

АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ БАРЬЕРА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ

А.М. Гулян*, Г.Ф. Жарков, Г.М. Сергоян

Показано, что в джозефсоновском контакте малых размеров туннельный барьер должен совершать колебания в такт с осцилляциями интерференционного тока, являясь мембраной, излучающей сверхвысокочастотные звуковые колебания.

Если на туннельном контакте Джозефсона имеется напряжение U , то он переходит в неравновесное состояние и может служить источником фононного излучения. Пусть температура T термостата, с которым связан контакт, не слишком низка, так что кинетические явления в контакте хорошо выражены. Как показывает расчет /1/, даже при таком оптимальном условии** мощность джоулевых потерь на туннельном барьере превосходит (на несколько порядков) полную интенсивность неравновесного излучения фононов из барьера. По этой причине вопрос о взаимодействии транспортных электронов с барьером не может игнорироваться.

Рассмотрим пленочный контакт, предполагая его для простоты симметричным с толщиной обкладок $d \sim \xi_0$ (ξ_0 — длина корреляции в сверхпроводнике). Ток куперовских пар J_0 (в отличие от квазичастичного тока J_{qp}) не сопровождается диссипацией энергии. Однако, как отмечалось в /2/, осцилляции тока пар сопряжены с когерентными колебаниями функции распределения одноэлектронных возбуждений, что приводит к когерентным колебаниям интерференционного тока J_1 . Протекание токов J_{qp} и J_1 носит диссипативный (вязкий) характер (т.е. происходит с передачей импульса атомам барьера) и приводит к статической и колебательной деформациям барьера. Оценим величины этих деформаций, полагая распределение плотности тока \vec{j} по сечению S однородным***.

Если характерные времена релаксации электронов на барьере τ_0 удовлетворяют условию $\tau_0 \ll \omega_j^{-1}$ (что имеет место в типичных случаях), то сила, действующая со стороны нормальной компоненты переменного тока на барьер, может быть оценена так же, как и в статическом случае. С этой целью удобно воспользоваться соотношением для джоулевых потерь P , которое имеет вид:

$$P = JU = (\vec{j} S) (\vec{E} l) = \sigma E^2 V = (ne^2 \tau_0 / m) E^2 V, \quad (1)$$

где J — интегральный по сечению S ток; \vec{E} — напряженность электрического поля в барьере; σ — проводимость барьера; V — объем барьера, n — плотность числа электронных возбуждений в нем. Вместе с тем,

$$P = \vec{F} \vec{v}_{др} = (nVe\vec{E}) (e\tau_0\vec{E}/m), \quad (2)$$

соответственно чему дрейфовая скорость и полная сила, действующая на барьер, равны:

$$v_{др} = (e/m)\tau_0\vec{E}, \quad \vec{F} = nVe\vec{E}. \quad (3)$$

* Институт физических исследований Арм. ССР, г. Ашгарак.

** Хотя оценки /1/ относились к случаю, когда $U < 2\Delta$ (2Δ — порог разрушения куперовской пары), вывод о существенной роли омического разогрева имеет общий характер.

*** Предполагается также, что сечение S достаточно мало и механизмы трансформации электромагнитных колебаний в звуковые волны /3,4/ не работают.

Амплитуда колебаний барьера в поле осциллирующей силы \vec{F} (плотность числа возбуждений n в (3) осциллирует с джозефсоновской частотой ω_J вблизи статического значения n_0) может быть найдена по закону Гука, но с учетом того, что за период колебаний механическое возбуждение вдоль толщины обкладки контакта распространяется на эффективную глубину $d_{ef} \sim u/\omega_J$, где u — скорость звука. Тогда амплитуда колебаний $\delta\tilde{a}$ по порядку величины равна

$$\delta\tilde{a} \sim \tilde{F}_a/S\mathcal{E}, \quad \tilde{F} = n_1 VeE, \quad n_1 = n - n_0, \quad (4)$$

причем $a = \min(d_{ef}, d)$; \mathcal{E} — модуль Юнга. Используя выражения (1) — (3), находим из (4) амплитуду вынужденных колебаний $\delta\tilde{a} \sim en_1 aU/\mathcal{E}$. Таким образом, барьер играет роль излучающей мембраны.

Вектор Пойтинга излучаемого мембраной плосковолнового звукового поля по величине равен $\rho u (\delta\tilde{a})^2/2$, где ρ — плотность среды. Тогда интегральная мощность, диссипируемая на контакте в виде звуковых волн, для не очень тонких обкладок (полагая в (4) $a = d_{ef}$) может быть оценена как

$$P_1 = \text{Sup}[\rho u U/\mathcal{E}]^2 (\Delta/T)^2 \quad (5)$$

(при $T \gg \Delta$ имеем $n_1/n_0 \sim j_1/j_{qp} \sim \Delta/T$). Сравнивая (5) с джоулевыми потерями $P = U^2/R$ и учитывая (1), находим

$$P_1/P_0 \sim (\Delta/T)^2 (u\rho) (e^{-1} m/u/\mathcal{E}\tau_0)^2 (1/RS). \quad (6)$$

