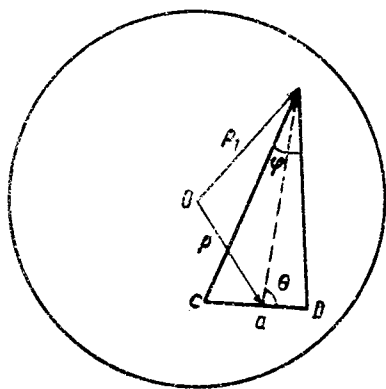


## КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ С АБРИКОСОВСКИМИ ВИХРЯМИ

М. В. Фистуль

Рассчитана зависимость среднего критического тока джозефсоновского контакта от магнитного поля при различных концентрациях абрикосовских вихрей (АВ).

В джозефсоновских контактах, берега которых выполнены из сверхпроводников второго рода, возможен захват абрикосовских вихрей (АВ) перпендикулярно плоскости контакта<sup>1-3</sup>. Такие вихри закрепляются на дефектах и как показано в<sup>3</sup> их оси могут искривляться, и в области искривления сильно подавлять критический ток (из-за наличия локального магнитного поля, которое приводит к дополнительной зависимости джозефсоновской фазы от координаты). В<sup>3</sup> было найдено такое подавление критического тока для одиночного АВ в отсутствии магнитного поля. В настоящей работе мы найдем критический ток джозефсоновского контакта в присутствии параллельного магнитного поля при различных концентрациях АВ.



К вычислению зависимости фазы  $\varphi$  от координаты для джозефсоновского контакта с АВ. С, D – места входа и выхода искривленного вихря из джозефсоновского контакта. O – центр джозефсоновского контакта (диск радиуса L)

Пусть малый джозефсоновский контакт (размер контакта  $L < \lambda_J$ , где  $\lambda_J$  – джозефсоновская глубина проникновения) находится во внешнем магнитном поле  $H$ , параллельном плоскости контакта, и в контакте захвачено  $N$  "искривленных" АВ. Критический ток определяется по формуле

$$I_c^2 = j_0^2 \left| \int d^2 \vec{\rho} \exp [i \varphi(\vec{\rho})] \right|^2, \quad (1)$$

где  $j_0$  – плотность критического тока, а интегрирование проводится по всей площади контакта. Разность фаз  $\varphi$  зависит от внешнего поля и координат  $\vec{\rho}_i = (x_i, y_i)$  АВ в джозефсоновском контакте

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i) + \frac{2\pi\phi x}{\phi_0 L}, \quad \sin \varphi = \frac{at \sin \theta}{\left[ \left( t^2 - \frac{a^2}{4} \right)^2 + a^2 t^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2}}; \quad t = |\vec{\rho} - \vec{\rho}_i|, \quad (2)$$

где  $\phi = 2HL\lambda$ ,  $L$  – размер контакта,  $a$  – расстояние между точками входа и выхода искривленного вихря из джозефсоновского контакта. Как находится разность фаз  $\varphi$  показано на рисунке. Для нахождения среднего тока контакта  $I_c^2$  усредним выражение (1) по различным положениям АВ. Считая, что они распределены случайно в плоскости контакта, получим так-

же как в <sup>4</sup>

$$I_c^2 = j_0^2 \int d^2 \vec{\rho}_1 \int d^2 \vec{\rho}_2 \exp \left[ \frac{i2\pi\phi}{\phi_0 L} (x_1 - x_2) \right] \left\{ \int \frac{dx dy}{S} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \exp i[\varphi(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}) - \varphi(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho})] \right\}^N =$$

$$= j_0^2 \int d^2 \vec{\rho}_1 \int d^2 \vec{\rho}_2 \exp \left\{ \frac{i2\pi\phi}{\phi_0 L} (x_1 - x_2) + n \int d^2 \vec{\rho} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \{ e^{i(\varphi(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}) - \varphi(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}))} - 1 \} \right\}, \quad (3)$$

где  $n$  – концентрация АВ в джозефсоновском контакте. Вычисляя интеграл в показателе экспоненты в формуле (3), получим

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 \int d^2 \vec{\rho}_1 d^2 \vec{\rho}_2 \exp \left\{ \frac{i2\pi\phi}{\phi_0 L} (x_1 - x_2) - \pi n a^2 \ln(L/a) + \frac{n a^2}{2} \int d^2 \vec{\rho} \frac{\cos \alpha}{|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}| |\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}|} \right\} \quad (4)$$

где  $\alpha$  – угол между векторами  $(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho})$  и  $(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho})$ . При выводе формулы (4) учитывалось, что для малых концентраций АВ главный вклад в ток дают такие  $\vec{\rho}_1$  и  $\vec{\rho}_2$ , что  $|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2| \gg a$ . Окончательно, критический ток можно записать в виде

