УДК 538.915

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВДОЛЬ СТАЦИОНАРНОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ВИХРЯ В ГРЯЗНОМ *S*–*I*–*S* КОНТАКТЕ

# © 2020 г. В. Я. Кирпиченков<sup>1, \*</sup>, В. Я. Кирпиченкова<sup>1</sup>, Н. В. Кирпиченкова<sup>1</sup>, О. И. Лозин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Южно-Российский государственный политехнический университет имени М.И. Платова", Новочеркасск, Россия

> \**E-mail: wkirpich@rambler.ru* Поступила в редакцию 19.03.2020 г. После доработки 10.04.2020 г. Принята к публикации 27.05.2020 г.

Приведены результаты численного исследования совместного влияния случайных квантовых закороток в неупорядоченном слое изолятора и ненулевых температур  $0 \le T < T_c$  на распределение напряженности магнитного поля вдоль стационарного джозефсоновского вихря, находящегося в грязном (с немагнитными примесями в слое изолятора) контакте сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник.

DOI: 10.31857/S0367676520090185

## **ВВЕДЕНИЕ**

Даже при макроскопически однородном распределении примесей в неупорядоченном слое изолятора (*I*-слое) грязного сверхпроводникизолятор-сверхпроводник (S-I-S) контакта, всегда имеются маловероятные флуктуации пространственного расположения примесей, которые имеют вид уединенных слабоизвилистых упорядоченных цепочек из m = 1, 2, 3, ... примесей, соединяющих противоположные берега контакта. В пространственно узких трубках вдоль этих цепочек сосредоточены квантовые резонансно-перколяционные траектории (КРПТ) электронов [1]. Вдоль этих КРПТ в области энергий вблизи однопримесного электронного уровня  $\varepsilon_0$  имеются узкие энергетические зоны резонансной туннельной прозрачности (туннельные резонансы), энергетические ширины которых  $\gamma_m \ll \varepsilon_0$ ,  $\mu$ , где  $\mu$  – электронный химпотенциал контакта. Коэффициенты прохождения электронов вдоль КРПТ  $D_m \sim 1$ , в отличие от экспоненциально малого коэффициента прохождения вдоль других путей, соединяющих берега контакта. Такие упорядоченные цепочки являются своеобразными случайными узкозонными "квантовыми закоротками" в неупорядоченном І-слое, и, хотя вероятности их образования весьма малы, именно они при  $|\varepsilon_0 - \mu| < \gamma_m$  дают главный вклад в низкотемпературную туннельную проводимость грязных *N*-*I*-*N* [2-4] контактов и всех ассоциированных с нею электродинамических характеристик, в том числе и в критическую

плотность сверхтока грязного S-I-S контакта [5, 6], которая определяет распределение напряженности магнитного поля в джозефсоновском вихре, находящемся в таком контакте.

### МОДЕЛЬ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Рассматривается модель туннельного контакта в виде сэндвича *S*-*I*-*S*, находящегося при температуре  $0 \le T < T_c$  в параллельном плоскости контакта магнитном поле (0, H, 0) и представляющего собой два одинаковых массивных сверхпроводника, разделенных плоским длинным  $L_x \gg \lambda_J$  узким  $L_y \gg \lambda_J$  ( $\lambda_J$  – джозефсоновская глубина проникновения) слоем изолятора достаточно малой толщины L<sub>z</sub>. Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал *I*-слоя  $U_0 = \text{const} > \mu$ . В изолятор случайным образом вкраплены одинаковые, притягивающие электроны примеси с энергией однопримесного локального уровня  $\varepsilon_0$ . Число примесей N ≥ 1 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  $\mu = \varepsilon_0$ . Характерные энергетические ширины  $\gamma_m$  существенных для данной задачи туннельных резонансов удовлетворяют соотношению  $\Delta < \gamma_m \ll \mu$ , где  $\Delta$  – модуль сверхпроводящего параметра порядка в S-берегах



**Рис. 1.** График зависимости  $\langle H(x) \rangle$  в джозефсоновском вихре: 1 - в неупорядоченном контакте при  $T_1 = 0$ ,  $\mu = \varepsilon_0$ ,  $c = 10^{-3}$ ; 2 - в чистом контакте при T = 0.

 $\psi_{1,2} = \Delta \exp(i\varphi_{1,2})$ . При этом, как обычно в таких моделях,  $\Delta$  считается постоянным, не возмущенным наличием слабой туннельной связи между *S*-берегами, а возмущается лишь разность фаз  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Основное уравнение математической модели, предназначенной для исследования совместного влияния случайных КРПТ в неупорядоченном *I*-слое и ненулевых температур на электродинамические характеристики стационарного джозефсоновского вихря в неупорядоченном S-I-S контакте в области температур  $0 \le T < T_c$  имеет вид стохастически возмущенного стационарного уравнения sin-Gordon:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = k^2 \left(1 + v(x)\right) \sin \varphi, \quad -\infty \le x \le \infty, \tag{1}$$

$$\varphi(-\infty) = 0, \quad \varphi(+\infty) = 2\pi, \tag{2}$$

где:  $\varphi = \varphi(x, T, \Gamma_N)$  — случайная разность фаз сверхпроводящего параметра порядка между *S*-берегами,  $v(x) = v(x, \Gamma_N)$  — случайные относительные пространственные флуктуации локальной туннельной проводимости неупорядоченного *I*-слоя,  $\Gamma_N = \{\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N\}$  — статистический ансамбль случайных конфигураций примесей в *I*-слое,  $\vec{r}_i$  — случайные координаты примесей,

$$k^{2} = k^{2}(T) = \left\langle \lambda_{J}^{-2}(T) \right\rangle = \frac{2\mu_{0}ed}{\hbar} \left\langle j_{c}(T) \right\rangle, \qquad (3)$$

 $\mu_0, e, \hbar$  — фундаментальные константы,  $d = L_x + 2\lambda_L, \lambda_L$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в *S*-берега контакта,

$$\langle j_c(T) \rangle = \frac{\pi}{2e} \langle g \rangle \Delta(T) \operatorname{th}\left[\frac{\Delta(T)}{2T}\right]$$
 (4)

- усредненная по ансамблю { $\Gamma_N$ } плотность критического сверхтока в неупорядоченном *S*-*I*-*S* контакте [6],  $\Delta(T)$  – сверхпроводящая щель в *S*берегах контакта при температуре  $0 \le T < T_c$ ,  $\langle g \rangle$  – усредненная туннельная проводимость неупорядоченного контакта.

