

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕРАВНОВЕСНОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ КОНТАКТЕ

А.М.Гуляев, Г.Ф.Жарков

Предсказано появление двух дополнительных гармоник (спутников) в электромагнитной волне при ее рассеянии на неравновесном джозефсоновском контакте. Эффект обусловлен колебаниями плотности электронных возбуждений и лежит в пределах возможностей спектроскопических измерений. Определены оптимальные условия для таких экспериментов.

1. Степень неравновесности в джозефсоновском контакте обычно мала и в наиболее благоприятном случае, когда контакт составлен из тонких пленок, определяется параметром  $\nu/\gamma \ll 1$ , где  $\nu$  – вероятность одночастичного туннелирования, а  $\gamma$  – затухание неравновесных возбуждений по энергиям. Тем не менее даже при слабой неравновесности существуют интересные наблюдаемые эффекты.

Рассмотрим кинетическое уравнение

$$u_\epsilon \dot{n}_\epsilon = Q(n_\epsilon) + J(n_\epsilon), \quad (1)$$

описывающее поведение неравновесной функции распределения возбуждений  $n_\epsilon$  в одной из пленок контакта (см. вставку на рис. 2). В уравнении (1)  $Q(n_\epsilon)$  – туннельный источник неравновесности,  $Q \sim \nu$ ;  $J(n_\epsilon)$  – интеграл неупругих столкновений,  $J \propto \gamma$ ;  $u_\epsilon = \epsilon \theta(\epsilon^2 - \Delta^2) / \sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}$ ,  $\Delta$  – щель исследуемой пленки. Выражение для  $Q(n_\epsilon)$  имеет вид<sup>1)</sup>

$$Q(n_\epsilon) = Q^0(n_\epsilon) + Q^1(n_\epsilon) \sin 2Vt + Q^2(n_\epsilon) \cos 2Vt, \quad (2)$$

где  $V$  – напряжение на контакте ( $e = \hbar = 1$ ). Наличие осцилляций в (2), связанных с макроскопической фазовой когерентностью в сверхпроводниках, заслуживает особого комментария.

Обычно считается, что для одночастичных возбуждений роль недиагонального дальнего порядка в сверхпроводниках сводится к появлению факторов когерентности (в матричных элементах переходов из одного состояния в другое) и особенности в плотности электронных уровней. Как следует из (1), (2), в неравновесных сверхпроводниках, кроме того, может иметь место прямая зависимость функции распределения возбуждений от когерентной разности фаз. В этой связи представляют интерес эксперименты, которые позволили бы обнаружить такого рода эффекты.

2. Рассмотрим рассеяние слабого электромагнитного излучения с частотой  $\omega_0 < 2\Delta$  на неравновесном джозефсоновском контакте. Воспользуемся столкновительным оператором фотонного поля с электронами. При  $\omega_0 < 2\Delta$  и  $N_{\omega_0} \gg 1$  ( $N_{\omega_0}$  – числа заполнения фотонов с частотой  $\omega_0$ ) этот оператор имеет вид

$$\hat{\Phi} = N \int_{-\Delta}^{\infty} d\epsilon d\epsilon' \delta(\epsilon - \epsilon' - \omega_0) (u_\epsilon u_{\epsilon'} + v_\epsilon v_{\epsilon'}) (n_\epsilon - n_{\epsilon'}). \quad (3)$$

Здесь  $n_\epsilon$  – функция распределения электронных возбуждений,  $v_\epsilon = \Delta u_\epsilon / \epsilon$ . Явный вид множителя  $N$  ( $N \propto N_{\omega_0}$ ) нам не понадобится. Используя (3), можно вычислить коэффициент поглощения проходящей волны. Полагая температуру  $T \sim T_c$ , выделим малое отклонение  $\delta n_\epsilon$  функции распределения возбуждений  $n_\epsilon = n_\epsilon^0 + \delta n_\epsilon$  от равновесной  $n_\epsilon^0 =$

<sup>1)</sup> Детальный вывод будет приведен в другом месте. Результат (2) получается в том же приближении по параметру  $\nu/\gamma$ , что и эффект Джозефсона и потому (2) не есть следствие этого эффекта.

$= (\exp(|\epsilon| T) - 1)^{-1}$  и разложим ее в ряд Фурье:

$$\delta n_{\epsilon} = \delta n_{\epsilon}^0 + \delta n_{\epsilon}^1 \sin 2Vt + \delta n_{\epsilon}^2 \cos 2Vt, \quad (4)$$

пренебрегая высшими гармониками, квадратичными по  $\nu/\gamma$ . Для нахождения выписанных фурье-амплитуд обратимся к (1). В силу малости  $\nu/\gamma$  функции распределения в (2) можно полагать равновесными, в результате получаем

