Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 12, стр. 556 – 558 *25 июня 1984 г.*

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В НЕРАВНОВЕСНОМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ КОНТАКТЕ

А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников

При туннельной инжекции электронов из дополнительного контакта в джозефсоновском контакте развивается неустойчивость. Порог неустойчивости и возникающее состояние определяются как нормальным током, так и диссипативной частью джозефсоновского тока. Найдены среднее значение возникающего напряжения и амплитуда переменного напряжения.

При низкой температуре функция распределения возбуждений в одном из электродов сверхпроводящего контакта может быть легко сделана неравновесной. Если неравновесность создана в электроде с большим значением параметра порядка Δ, то уже при сравнительно низком уровне неравновесности (превышающем $\exp(-\Delta/T)$) сопротивление джозефсоновского контакта становится отрицательным. В результате статическое решение с постоянным током J становится неустойчивым. Впервые на это явление обратили внимание Аронов и Спивак [1] при исследовании фотоэффекта в джозефсоновском переходе. Мы обратим внимание на два существенных обстоятельства: первое связано с более простой возможностью экспериментального наблюдения этого явления при создании неравновесной функции распределения с помощью дополнительного туннельного контакта. Для этого случая ниже будет получен критерий возникновения неустойчивости. Второе обстоятельство связано с тем, что в джозефсоновском контакте кроме одночастичного туннельного тока существует еще один диссипативный ток, пропорциональный $\cos 2\varphi$ [2, 3]. Неустойчивость в этом токе наступает раньше, чем в одночастичном, что существенно влияет на качественную картину возникающего явления. Зависимость диссипативного тока от $\cos 2\varphi$ является существенной нелинейностью, определяющей амплитуду установившихся колебаний. При медленном изменении напряжения на контакте, ток J через контакт равен

$$\frac{J}{e} = \frac{C}{e^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + I_1(\omega)\sin 2\varphi + I_2(\omega)\cos 2\varphi + I_3(\omega), \tag{1}$$

где $\omega = eV = \partial\varphi/\partial t$, C – емкость контакта.

В равновесии коэффициенты $I_{1,2,3}$ были найдены в работе [2]. Обобщая результаты работы [2] на неравновесный случай, получим

$$I_2(\omega) = \frac{1}{2R_N e^2}\int d\epsilon\,\{F_L^-(\epsilon)F_R^-(\epsilon-\omega)(f_L^{(1)}(\epsilon) - f_R^{(1)}(\epsilon-\omega))\;;$$

$$I_3(\omega) = \frac{1}{2R_N e^2}\int d\epsilon\,\rho_L(\epsilon+\omega)\rho_R(\epsilon)[f_L^{(1)}(\epsilon+\omega) + f_L^{(2)}(\epsilon+\omega) - f_R^{(1)}(\epsilon) - f_R^{(2)}(\epsilon)], \tag{2}$$

где

$$\rho(\epsilon) = \frac{|\epsilon|\,\theta(|\epsilon|-\Delta)}{(\epsilon^2-\Delta^2)^{1/2}}\ ; \qquad F^-(\epsilon) = \frac{\Delta}{\epsilon}\rho(\epsilon), \tag{3}$$

$f^{(1)}(\epsilon)$ – нечетная часть функции распределения (в равновесии $f^{(1)}(\epsilon) = \mathrm{th}(\epsilon/2T)$), $f^{(2)}(\epsilon)$– четная часть.

Коэффициент I_1 не содержит диссипативных членов. На нулевой частоте $I_1 = J_c/e$ (J_c – величина критического тока контакта). При напряжении равном нулю появляется неравновесный ток $I_3(0)$, пропорциональный функции распределения $f^{(2)}$. Ток $I_3(0)$ делает критический ток контакта зависящим от направления.

Устойчивость статического решения уравнения (1) определяется знаком коэффициента при $\partial\varphi/\partial t$. Предположим, что неравновесность создана в правом сверхпроводнике с большим значением параметра порядка Δ_R. Тогда для напряжения $eV \ll \Delta_R - \Delta_L$ получим

$$R^{-1} = (J(V) - J(-V))/2V = \frac{e^2}{\omega}[I_2(\omega)\cos 2\varphi + (I_3(\omega) - I_3(-\omega))/2] = \frac{\Delta_R}{R_N(\Delta_R^2-\Delta_L^2)^{1/2}} \times$$

$$\times\left\{\frac{(2\pi T\Delta_R)^{1/2}}{\omega}\exp\left(-\frac{\Delta_R}{T}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{\omega}{T}\right)\left(1+\frac{\Delta_L}{\Delta_R}\cos 2\varphi\right) - \frac{\Delta_L N}{\Delta_R^2-\Delta_L^2}\left(\cos 2\varphi + \frac{\Delta_L}{\Delta_R}\right)\right\}. \tag{4}$$

