# РАЗРУШЕНИЕ ТОКА ДЖОЗЕФСОНА ФЛУКТУАЦИЯМИ

*К.М.Иванченко, Л.А.Зильберман*

На туннельных переходах с большой толщиной окисла не наблюдается ток Джозефсона, несмотря на то, что отчетливо виден скачок квазичастичного тока при $eV = 2\Delta$[1] ($V$ – напряжение, $\Delta$ – щель), который согласно обычной теории равен максимальному значению постоянного тока $I_0$. Хорошее совпадение теории с экспериментом наблюдается лишь для низкоомных переходов. По нашему мнению, причиной такого расхождения являются тепловые флуктуации.

Рассмотрим систему, состоящую из джозефсоновского контакта, записанного идеальным генератором тока. Контакт предполагается малым по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения, так что ток $I$ распределен однородно по сечению. Потенциальную энергию $U$ такой системы можно записать так [1]

$$U(\phi) = -\frac{\hbar}{2e}(I_0 \cos\phi + I\phi), \qquad (1)$$

где $\phi$ – разность фаз между двумя сверхпроводниками. При нуле температур $(\theta = kT = 0)$ система будет находиться в одном из метастабильных состояний, определяемых из требования минимума потенциальной энергии $U$. Разность раз $\phi_n$ в некотором состоянии $n$, как видно из соотношения (1), равна $\arcsin I/I_0 + 2\pi n$. При конечных температурах под действием флуктуаций система может переходить из одного метастабильного состояния в другое. Когда температура не очень велика $(\theta \lesssim \hbar I_0/e)$, можно считать, что система находится достаточно долго в состоянии с разностью фаз $\phi_n$, а затем быстро переходит в состояния $\phi_{n+1}$ или $\phi_{n-1}$. В новом состоянии система опять задерживается на достаточно большой промежуток времени прежде, чем перейдет в одно из соседних состояний. Такие переходы можно приближенно рассматривать как дискретные случайные блуждания.

Если $q$ вероятность перехода из $n+1$-состояния в $n$ за период малых колебаний $\tau_x = \pi(2\hbar C/eI_0)^{1/2}/(1-x^2)^{1/4}$ ($C$ – емкость тун-

---

[1] Ради простоты мы рассматриваем случай двух совершенно одинаковых сверхпроводников.

нельного контакта, $x = I/I_0$), $p$ – соответствующая вероятность для перехода из $n-1$ в $n$, а $K = 1 - p - q$ вероятность остаться в том же самом состоянии, то для вероятности $W(m\,|\,n;s)$ перехода из состояния $m$ в состояние $n$ за $s$ периодов получим уравнение (см. например [2])

$$W(m\,|\,n;\,s+1) = k\,W(m\,|\,n;s) + q\,W(m\,|\,n+1;s) + pW(m\,|\,n-1;s)\,. \qquad (2)$$

Поскольку при протекании тока $p \neq q$, система будет постепенно переходить из одного состояния в другое с монотонным изменением номера $n$. Последнее приводит к изменению фазы со временем и, в результате, к появлению конечного напряжения на барьере. Среднее значение напряжения легко рассчитать, используя соотношение (2)

$$V = \frac{\hbar}{2e}\frac{d}{dt}\langle\phi\rangle = \frac{\hbar}{2e}\sum_n \phi_n \frac{W(m\,|\,n;\,s+1) - W(m\,|\,n;\,s)}{\tau_x} =$$

