицу площади) образования  $m$ -примесной КРПТ с безразмерным «шагом»  $u = \alpha 2l$  ( $2l$  — расстояние между соседними примесями цепочки),  $L = \alpha L_x \gg 1$  — безразмерная толщина I-слоя,

$$\gamma(u) = 4\alpha^2 u^{-1} e^{-u} \quad (10)$$

— энергетическая ширина зоны резонансной прозрачности вдоль КРПТ.

Рассматривая в качестве причины неоднородности I-слоя квантовые закоротки, найдем плотность тока смещения в области магнитных полей, соответствующих наличию уединенного флюксона в контакте.

При  $T = 0$  нормальный ток через переход равен нулю и уравнение для разности фаз  $\varphi$  между S-берегами контакта имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \lambda_J^{-2} \sin \varphi + j, \quad (11)$$

где  $c_0$  — скорость Свихарта,  $j$  — плотность тока смещения. Представим аналогично (4)

$$\lambda_J^{-2} = \langle \lambda_J^{-2} \rangle [1 + v(\mu - \varepsilon_0, z, \Gamma_N)]. \quad (12)$$

Считая  $\langle v^2 \rangle^{1/2} \ll 1$  и действуя в духе теории возмущений, развитой в работе [2], находим

$$j(\beta) = \omega(c, \mu - \varepsilon_0) \left[ \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right]^5 e^{-\pi/\beta}, \quad (13)$$

где

$$\omega(c, \mu - \varepsilon_0) = \frac{\langle \lambda_J^{-2} \rangle^{3/2}}{L_y} \frac{\sigma_0^2}{\langle g \rangle^2} \times \\ \times \sum_{m=1}^N \int_{L/m}^{\infty} p_m(u) \exp \left[ -\frac{2(\mu - \varepsilon_0)^2}{\gamma^2(u)} \right] du, \quad (14)$$

$\beta = v/c_0$ ,  $v$  — скорость флюксона, пропорциональная напряжению на контакте.

Формулы (6)–(10) и (13), (14) представляют параметры флюксона в неупорядоченном контакте в виде сумм по КРПТ. Отметим резонансный характер зависимости этих параметров от аргумента  $(\mu - \varepsilon_0)$ . Если бы технологически удалось создать электростатический затвор вдоль всей длины контакта, изменяющий положение примесных уровней  $\varepsilon_0$  относительно  $\mu$ , т. е. регулирующий величину  $(\mu - \varepsilon_0)$ , то такой полевой «джозефсоновский транзистор» позволил бы в широких пределах регулировать параметры флюксона и допускать прямое экспериментальное наблюдение их зависимостей от  $(\mu - \varepsilon_0)$ .

Оценки, сделанные на основании этих формул, для типичных параметров контакта  $\mu \sim 10$  эВ ( $\sim 10^5$  К),  $U_0 - \mu \sim 1$  эВ ( $\sim 10^4$  К),  $\Delta \sim 10^{-3}$  эВ

( $\sim 10$  К),  $L \sim 10$ , выделяют на плоскости  $(\mu - \varepsilon_0, c)$  область сильного влияния квантовых закороток на параметры флюксона:

$$|\mu - \varepsilon_0| \leq \gamma \sim 10^{-2} \text{ эВ}, \quad 10^{-5} \ll c \ll 10^{-2}.$$

В этой области критическая плотность сверхтока возрастает, например, на два порядка по сравнению со случаем «пустого» контакта. При этом мезоскопические флуктуации этих параметров малы.

В заключение отметим вероятную связь между эффектами резонансного туннелирования и сверхпроводимостью мезоскопических квантовых точек [5]. В равновесном состоянии неупорядоченного контакта, например на уединенных резонансных  $(\mu - \varepsilon_0 < \gamma)$  примесях, находящихся в середине I-слоя и слабо связанных с берегами, как и на мезоскопических квантовых точках, находится нецелое среднее число электронов — часть оттянута в берега контакта. Поэтому такие электронные состояния на примесях, по-видимому, могут быть, как и в работе [5], интерпретированы как сверхпроводящие, а эффекты резонансного туннелирования через эти примеси — как проявления этих сверхпроводящих состояний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).
2. М. Б. Минеев, М. В. Фейгельман, В. В. Шмидт, ЖЭТФ **81**, 290 (1981).
3. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **116**, 1048 (1999).
4. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, Мир, Москва (1984).
5. А. Ф. Андреев, УФН **168**, 655 (1998).