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 \int d^2 \vec{\rho}_1 \int d^2 \vec{\rho}_2 f(|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|) \exp \left[ \frac{i2\pi\phi}{\phi_0 L} (x_1 - x_2) \right],$$

где

$$f(z) = \begin{cases} (a/z)^\gamma & z \gg a \\ 1 & z \ll a \end{cases} \quad \gamma = \pi n a^2. \quad (5)$$

Считая образец диском радиуса  $L$ , приведем формулу (5) (с помощью фурье-преобразования) к виду

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 (2\pi)^2 L^2 \int \frac{dq}{q} J_1^2(qL) J_0(qx) \int_0^\infty x f(x) J_0\left(\frac{2\pi\phi x}{\phi_0 L}\right) dx, \quad (6)$$

где  $J_1(z)$ ,  $J_0(z)$  – бесселевы функции.

Формулу (6) можно преобразовать к виду

$$\bar{I}_c^2 = 8\pi L^4 j_0^2 \int_0^1 dt (1-t^2)^{1/2} \int_0^{2t} x f(xL) J_0\left(\frac{2\pi\phi x}{\phi_0}\right) dx. \quad (7)$$

При выводе формулы (7) мы воспользовались значением интеграла

$$\int dq J_1^2(qL) J_1(qx) = \begin{cases} 0 & x > 2L \\ \left(1 - \frac{x^2}{4L^2}\right)^{1/2} & x < 2L \end{cases}$$

В области малых концентраций  $\gamma \ll 1$  оптимальные  $x \gg a$  и мы перепишем выражение (7) в

виде

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 8\pi L^4 \left(\frac{a}{L}\right)^\gamma \int_0^1 dt (1-t^2)^{1/2} \int_0^{2t} x^{1-\gamma} J_0\left(\frac{2\pi\phi x}{\phi_0 L}\right) dx. \quad (8)$$

В области малых магнитных полей ( $\phi/\phi_0 \ll 1$ ) функцию Бесселя можно заменить единицей и мы получим

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 \frac{(8\pi)^{3/2}}{(2-\gamma)} L^4 \left(\frac{a}{2L}\right)^\gamma \frac{\Gamma\left(\frac{3-\gamma}{2}\right)}{\Gamma(3-\gamma)}. \quad (9)$$

В противоположном случае больших магнитных полей ( $\phi/\phi_0 \gg 1$ ), используя асимптотику функции Бесселя при больших значениях аргумента, найдем

$$\bar{I}_c^2 = j_0^2 8\pi L^4 \left(\frac{a}{2L}\right)^\gamma \left\{ \frac{\gamma\pi}{4} \frac{\Gamma\left(1 - \frac{\gamma}{2}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) \alpha^{2-\gamma}} + \frac{1}{\alpha^3} \left[ \frac{\Gamma\left(\frac{3-\gamma}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1+\gamma}{2}\right) \alpha^{-\gamma}} - \frac{\sin 2\alpha}{2} \right] \right\}; \quad \alpha = \frac{2\pi\phi}{\phi_0}. \quad (10)$$

Первый член в формуле (10) описывает отклонение от "фраунгоферовой" зависимости из-за флуктуаций джозефсоновской фазы в контакте. Это отклонение мало при малых  $\gamma$  и падает с увеличением магнитного поля (в отличие от постоянного "пьедестала" возникающего из-за флуктуаций плотности критического тока). Отметим, что критический ток в области ненулевых магнитных полей ведет себя немонотонно с увеличением концентрации АВ (в отличие от тока при  $H=0$ ): при  $\gamma = a/2L \ll 1$  — ток достигает максимального значения. Формулы (9) и (10) хорошо описывают экспериментальные зависимости критического тока от магнитного поля, приведенные в <sup>2</sup>.

При больших концентрация АВ ( $\gamma \gg 1$ ) главный вклад в формуле (7) дают  $x \sim a$  и критический ток перестает зависеть от  $n$ :  $\bar{I}_c^2 \sim j_0^2 L^2 a^2$ .

Автор благодарен А.А.Абрикосову, В.Н.Губанкову и М.П.Лисицкому за обсуждение полученных результатов.

#### Литература

1. M $\ddot{u}$ ller S.L., Biaggi K.R., Clemm J.R. Phys. Rev. B, 1985, 31, 2684.
2. Uchida N., Enpuki K., Matsugaki Y. J. Appl. Phys., 1984, 56, 2558.
3. Голубов А.А., Курьянов М.Ю. ЖЭТФ, 1987, 92, 1512.
4. Фистуль М.В. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 95.

Поступила в редакцию  
11 июня 1990 г.

После переработки  
27 июня 1990 г.