

ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА И КОЛЛЕКТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МОСТИКАХ

С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, А.В.Зайцев

Вблизи критической температуры T_c в сверхпроводниках могут существовать слабозатухающие коллективные колебания скорости конденсата p_S/m и электрического поля $E(x, t) = -\nabla\Phi(x, t)$ [1, 2]. Эффекты связанные с возникновением таких колебаний и с прочиновением поля E на значительную глубину в сверхпроводник, приводят, как будет показано в настоящем сообщении, к интересным особенностям поведения джозефсоновских переходов. Это относится к таким типам слабо-связанных сверхпроводников, в которых плотность тока j не зависит от координат (как, например, в мостиках Мерсеро — Нотариса [3]). В переходах типа точечных контактов упомянутые эффекты мало существенны, так как в них закон спада поля определяется геометрией контакта [4].

Получим уравнения, описывающие эффект Джозефсона в одномерных мостиках из грязного сверхпроводника ($T\tau \ll 1$). Используем модель мостика, которая анализировалась в [5] в случае бесщелевой сверхпроводимости, т. е. рассмотрим тонкую сверхпроводящую пленку, критическая температура $T_c(x)$ которой зависит от координаты x вдоль пленки: $T_c(x) = T^*$ при $|x| < d$ и $T_c(x) = T_c > T^*$ при $|x| > d$. В предположении, что $v_0^2 \equiv (T - T^*) / (T_c - T) \gg 1$ и $v_0 d > \xi(T)$ критический ток мостика $j_c = (3\sqrt{3}/2)j_{ГД} [2v_0 \text{sh}(2dv_0/\xi(T))]^{-1}$ экспоненциально мал по сравнению с током распаривания $j_{ГД}$ однородной пленки. Уравнение для комплексной щели $\hat{\Delta}(x) = \Delta(x)\exp(i\chi(x))$ при $|x| < d$ имеет, как и в [5], вид

$$\xi^2(T) \frac{\partial^2 \hat{\Delta}(x)}{\partial x^2} - v_0^2 \hat{\Delta}(x) = 0. \quad (1)$$

Остальными слагаемыми (в том числе и слагаемыми, связанными с аномальной функцией Грина) можно пренебречь, так как они приводят к поправкам типа $(j_c/j_{ГЛ})^2$. При $|x| > d$ решение для $\hat{\Delta}(x)$, как и в [5], есть $\hat{\Delta}(x) = \Delta \text{th} [(x+x_0)/\sqrt{2} \xi(T)] \exp(i\chi(x))$. Сшивая эту функцию и решение уравнения (1), найдем

$$j = j_c \sin \phi(t) + \sigma E(t), \quad (2)$$

где $\phi \equiv 2\chi(d)$, $E(t)$ — значение $E(x, t)$ при $x \lesssim d$ (поле в области мостика не зависит от координат). Отличие рассматриваемого случая сверхпроводника со щелью состоит в том, что поле E и градиентно инвариантный потенциал $\mu = \frac{1}{2} \partial \chi / \partial t + e\Phi(x, t)$ описываются уравнением

$$(\pi/4)(\Delta/T)(\partial/\partial t + \tau_\epsilon^{-1})\mu = -(D/\sigma) \vec{\nabla} j_N, \quad (3)$$

где $j_N = \sigma E(x, t)$, τ_ϵ — время энергетической релаксации. Связь $E(x, t)$ и μ получим, используя уравнение движения конденсата $\partial \mathbf{P}_S / \partial t = e\mathbf{E}(x, t) + \nabla \mu$ и уравнение непрерывности полного тока $\mathbf{j} = \mathbf{j}_N + \mathbf{j}_S$. Эта связь в фурье-компонентах имеет вид

$$E_\omega(x) = -(\nabla \mu_\omega) [1 + 2i\omega T/\pi\Delta^2(x)]^{-1}. \quad (4)$$

С помощью (3) и (4) найдем $E_\omega(x)$ и $\mu_\omega(x)$ и установим связь между фурье-компонентами величин $E(t) \equiv E(0, t)$ и $\phi(t)$, входящими в (2). При $|k_\omega| \xi(T) \ll 1$ получим

$$eE_\omega = \frac{1}{4} (\partial \phi_\omega / \partial t) \left[d + k_\omega^{-1} \left(1 + \frac{2i\omega T}{\pi\Delta^2} \right) + \frac{2\sqrt{2}i\omega T \xi(T)}{\pi\Delta\Delta(d)} \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $k_\omega^2 = (k_\omega' + ik_\omega'')^2 = (i\omega + \tau_\epsilon^{-1})(1 + 2i\omega T/\pi\Delta^2)(\pi\Delta/4TD)$, $\Delta(d) = \Delta/\sqrt{2}v_0$. Довольно сложный вид (5) связан с тем, что при $\omega \gtrsim \tau_\epsilon^{-1}$,

