

ТЕРМОЭДС И НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В $S-N-S$ -СТРУКТУРАХ

А.Г.Аронов, Ю.М.Гальперин

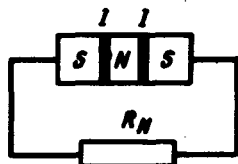
Показано, что если на туннельной $S-N-S$ -структуре создана разность температур, то в цепи, содержащей эту структуру, возникает переменная составляющая тока, частота которой пропорциональна абсолютной дифференциальной термоэдс нормального металла и разности температур на переходе.

Цель настоящей статьи – показать, что если на туннельной структуре S_1-N-S_2 создана разность температур $T_2 - T_1$, то в цепи, содержащей эту структуру, возникает переменный ток частоты

$$\omega_0 \approx \frac{2e}{\hbar} \alpha (T_2 - T_1), \quad (1)$$

где α – абсолютная дифференциальная термоэдс нормального металла. При наличии разности температур в нормальной прослойке возникает квазичастичный термоэлектрический ток, который создает на ней и на нагрузочном сопротивлении падение напряжения $V \sim \alpha (T_2 - T_1)$. А поэтому, если термоэлектрический ток превышает критический ток джозефсоновского перехода, возникает переменная составляющая тока частоты ω_0 .

В настоящее время наиболее просто экспериментально, по-видимому, изготавливаются структуры типа $SINIS$, теория эффекта Джозефсона в которых построена в работе Асламазова, Ларкина и Овчинникова [1]. В таких структурах сверхпроводящий ток описывается уравнением Джозефсона. Рассмотрим последовательную цепь, состоящую из



SINIS-структуры и нагрузочного сопротивления R_N (рисунок). Ток J через нормальную прослойку складывается из квазичастичного тока J_N и сверхпроводящего тока J_S ($J = J_N + J_S$) [2]

$$J_N = -S_K \eta \nabla T - \frac{V}{R_i}, \quad (2)$$

где S_K – площадь контакта, η – термоэлектрический коэффициент нормальной метадла (см., например, [3]), V – падение напряжения на джозефсоновском контакте, R_i – внутреннее сопротивление контакта, состоящее из сопротивлений изолирующих прослоек R_l и сопротивления нормальной прослойки $R^* = d/\sigma S_K$:

$$R_i = 2R_l + R^*. \quad (3)$$

Согласно [1]

$$J_S = J_c \sin \left[\delta \phi + \frac{2e}{\hbar} \int V dt' \right] \equiv J_c \sin \phi, \quad (4)$$

где J_c – критический ток перехода, $\delta \phi$ – скачок фазы на контакте.

Используя (2) и (4) и приравнивая полный ток величине V/R_N , получаем уравнение для фазы ϕ .

$$\frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\alpha f (T_2 - T_1) + J_c R^* f \sin \phi, \quad (5)$$

где

$$f = \frac{1 + \frac{2R_l}{R^*}}{1 + 2R_l/R_N + R^*/R_N}.$$

Как известно [2], уравнение (5) описывает колебания тока в цепи, если

$$\alpha (T_2 - T_1) > J_c R^*. \quad (6)$$

При выполнении сильного неравенства частота этих колебаний есть:

$$\omega_0 = \frac{2e}{\hbar} \alpha (T_2 - T_1) f. \quad (7)$$

Приведем оценки возможности наблюдения эффекта. Если $\alpha \sim 1$ $\mu\text{K}/^\circ\text{K}$, а $f \sim 1$, то $\omega_0 \sim 3 \cdot 10^9 (T_2 - T_1) ^\circ\text{K}$, и при разности температур в $10^{-6} ^\circ\text{K}$ $\omega_0 \sim 3 \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$. Как уже отмечалось выше, для получения переменного тока необходимо выполнение условия (6). Если это условие невыпол-

нимо при данной разности температур, то можно в цепь включить источник постоянного напряжения V_0 и измерять сдвиг частоты на величину (7) от опорной частоты $2eV_0 / R_N^* / R_N \hbar$.

Отметим одно важное обстоятельство. Так как наличие разности температур не приводит к возникновению термоэлектрического поля в сверхпроводнике, то для наблюдения эффекта достаточно создать перепад температур лишь в непосредственной окрестности перехода. Это обстоятельство может облегчить измерение малых перепадов температур, локализованных в области малых размеров.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 января 1974 г.

Литература

- [1] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 55, 323, 1968.
 - [2] Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., изд. Мир, 1968. стр. 123.
 - [3] А.А.Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов, М., изд. Наука, 1972, стр. 107.
-