Краткие сообщения по физике № 8-1985 г.

КВАНТОВАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКА КРИТИЧЕСКОГО ТОКА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНТАКТОВ

А.Д. Заикин, С.В. Панюков

УДК 537.312.62

Исследовано влияние квантовых флуктуаций на критический ток I_c сверхпроводящих контактов. Показано, что в пределе сильной диссипации скорость распада метастабильного токового состояния с учетом квантовой перенормировки I_c не зависит от емкости контакта.

Джозефсоновские контакты создают уникальную возможность наблюдения эффектов, обусловленных сверхпроводящими квантовыми флуктуациями. Подобные явления интенсивно исследуются в последнее время. В настоящей работе показано, что квантовые флуктуации разности фаз приводят к уменьшению критического тока сверхпроводящих контактов. Этот эффект необходимо учитывать при вычислении времени жизни метастабильных токовых состояний таких контактов.

Свободная энергия сверхпроводящих слабых связей определяется функциональным интегралом:

$$F = F(I) = -T\ln \int D\varphi \exp\left\{-S[\varphi]\right\}. \tag{1}$$

Здесь I – внешний ток; T – температура; 2φ – разность фаз на контакте. Действие $S[\varphi]$ для разных типов контактов вычислялось с помощью микроскопической теории в работах /1–3/. В адиабатическом приближении из /1–3/ имеем:

$$S[\varphi] = \int\limits_{-T/2}^{T/2} d\tau \left[\frac{m}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}\right)^2 + V(\varphi(\tau)) - I\varphi/e\right] + S_D[\varphi], \tag{2}$$

где $m = C^*/e^2$; C^* – перенормированная емкость контакта /2, 3/; $V(\varphi)$ – потенциал; $S_D[\varphi]$ – диссипативный вклад в действие. В пренебрежении флуктуациями фазы $\varphi(\tau)$ вычислим интеграл (1) методом перевала. С учетом (2) получим:

$$F_0 = V(\varphi_0) - I\varphi_0/e, \quad I = \partial V(\varphi_0)/\partial\varphi_0. \tag{3}$$

Величина критического тока $I = I_{co}$ определяется условием потери непрерывного решения второго уравнения (3) $V''(\varphi_{co}) = 0$.

Рассмотрим случай $I_{co} - I \ll I_{co}$ при φ_{co} не слишком близком к $\pi/2$. Тогда при нахождении флуктуационной поправки к I_{co} можно разложить потенциал $V(\varphi)$ с точностью до члена порядка φ_1^3 $(\varphi_1(\tau) = \varphi(\tau) - \varphi_0)$, а при вычислении $S_D[\varphi]$ – использовать приближение линейного отклика. В результате будем иметь:

$$F - F_0 = -T \ln \int D\varphi_1 \exp\left\{-\int_{-T/2}^{T/2} d\tau \left[\frac{m}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}\right)^2 + \frac{\kappa}{2}\varphi_1^2 - \frac{\lambda}{6}\varphi_1^3 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\eta}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau'\left(\frac{\varphi(\tau) - \varphi(\tau')}{\tau - \tau'}\right)^2\right]\right\}, \tag{4}$$

где

$$\kappa = [(2\lambda/e)(I_{co} - I)]^{1/2}; \quad \lambda = -\partial^3 V(\varphi_0)/\partial\varphi_0^3, \tag{5}$$

$\eta^{-1} = R_{эфф} e^2$; $R_{эфф}$ – сопротивление шунта /2/ или эффективное сопротивление закоротки /3/. Вычисляя функциональный интеграл (4) с помощью метода эффективного действия /4/, получаем выражение для свободной энергии при заданном значении φ_1:

$$F - F_0 = \frac{\kappa}{2}\varphi_1^2 - \frac{\lambda}{6}\varphi_1^3 + Q(\varphi_1), \tag{6}$$

где величина $Q(\varphi_1)$ описывает вклад квантовых флуктуаций в эффективное действие и представляет собой результат суммирования неприводимых диаграмм теории поля (4). В однопетлевом приближении $Q(\varphi_1)$ определяется выражением:

$$Q(\varphi_1) = T \ln\left[\Gamma(a_+(\kappa))\Gamma(a_-(\kappa))/\Gamma(a_+(\kappa_1))\Gamma(a_-(\kappa_1))\right],$$