Δ^2/T глубина проникновения поля в сверхпроводник, а следовательно, и сопротивление перехода существенно зависят от ω . На низких частотах ($\omega \ll \Delta^2/T$, τ_ϵ^{-1}) $eE(t) = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial t} [2(d + l_E)]^{-1}$, т. е. связь E и

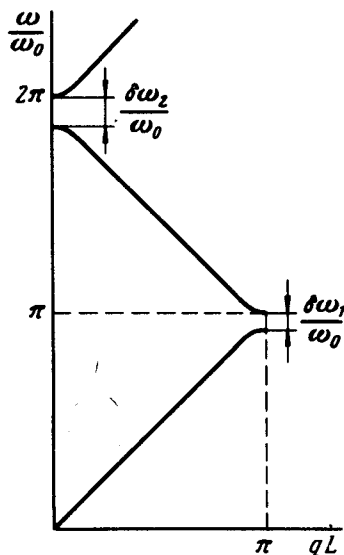
$\partial \phi / \partial t$ имеет обычный вид. Величина $2(d + l_E)$, где $l_E^{-1} = k_{(\omega=0)}$, является длиной, на которую проникает в сверхпроводник поле низкой частоты. Отметим также, что связь между напряжением $V_\omega = 2E_\omega(d + k_\omega^{-1})$ и $\partial \phi_\omega / \partial t$ (см. (5)) отличается от соотношения Джозефсона. Однако, последнее выполняется для средних по времени величин ($2e\bar{V}(t) = \partial \bar{\phi} / \partial t$).

Вольт-амперная характеристика мостика (ВАХ) может иметь гистерезис, если характерное напряжение на мостике $V_c = 2(j_c/\sigma)(d + l_E)$ превысит τ_ϵ^{-1} или Δ^2/T . Действительно, найдем вид ВАХ при достаточно больших напряжениях \bar{V} , когда отклонение ВАХ от закона Ома мало. Тогда $\phi(t) = 2e\bar{V}t + \phi_\sim(t)$, $E = \bar{E} + E_\sim$, где $\phi_\sim(t)$ и E_\sim осциллирующие добавки малой амплитуды. В первом приближении из (2-5) получим: $j_0 = j_c V/V_c$, $E_\sim = (j_c/\sigma) \text{Im} \exp(2ie\bar{V}t)$. Подставив E_\sim в (5),

найдем ϕ_{\sim} и поправку к току j_0 : $\delta j = \overline{\phi_{\sim}(t) \cos(2e\bar{V}t)} = j_c (\bar{V}_c/2\bar{V}) \times \times \operatorname{Re} \left\{ \left(1 - 4i \frac{e\bar{V}T}{\pi\Delta^2} \right) (1 - 4ie\bar{V}\tau_c/\pi)^{-1} \right\}$. Видно, что и при $\delta j \ll j_0$ может быть $j_0 < j_c$, т. е. при приведенных выше условиях ВАХ имеет гистерезис.

Рассмотрим теперь N последовательно соединенных близко расположенных переходов (на опыте N может достигать 2000, а расстояние между переходами $L \gtrsim 1$ мкм [6]). В этом случае из (3) и (4) для поля $E_{\omega}^{(n)}$ в n -ом переходе при $L \gg d$, $\xi(T)$; $|k_{\omega}| \xi(T) \ll 1$ получим

$$E_{\omega}^{(n)} \left[\operatorname{ch}(k_{\omega}L) + \frac{2\sqrt{2}k_{\omega}\xi(T)i\omega T \operatorname{sh}(k_{\omega}L)}{(1 + 2i\omega T/\pi\Delta^2)\pi\Delta(d)} \right] = \frac{1}{4} \frac{\partial \phi_{\omega}^{(n)}}{\partial t} \frac{k_{\omega} \operatorname{sh}(k_{\omega}L)}{1 + 2i\omega T/\pi\Delta^2} + \frac{1}{2} (E_{\omega}^{(n-1)} + E_{\omega}^{(n+1)}) \quad (6)$$



При $j = 0$ и $|\phi_{\omega}| \ll 1$ из (2) следует, что $E_{\omega}^{(n)} = -(j_c/\sigma)\phi_{\omega}^{(n)}$. Решение (6) отыскиваем, как в случае одномерной цепочки упруго связанных атомов, переходя к коллективным координатам $\phi_{\omega}^{(n)} = \sum_q \phi_q \exp(inqL)$, где $q = 2\pi n/NL$. Тогда при условиях

$$\tau_{\epsilon}^{-1} \ll \omega, \quad (\Delta^2/T) \ll \omega, \quad \omega \ll \Delta \quad (7)$$