На основе численно найденного решения  $\langle \phi(x,T) \rangle$ , статистически усредненного по ансамблю примесей  $\{\Gamma_N\}$  уравнения (1), численно найдено распределение напряженности магнитного поля  $\langle H(x,T) \rangle$  вдоль стационарного джозефсоновского вихря в грязном *S*–*I*–*S* контакте:

$$\langle H(x,T)\rangle = \frac{\hbar}{2\mu_0 ed} \frac{\partial \langle \varphi(x,T)\rangle}{\partial x},$$
 (5)

где  $\langle \varphi(x,T) \rangle$  – усредненная по ансамблю { $\Gamma_N$ } разность фаз сверхпроводящего параметра порядка между *S*-берегами контакта.

Ниже приведены характерные численные значения параметров неупорядоченных S-I-Sконтактов, используемые при проведении численных расчетов:  $U_0 = 7$  эВ; химпотенциал контакта  $\mu = \varepsilon_0 = 5$  эВ; толщина неупорядоченного I-слоя  $L = 10^{-9}$  м; ширина неупорядоченного I-слоя  $L_y = 10^{-7}$  м; длина неупорядоченного I-слоя  $L_x = 10^{-3}$  м; концентрация (безразмерная) примесей в неупорядоченном I-слое  $0 < c \ll 1$ ; значение сверхпроводящей энергетической щели при температуре T = 0 в одинаковых S-берегах контакта  $\Delta(T = 0) \equiv \Delta_0 = 10^{-3}$  эВ.

Результаты расчетов  $\langle H(x,T) \rangle$  для трех температур приведены на рис. 1–3, и для сравнения на каждом из рисунков приведен график зависимости H(x) для стационарного джозефсоновского вихря в соответствующем чистом (c = 0) S-I-S контакте при T = 0.

Из сравнения этих графиков видно, что присутствие квантовых закороток в неупорядоченном I-слое S-I-S контакта приводит:

1. К более компактному распределению  $\langle H(x) \rangle$ в джозефсоновском вихре по сравнению с распределением H(x) в чистом S-I-S контакте.

2. К существенно большему (примерно в 5 раз) значению  $\langle H(x = 0) \rangle$  в центре вихря в неупорядо-



**Рис. 2.** График зависимости  $\langle H(x) \rangle$  в джозефсоновском вихре: 1 - в неупорядоченном контакте при  $T_2 = 0.4T_c$ ,  $\mu = \varepsilon_0$ ,  $c = 10^{-3}$ ; 2 - в чистом контакте при T = 0.



**Рис. 3.** График зависимости  $\langle H(x) \rangle$  в джозефсоновском вихре: 1 - в неупорядоченном контакте при  $T_3 = 0.9T_c$ ,  $\mu = \varepsilon_0$ ,  $c = 10^{-3}$ ; 2 - в чистом контакте при T = 0.

ченном S-I-S контакте при  $T_1 = 0$  по сравнению с H(x = 0) в чистом S-I-S контакте.

3. В интервале температур  $0 \le T \le 0.4T_c$  график  $\langle H(x) \rangle$  практически не изменяется с ростом температуры — "зона слабой чувствительности".

4. Даже при температуре  $T_3 = 0.9T_c$  значение  $\langle H(x=0)\rangle$  в центре джозефсоновского вихря в неупорядоченном *S*–*I*–*S* контакте более, чем в два раза превышает соответствующее значение H(x=0)в чистом *S*–*I*–*S* контакте, а джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_J$  в неупорядоченном *S*–*I*–*S* контакте примерно в 3 раза меньше, чем в чистом *S*–*I*–*S* контакте.

Таким образом, во всем интервале температур  $0 \le T < T_c$  случайные квантовые закоротки в слабо неупорядоченном *I*-слое грязного S-I-S контакта приводят к сильным изменениям распределения напряженности магнитного поля в джозефсоновском вихре.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. 1979.
  Т. 77. С. 989; Lifshits I.M., Kirpichenkov V.Ya. // Sov. Phys. JETP. 1979. V. 50. P. 499.
- 2. Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 1048; Kirpichenkov V.Ya. // JETP. 1999. V. 89. P. 559.
- Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Постников А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 7. С. 530; Kirpichenkov V. Ya., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I., Postnikov A.A. // JETP Lett. 2016. V. 104. № 7. Р. 500.
- Кирпиченков В.Я, Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Пухлова А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 9. С. 577; Kirpichenkov V.Ya., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I., Pukhlova A.A. // JETP Lett. 2017. V. 105. № 9. Р. 613.
- Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Пухлова А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 2. С. 99; Kirpichenkov V. Ya., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I., Pukhlova A.A. // JETP Lett. 2018. V. 108. № 2. Р. 112.
- Кирпиченков В.Я, Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Крыжановский К.В. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 11. С. 774; Kirpichenkov V.Ya., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I., Kryzhanovskii К.V. // JETP Lett. 2018. V. 108. № 11. Р. 759.