$$= \frac{\pi\hbar}{e}\frac{p-q}{\tau_x}\,. \qquad (3)$$

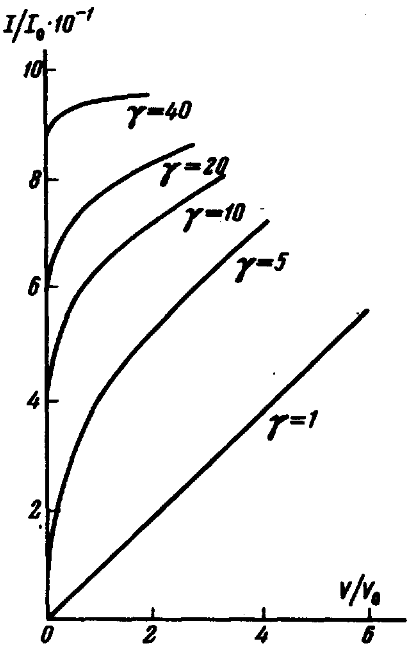
Вероятности $p$, $q$ можно принять согласно Френкелю [3]$\sim\exp(-\Delta E/\theta)$ ($\Delta E$ – высота барьера разделяющего метастабильные состояния), т.е.

$$p \sim \exp - \gamma[(1-x^2)^{1/2} + x(\arcsin x + \frac{\pi}{2})],$$

$$q \sim \exp - \gamma[(1-x^2)^{1/2} + x(\arcsin x - \frac{\pi}{2})], \qquad (4)$$

где $\gamma = \hbar I_0/e\theta$.

Коэффициенты пропорциональности в выражениях для $p$ и $q$, вообще говоря, могут зависеть от $x$ и отличаться друг от друга. С уверенностью можно сказать лишь, что при $x = 0$ они совпадут. На рисунке построена кривая зависимости $x$ от $V/V_0$ ($V_0 = a\pi\hbar/2 0 e\tau_0$) в предположении, что $p$ и $q$ имеют одинаковые не зависящие от $x$ предэкспоненциальные множители $a \sim 1$. Как видно из рисунка при больших $\gamma$ постоянный ток Джозефсона можно задавать от нуля до некоторого значения без появления заметного падения напряжения на переходе. При дальнейшем повышении тока возникает ощутимое падение напряжения.




Отметим, что в сверхпроводящем кольце, замкнутом туннельным контактом, тоже возникают метастабильные состояния такого же типа. Эти состояния были экспериментально исследованы Гольдманом и др. в работе [4]. В этом случае применимы все приведенные рассуждения, за исключением лишь того, что вероятности переходов будут зависеть от номера состояния и благодаря наличию абсолютного минимума в [4] ток в кольце затухнет. При достаточно большой индуктивности $L$ кольца напряжение, возникающее на контакте при протекании тока, разряжающего индуктивность, будет медленно меняться и, если пренебречь этими изменениями, то его можно определить с помощью соотношения (3). В пределе, когда $L \to \infty$ получается такое же описание для этой системы, как и ранее приведенное. Подчеркнем еще, что все выше изложенное носит скорее качественный, чем количественный характер.

При сравнении полученных результатов с экспериментальными данными необходимо учитывать, что входящая в определение $\gamma$ температура не равна температуре туннельного контакта, так как большой вклад в рассмотренные флуктуации будет давать внешняя цепь. В связи с этим действующее значение $\gamma$ всегда меньше, чем рассчитанное по температуре контакта.

В работе Шиги и др. [5] был обнаружен конечный наклон на вольтамперной характеристике для постоянного тока Джозефсона в магнитном поле. Магнитное поле приводит к эффективному уменьшению $\gamma$. Качественно результаты, полученные в этой работе, согласуются с приведенным анализом.

В заключение авторы выражают благодарность К.Б.Толпыго и В.М. Свистунову за полезное обсуждение.

Донецкий физико-технический
институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
16 апреля 1968 г.
После переработки
4 июля 1968 г.

## Литература

[1] P.W.Anderson. Lectures on the many body Problem, 2, Acad. Press. N.Y. – London 1964, p. 113.

[2] Д.Мидлтон. Введение в статистическую теорию связи. Изд. Сов. радио . М., 1961.

[3] Я.И.Френкель. Собрание избранных трудов. 3, изд. АН СССР, М.-Л., 1959.

[4] A.M.Goldman, P.J.Kreisman, D.J.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 15, 495, 1965.

[5] T.Shigi, Y.Sayi, S.Nakaya, K.Uchino, T.Aso, J.Phys. Soc. Japan, 20, 1276, 1965.