Для типичных экспериментальных параметров из (6) следует $P_1/P_0 \sim 10^{-6} - 10^{-7}$. Несмотря на относительную малость, эффект осциллирующий барьера может проявляться на эксперименте, ибо излучаемый звук обладает очень большой спектральной яркостью. Действительно, ширина линии излучения $\delta\omega$ определяется в (6) затуханием упругих колебаний барьера. Ее можно аппроксимировать затуханием фононов в металле: $\delta\omega \sim \tau_{ph}^{-1}(\omega_J)$. Характерное значение $\tau_{ph}(\omega = \omega_J) \sim 10^{-10}$ с/5. Спектральную яркость $P_1/\delta\omega$ можно сравнить с аналогичной характеристикой фононного излучения, вызванного неравновесными процессами в электронной подсистеме. В этом случае $P_{нер}/P_0 \sim 10^{-5}/1$, однако $\delta\omega \sim \Delta \sim 10^{12}$ с $^{-1}$ и, следовательно, $(P/\delta\omega)_1 / (P/\delta\omega)_{нер} \gg 1$.

Таким образом, монохроматическая барьерная мода колебаний может выделяться на фоне широкого неравновесного фононного потока*. По-видимому, именно так можно интерпретировать особенности зарегистрированного в [6,7] спектра излучения пленочного джозефсоновского контакта.

Наряду с рассмотренным явлением возможны также и другие проявления механизма, лежащего в его основе. Одно из них заключается во влиянии собственных колебаний барьера (с частотой ω_0) на вольтамперную характеристику джозефсоновского контакта (собственные колебания могут возбуждаться уже самой диссипативной частью джозефсоновского тока). Поскольку время передачи импульса τ_0 от барьера электронам проводимости намного меньше как времени их прохождения через барьер, так и периода колебательного движения, то можно полагать, что скорость электронов равна $v = v_{др} + v_0 \sin \omega_0 t$, где v_0 — скорость колебательного движения. В этом случае одночастичный ток через барьер $J = envS$ может быть представлен в виде:

$$J = J_{qp} + J_1 \cos \omega_J t + J_2 \sin \omega_0 t + J_3 \cos \omega_J t \sin \omega_0 t, \quad (7)$$

причем амплитуды J связаны соотношениями $J_2/J_{qp} \sim J_3/J_1 \sim v_0/v_{др}$.

* Предполагая, что тепловое излучение барьера имеет планковский характер, можно оценить изменение температуры барьера. При $T = 0$ имеем $\delta T = [u^2/2RS\sigma_{зв}]^{1/4}$, где $\sigma_{зв} = \pi^2 k_B^4/40\hbar^3 u^2$, поэтому $\delta T \sim 1 \div 10^{-1}$ К. При $T \neq 0$ значение δT еще меньше. Таким образом, в области частот $\omega_q \sim \Delta$ омический разогрев не искажает спектр неравновесного излучения.

Наибольший интерес представляет случай, когда по условиям эксперимента частоты собственных колебаний барьера ω_0 близки к джозефсоновской частоте ω_J . Пользуясь соотношениями (3), (5) для оценки силового воздействия находим:

$$v_0 \sim \tilde{F}/\rho_0 \gamma V \sim n_1 e E \tau_{ph}/\rho_0, \quad (8)$$

где ρ_0 — плотность массы барьера, $\gamma \sim \tau_{ph}^{-1}$. Из (3) и (8) следует ($\rho_e = m n_e$):

$$v_0/v_{др} \sim (n_1/n_0) (m n_0 \tau_{ph}/\rho_0 \tau_0) \sim (\Delta/T) (\rho_e/\rho_0) (\tau_{ph}/\tau_0). \quad (9)$$

Поскольку $\rho_e \tau_{ph}/\rho_0 \tau_0 \sim 1$, вклад добавочных членов J_{23} в ток (7), согласно (9), может составлять десятки процентов. Последние два слагаемых в (7) с формальной точки зрения эквивалентны воздействию внешнего поля на джозефсоновский контакт. Как известно [8], в этом случае на вольтамперных характеристиках возникают ступеньки. Поэтому некоторые из особенностей вольтамперных характеристик могут быть обусловлены акустическими колебаниями самого барьера.

Авторы признательны С.И. Веденеву за полезное обсуждение затронутых вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулян А. М., Жарков Г. Ф., Сергоян Г. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 33 (1985).
2. Гулян А. М., Жарков Г. Ф. ЖЭТФ, 89, 156 (1985).
3. Abeles В. Phys. Rev. Lett., 19, 1181 (1967).
4. Иванченко Ю. М., Медведев Ю. В. ЖЭТФ, 60, 2274 (1971).
5. Chang J.-J., Scalapino D. J. J. Low Temp. Phys., 31, 1 (1978).
6. Berberich P., Buemann R., Kinder H. Phys. Rev. Lett., 49, 1500 (1982).
7. Kinder H., Berberich P., Schick A. Physica, 126B, 193 (1984).
8. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М., Мир, 1984.

Поступила в редакцию 30 января 1986 г.