

ОБ ЭФФЕКТЕ ДЖОЗЕФСОНА В ПРИСУТСТВИИ СЛАБОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.А. Касаткин, Э.А. Пашицкий

Показано, что в туннельном $S-I-S'$ -контакте в силу различия эффективных масс электронов в сверхпроводниках под действием переменного электрического поля возникают осцилляции джозефсоновского тока, не связанные с падением напряжения на контакте.

Как известно, действие слабого переменного электромагнитного поля на тонкие сверхпроводящие пленки при условии $\omega < 2\Delta$ (где ω – частота поля, Δ – энергетическая щель в спектре электронов, $\hbar = 1$) сводится, в основном к ускорению куперовских пар электрической компонентой поля $E(t) = E_0 \cos \omega t$, параллельной плоскости пленки [1]. Если при этом толщина пленки d гораздо меньше глубины проникновения электрического поля λ , а амплитуда последнего E_0 удовлетворяет неравенству $eE_0 \xi \ll \omega$ (где ξ – длина когерентности), так что переменный ток мал по сравнению с током распаривания [1, 2], то поведение сверхпроводящих электронов в пленке может быть описано с помощью следующих гриновских функций:

$$G(\mathbf{p}; t, t') = \exp \left\{ \frac{ie}{cm^*} \int_{t'}^t \left[\mathbf{p} \mathbf{A}(t_1) - \frac{e}{2c} A^2(t_1) \right] dt_1 \right\} G_0(\mathbf{p}, t - t'); \quad (1)$$

$$F^+(\mathbf{p}; t, t') = \exp \left\{ \frac{ie^2}{2m^*c^2} \left[\int_{-\infty}^t A^2(t_1) dt_1 + \int_{-\infty}^{t'} A^2(t_1) dt_1 \right] - \frac{ie}{cm^*} \int_{t'}^t \mathbf{p} \mathbf{A}(t_1) dt_1 \right\} F_0^+(\mathbf{p}, t - t'), \quad (2)$$

где $\mathbf{A}(t) = -\frac{c}{\omega} \mathbf{E}_0 \sin \omega t$ – вектор-потенциал однородного электрического поля, m^* – эффективная масса электрона, а G_0 и F_0^+ – нормальная и аномальная функции Грина в отсутствие поля.

Рассмотрим эффект Джозефсона в туннельном контакте, образованном двумя разделенными изолирующей прослойкой тонкими ($d \ll \lambda$) металлическими пленками из разных сверхпроводящих материалов с неравными эффективными массами электронов ($m_1^* \neq m_2^*$) и щелями ($\Delta_1 \neq \Delta_2$), в присутствии переменного электрического поля $E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$,

параллельного плоскости контакта и медленно меняющегося напряжения $V(t)$, приложенного к диэлектрическому барьеру. Для вычисления туннельного тока через такой $S-I-S'$ -контакт воспользуемся известным методом туннельного гамильтониана [2, 3] с учетом разной временной зависимости функций Грина (1) и (2) для пленок с разными эффектив-

ными массами электронов. Выполняя известную процедуру вычислений в адиабатическом приближении при температуре $T \rightarrow 0$, приходим к следующему выражению для туннельного тока:

$$I(t) = \text{Im} \left\{ I_0(t) \exp \left[\frac{ie^2}{c^2} \left(\frac{1}{m_1^*} - \frac{1}{m_2^*} \right) \int A^2(t') dt' + 2ie \int V(t') dt' \right] \right\}, \quad (3)$$

где

$$I_0(t) = \frac{1}{eR} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1 d\omega_2}{(2\pi)^3} \text{Im} [F_1^+(\omega_1) F_2(\omega_2)] \int_{-\infty}^t dt' \frac{\sin Z_1(t, t')}{Z_1(t, t')} \frac{\sin Z_2(t, t')}{Z_2(t, t')} \times \\ \times \exp \left[-i(\omega_1 + \omega_2 + eV)(t - t') - \frac{ie^2}{2c^2} \left(\frac{1}{m_1^*} - \frac{1}{m_2^*} \right) \int_{t'}^t A^2(t_1) dt_1 \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$Z_i(t, t') = \frac{e}{c} v_{Fi} \int_{t'}^t A(t_1) dt_1; \quad (5)$$