где $a_\pm(\kappa) = 1/2 + (\eta \pm \sqrt{\eta^2 - 4m\kappa})/4\pi m\kappa$, $\kappa_1 = \kappa - \lambda\varphi_1$, $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера. Равновесная величина $\varphi_1 = \bar{\varphi}_1$ находится минимизацией функционала (6), а критический ток I_c определяется из условия $F''(\varphi_{1c}, I_c) = 0$. Это условие означает, что при токе $I \geqslant I_c$ не существует независящего от времени среднего (с учетом квантовых флуктуаций) значения поля φ_1, т.е. величине I_c не следует придавать того же смысла, что и току I_{co} в классической теории. Экспериментальное определение I_c по всей видимости можно осуществить по вольт-амперной характеристике контакта. Этот вопрос, однако, нуждается в дополнительном исследовании. Приведем результаты, справедливые при температуре, много меньшей характерных флуктуационных частот. В этом случае имеем:

$$\widetilde{\kappa} \equiv \kappa - \lambda\varphi_1 = \sqrt{\kappa^2 - \lambda^2 \beta(\widetilde{\kappa})},$$

$$\widetilde{\kappa}_c \equiv \kappa_c - \lambda\varphi_{1c} = \frac{\lambda^2}{\eta^2 - 4m\widetilde{\kappa}_c}\left(\frac{\eta}{2\pi\widetilde{\kappa}_c} - m\beta(\widetilde{\kappa}_c)\right),$$

$$\beta(\widetilde{\kappa}) = \begin{cases} \Delta^{-1/2}\left(1 - \dfrac{2}{\pi}\operatorname{arctg}\dfrac{\eta}{\sqrt{\Delta}}\right), & \Delta \geqslant 0, \\ \dfrac{1}{\pi\sqrt{-\Delta}} \ln \dfrac{\eta + \sqrt{-\Delta}}{\eta - \sqrt{-\Delta}}, & \Delta \leqslant 0, \end{cases} \tag{7}$$

$$\Delta = 4\widetilde{\kappa}m - \eta^2.$$

В точке $I = I_c$ $\varphi_1 = \varphi_{1c}$. При этом из (7) с учетом (5) легко получим:

$$I_c = I_{co} - (e/2)\,(\lambda\beta(\widetilde{\kappa}_c) + \widetilde{\kappa}_c^2/\lambda). \tag{8}$$

Уменьшение критического тока (8) связано с тем, что флуктуации "помогают" системе преодолеть энергетический барьер при меньших значениях φ, чем это следует из классической теории, а именно:

$$\varphi_c \equiv \varphi_0 + \varphi_{1c} = \varphi_{co} - \lambda\beta(\widetilde{\kappa})/2\kappa.$$

Для реальных сверхпроводящих контактов флуктуационная поправка к критическому току $I_{co} - I_c$ (8) мала по сравнению с I_c. Тем не менее ее следует учитывать, в частности, при вычислении экспериментально измеряемой скорости распада Γ метастабильных токовых состояний сверхпроводящих контактов. В квазиклассическом приближении величина Γ имеет вид $\Gamma = B_o \exp(-A_o)$. Величина A_o в пределе сильной диссипации $\eta^2 \gg m\kappa$ была вычислена в /2, 5/, а B_o – в /6/. При $T \to 0$ и $\kappa \gg \kappa_c$ в наших обозначениях

$$A_o = (4\pi\eta/e\lambda)(I_{co} - I), \quad B_o = \sqrt{2}\eta^{7/2}/\lambda m^2. \tag{9}$$

Выражение для B_o расходится при $m \to 0$. Такая расходимость, однако, является фиктивной и устраняется перенормировкой критического тока. Выражая в (9) I_{co} через перенормированную величину I_c (8), находим:

$$\Gamma = B \exp(-A-1), \quad B = \lambda/\pi\sqrt{2}\,\eta^{3/2}.$$

Величина A определяется формулой для A_o (9), в которой следует заменить I_{co} на I_c. Отметим, что предэкспоненциальный фактор B в пределе сильной диссипации не зависит от емкости контакта C^*, причем это утверждение остается справедливым и при конечной температуре.

Таким образом, уменьшение критического тока, обусловленное квантовыми флуктуациями фазы, следует принимать во внимание при рассмотрении макроскопических квантовых явлений в сверхпроводящих контактах.

Авторы благодарны А.И. Ларкину, К.К. Лихареву и Ю.Н. Овчинникову за полезные обсуждения результатов работы.

Поступила в редакцию 21 мая 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ambegaokar V.A., Eckern U., Schön G. Phys. Rev. Lett., **48**, 1745 (1982).
2. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, **85**, 1510 (1983); Phys. Rev., **B28**, 6821 (1983).
3. Заикин А.Д., Панюков С.В. ЖЭТФ, **89**, № 1 (7), 242 (1985).
4. Cornwall J.M., Jackiw R., Tomboulis E. Phys. Rev. **10**, 2428 (1974).
5. Galdeira A.O., Leggett A.J. Ann. Phys. (N.Y.), **149**, 374 (1983); **153**, 445 (1984).
6. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, **86**, 719 (1984).