получим дисперсионное уравнение

$$\lambda(\omega/\omega_0) \sin(\omega/\omega_0) = \cos(\omega/\omega_0) - \cos(qL), \quad (8)$$

где $\lambda = \omega_0^2 / \omega_j^2$, $\omega_j^2 = |6DTj_c / \pi L \sigma \Delta|$, $\omega_0 = (2D\Delta)^{1/2} / L$. Рассмотрим два предельных случая. а) $\lambda \ll 1$. Спектр колебаний изображен на рисунке. При $|\frac{\omega}{\omega_0} - \pi n| > \lambda$ имеем звуковой спектр коллективных ко-

лебаний однородного сверхпроводника $\omega = q\sqrt{2D\Delta}$ [1]. При $\omega \rightarrow \pi\omega_0$ происходит расщепление ветви, обусловленное взаимодействием переходов, и образуются зоны разрешенных и запрещенных частот. Расстояние между зонами $\delta\omega = 2\pi\lambda\omega_0$. б) $\lambda \gg 1$. В этом случае также возникают зоны. В первой зоне спектр имеет вид спектра акустических фононов в кристалле: $\omega = \omega_j \sin(qL/2)$. Отметим важное обстоятельство. Колебания в первой зоне слабо затухают даже, если не выполнено второе из условий (7). Колебания в остальных зонах слабо затухают при условиях (7). Их спектр определяется формулой $\omega/\omega_0 = \pi n + (\lambda\pi n)^{-1} [1 - (-1)^n \cos(qL)]$, $n = 2, 3, 4, \dots$.

Рассмотрим два перехода, на примере которых мы продемонстрируем возможность наблюдения коллективных возбуждений. Уравнение для $E^{(1,2)}$ имеет вид, аналогичный (6). Отличие состоит в замене $\text{ch}(k_\omega L)$ в левой части на $\text{ch}(k_\omega L) + \text{sh}(k_\omega L)$. Нетрудно далее убедиться, что при $|k_\omega L| \ll 1$ здесь возможны слабозатухающие колебания с частотой ω_j . При наличии тока j эта частота уменьшается $\omega_j(j) = \omega_j (1 - j^2/j_c^2)^{1/2}$. Рассмотрим теперь два различных перехода, через которые течет ток j такой, что $j_c^{(1)} < j < j_c^{(2)}$. Действуя как при анализе гистерезиса, можно найти поправку к ВАХ δj вблизи резонанса

$$\delta j = j_c^{(2)} [j_c^{(2)} / j_c^{(1)}] \gamma \omega_j^4(j) \{ [2e\bar{V}]^2 - \omega_j^2(j) \}^2 + \gamma^2 \omega_j^4(j) \}^{-1},$$

где $\gamma \sim \max[\omega\tau_c, k_\omega L]$, $k_\omega L = 2e\bar{V}$ — величина, характеризующая затухание. Пусть теперь переходы имеют критические токи $|j_c^{(1)} - j_c^{(2)}| \ll j_c^{(1)}$. Если ток j превышает критические токи $j_c^{(1,2)}$, то на переходах возникают напряжения $V^{(1,2)}(t)$, которые осциллируют синхронно с частотой $2e\bar{V}$, если расстояние между ними удовлетворяет соотношению $Lk_\omega'' < e\pi |j_c^{(1)} / (j_c^{(1)} - j_c^{(2)})|$. Поправка к омическому току δj осциллирует при изменении напряжения \bar{V} с периодом $\pi\omega_0/e$ и амплитудой $\sim j_c^2 T [\sigma \Delta^2 L k_\omega'' k_\omega''']^{-1}$, если выполнено условие (7).

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1977 г.

Литература

- [1] A. Schmid, G. Schön. Phys. Rev. Lett., **34**, 941, 1975.
- [2] С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков. ЖЭТФ, **69**, 1764, 1975.
- [3] Н.А.Notarys, J.Е. Mercereau. J. Appl. Phys., **44**, 1821, 1973.
- [4] Л.Г.Асламазов, А.И.Маркин. ЖЭТФ, **70**, 1340, 1976.
- [5] А.Ф.Волков, А.Л.Касаткин. ЖЭТФ, **67**, 1527, 1974.
- [6] D.W.Palmer, J.Е. Mercereau. Phys. Lett., **61A**, 135, 1977.