$$1/R = 4\pi e^2 N_1(0) N_2(0) < |T_{kq}|^2 >; \quad (6)$$

$F_i(\omega)$ — проинтегрированная по энергии функции Горькова, $N_i(0)$ и v_{Fi} — плотность состояний и фермиевская скорость электронов в одной из пленок соответственно ($i = 1, 2$), R — омическое сопротивление контакта в нормальном состоянии, T_{kq} — матричный элемент туннельного перехода, а символ $< \dots >$ означает усреднение по всем направлениям векторов \mathbf{k} и \mathbf{q} на ферми-поверхности.

В общем случае зависимость тока $I(t)$ от времени является довольно сложной. Однако при $Z_i^2(t, t') \ll 1$, т. е. при условии $eE_0 v_{Fi} \ll \omega^2$, выражение (3) приводится к более простому виду

$$I(t) = I_C \sin \left[\frac{e^2 E_0^2}{2\omega^2} \left(\frac{1}{m_1^*} - \frac{1}{m_2^*} \right) \left(t - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right) + 2e \int V(t') dt' \right]. \quad (7)$$

Здесь I_C — критический ток Джозефсона [2, 3], равный при $eV \ll \Delta_{1,2}$:

$$I_C = \frac{1}{eR} \frac{2\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} K \left(\frac{|\Delta_1 - \Delta_2|}{\Delta_1 + \Delta_2} \right), \quad (8)$$

где K — полный эллиптический интеграл первого рода.

Как следует из формулы (7), различие эффективных масс электронов в сверхпроводящих пленках по обе стороны диэлектрического барьера при наложении переменного электрического поля $E(t)$, параллельного плоскости пленок, приводит к дополнительной временной зависимости джозефсоновского тока через $S-I-S'$ -контакт, не связанной

с падением напряжения $V(t)$ на барьере. Это обусловлено появлением осциллирующей со временем разности кинетических энергий (химических потенциалов) куперовских пар в пленках под действием внешнего поля $E(t)$. Как было показано недавно в [4], в двузонных сверхпроводниках с неравными эффективными массами электронов в зонах аналогичный механизм ускорения куперовских пар в электрическом поле приводит к перераспределению электронов между зонами.

Следует подчеркнуть, что в отсутствие напряжения на контакте ($V = 0$) частота основной гармоники туннельного тока $I(t)$, зависящая от амплитуды переменного электрического поля E_0 и равная $\Omega =$

$$= \frac{e^2 E_0^2 |m_2^* - m_1^*|}{2\omega^2 m_1^* m_2^*}, \text{ гораздо меньше частоты внешнего поля } \omega. \text{ В част-}$$

ности, при $|m_2^* - m_1^*| \sim m_{1,2}^*$ отношение $\Omega/\omega \lesssim \omega/E_F$ (где E_F — энергия Ферми,) так что, например, для $\omega \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ и $E_F \sim 1 \text{ эв}$ частота $\Omega \lesssim 10^5 \text{ сек}^{-1}$.

С другой стороны, согласно (7), в режиме заданного тока ($I = \text{const}$) на $S-I-S'$ -контакте под действием переменного поля $E(t)$ возникает малое напряжение:

$$\tilde{V}(t) = \frac{eE_0^2}{4\omega^2} \frac{(m_2^* - m_1^*)}{m_1^* m_2^*} (1 - \cos 2\omega t). \quad (9)$$

Это должно привести к сдвигу вертикального участка вольт-амперной характеристики (который соответствует стационарному эффекту Джозефсона в отсутствие поля) на величину $|\tilde{V}| \lesssim \omega^2/eE_F$, что при $\omega \lesssim \Delta \sim 1 \text{ мэв}$ и $E_F \sim 1 \text{ эв}$ составляет $|\tilde{V}| \lesssim 1 \text{ мкв}$.

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
20 сентября 1975 г.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Литература

- [1] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 57, 600, 1969.
- [2] И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М., изд. Наука, 1970.
- [3] А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 51, 1535, 1966.
- [4] D.Rogovin. J.Low Temp. Phys., 18, 1, 1975.