При выводе формул (4) мы предположили, что неравновесная поправка к функции распределения сосредоточена вблизи порога Δ_R. Неравновесная функция распределения, создаваемая туннельной инжекцией из дополнительного контакта, была исследована в работах[4–6]. При напряжении eV_u в дополнительном контакте слегка превышающем величину щели Δ_R, отличие функции распределения $f^{(1)}$ от единицы имеет вид ступеньки. В этом случае

$$N = \int_{\Delta_R}^{\infty} d\epsilon\rho(\epsilon)(1-f^{(1)}(\epsilon)) = -\delta f^{(1)}(2\Delta_R)^{1/2}(eV_u - \Delta_R)^{1/2}. \tag{5}$$

Величина ступеньки $\delta f^{(1)}$ может быть выражена через сопротивление дополнительного контакта R_u, время энергетической релаксации τ_ϵ и объем сверхпроводящей пленки ϑ[6]

$$-\delta f^{(1)} = (w\tau_\epsilon)^{1/2}/(2(eV_u - \Delta_R))^{1/4}\ ;$$

$$w = \frac{1}{8e^2R_u\vartheta\nu}; \qquad \tau_\epsilon^{-1} = g\Delta_R^3/\omega_D^2\ ; \qquad \nu = \frac{mp_0}{2\pi^2}. \tag{6}$$

Из формул (4), (5) следует, что неустойчивость возникает при экспоненциально малом значении величины $\delta f^{(1)}$

$$N_{\text{кр}} = N_{\text{кр}}^{(0)}\frac{1+\frac{\Delta_L}{\Delta_R}(1-(J/J_c)^2)^{1/2}}{(1-(J/J_c)^2)^{1/2}+\Delta_L/\Delta_R}\ ; \qquad N_{\text{кр}}^{(0)} = \left(\frac{2\pi\Delta_R}{T}\right)^{1/2}\frac{\Delta_R^2-\Delta_L^2}{\Delta_L}\exp\left(-\frac{\Delta_R}{T}\right). \tag{7}$$

Отметим, что порог неустойчивости растет с ростом внешнего тока J.

В зависимости от величины надкритичности характер установившегося режима будет различным. При уровне надкритичности меньше некоторого, установившийся режим имеет колебательный характер. Период и амплитуда колебаний могут быть найдены из условия:

$$\oint dt\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 R^{-1}(\varphi,\omega) = 0. \tag{8}$$

Интеграл в формуле (8) берется по периоду колебаний.

При малой надкритичности амплитуда колебаний φ_1 мала

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_1 \sin\Omega t \;;\quad \Omega^2 = \frac{2eJ_c}{C}(1-(J/J_c)^2)^{1/2};\quad \cos 2\varphi_0 = (1-(J/J_c)^2)^{1/2};$$

$$\varphi_1^2 = \frac{e\delta V_u}{2(eV_u - \Delta_R)}\left[1 + \frac{\Delta_L}{\Delta_R \cos 2\varphi_0}\right]\left[1 + \frac{\Delta_L}{\Delta_R}\cos 2\varphi_0\right]\Big/(1-(\Delta_L/\Delta_R)^2). \tag{9}$$

Существует уровень накачки, выше которого происходит срыв на растущее решение $\varphi(t)$. Для тока $J = 0$ это значение уровня накачки N равно $N = N_{\text{кр}}^{(0)}\dfrac{3\Delta_R + \Delta_L}{\Delta_R + 3\Delta_L}$. Для больших уровней накачки на контакте возникнет среднее напряжение. Его величина определяется уравнением

$$J/e = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} d\varphi\,[I_2(\omega)\cos 2\varphi + I_3(\omega)]\,; \qquad \omega = \frac{\partial\varphi}{\partial t}\,, \tag{10}$$

где $I_{2,3}$ даются формулой (2). Если возникающее напряжение eV велико по сравнению с Ω, то

$$J/e = I_3(eV).$$

Для не малых токов $J < J_c$ величина напряжения eV близка к сумме $\Delta_R + \Delta_L$.

Литература

1. *Аронов А.Г., Спивак Б.З.* Письма в ЖЭТФ, 1975, **22**, 218.
2. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* ЖЭТФ, 1966, **51**, 1535.
3. *Werthamer N.R.* Phys. Rev., 1966, **147**, 255.
4. *Clarke J.* Phys. Rev. Lett., 1972, **28**, 1363.
5. *Tinkham M.* Phys. Rev., 1972, **B6**, 1747.
6. *Булыженков И.Э., Ивлев Б.И.* ЖЭТФ, 1978, **74**, 224.

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

Поступила в редакцию
10 мая 1984г.