$$\begin{aligned} Q^0(\epsilon) &\approx \nu [u_{\epsilon} u_{\epsilon - \nu} (n_{\epsilon - \nu}^0 - n_{\epsilon}^0) - u_{\epsilon} u_{\epsilon + \nu} (n_{\epsilon}^0 - n_{\epsilon + \nu}^0)], \\ Q^1(\epsilon) &\approx \nu [v_{\epsilon} w_{\epsilon - \nu} (n_{\epsilon - \nu}^0 - 1/2) - v_{\epsilon} w_{\epsilon + \nu} (n_{\epsilon}^0 - 1/2)], \\ Q^2(\epsilon) &\approx \nu [v_{\epsilon} v_{\epsilon - \nu} (n_{\epsilon - \nu}^0 - n_{\epsilon - \nu}^0) - v_{\epsilon} v_{\epsilon + \nu} (n_{\epsilon + \nu}^0 - n_{\epsilon}^0)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\nu \geq \Delta$ ,  $w_{\epsilon} = \Delta \theta(\epsilon^2 - \Delta^2) / \sqrt{\Delta^2 - \epsilon^2}$ ;  $\nu^{-1} = 4N(0)RSd$ , где  $R$  — сопротивление диэлектрической прослойки контакта,  $d$  — толщина исследуемой пленки сверхпроводника,  $S$  — ее площадь;  $\Delta'$  — щель второй пленки — инжектора, к которому относятся функции в (5) со сдвинутыми аргументами;  $N(0)$  — плотность уровней электронов при  $T \gg T_c$ . Разбалансом ветвей, ввиду его добавочной малости, в (5), как и в (3), пренебрегается. Рассматривая  $T \sim T_c$ , когда в пленке достаточно много равновесных возбуждений, используем в (1) приближение времени релаксации для интеграла столкновений ( $\epsilon \geq \Delta$ ):

$$J(n_{\epsilon}) \approx -\gamma \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \delta n_{\epsilon}. \quad (6)$$

Стационарная поправка к  $n_{\epsilon}^0$  определится тогда членом  $Q^0$  (5), что сводится к несущественной перенормировке  $n_{\epsilon}^0$ . Подставляя (4) — (6) в (1), (2), находим значения амплитуд (4):

$$\delta n_{\epsilon}^1 \approx \frac{Q_2(\epsilon)\omega_J + Q_1(\epsilon)\gamma}{u_{\epsilon}(\omega_J^2 + \gamma^2)}; \quad \delta n_{\epsilon}^2 \approx \frac{Q_2(\epsilon)\omega_J - Q_1(\epsilon)\gamma}{u_{\epsilon}(\omega_J^2 + \gamma^2)}; \quad \omega_J = 2V. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (4) и затем в (3), получаем

$$\hat{\Phi} = \Phi_0 + \Phi_1 \sin \omega_J t + \Phi_2 \cos \omega_J t, \quad (8)$$

где множители  $\Phi^i$  легко находятся. Коэффициент поглощения электромагнитного излучения определяется (8) и таким образом, является осциллирующей во времени функцией. Это приводит к модуляции проходящей волны и возникновению спутников с частотами  $\omega_0 \pm \omega_J$ .

3. Оценим величину эффекта. Введем коэффициент "трансформации"  $P$ , равный отношению интенсивности спутника к интенсивности поглощенной волны на основной частоте  $\omega_0$ . Тогда, как следует из (8)

$$P \sim \sqrt{\Phi_1^2 + \Phi_2^2} / 2\Phi_0. \quad (9)$$

На рис. 1 и рис. 2 приведены полученные численно зависимости  $P(V, T, \omega_0, \Delta', \gamma)$  для случая свинцовой пленки. Схожие результаты получаются и для других металлов (ниобий, тантал и др.). Рост  $P$  при понижении температуры (рис. 1) связан с уменьшением числа равновесных возбуждений и эффективным "просветлением" пленки (для наглядности на рис. 1 показана зависимость  $\Delta(T)$  в модели БКШ). Для зависимости  $P$  от напряжения  $V$  на контакте характерно наличие максимума вблизи  $V \sim \gamma$ . Коэффициент  $P$  не зависит от частоты пробного электромагнитного излучения  $\omega_0$  при достаточно больших частотах ( $\gg 200$  ГГц), однако при более низких частотах он резко возрастает, что, в конечном итоге, есть следст-

вие специфической для сверхпроводников особенности в плотности уровней электронов (в расчетах эта расходящаяся особенность обрезалась при энергиях  $\epsilon \sim \gamma \sim 10$  ГГц). Любопытной является зависимость  $P$  от щели инжектора  $\Delta'$  (рис. 2, кривая 1). При  $\Delta' < \Delta$  на 1%  $P$  убывает на порядок. В то же время, если  $\Delta' > \Delta$  на 1%, то  $P$  заметно возрастает. Это обстоятельство может оказаться полезным при регистрации спутников: в несимметричном контакте колебания плотности возбуждений проявляются только в пленке с меньшей щелью. Для пленки Pb с  $d \sim 10^3$  Å и  $RS \sim 10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup> оценки дают  $\nu/\Delta_0 \sim 2,6 \cdot 10^{-5}$  и  $P \sim 10^{-3}$  при  $T = 4,2$ К. Такая величина вполне может быть зарегистрирована спектроскопически.

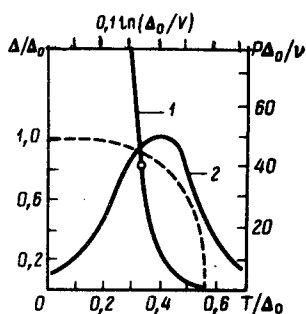


Рис. 1. Зависимость коэффициента трансформации  $P$  в пленке свинца: 1 — от температуры  $T$  ( $\omega_0 \sim 300$  ГГц,  $V \sim 20$  мкВ,  $\gamma \sim 10$  ГГц,  $\Delta = \Delta'$ ), кружком отмечена температура гелиевой ванны ( $T = 4,2$ К); 2 — от напряжения  $V$  ( $\omega_0 \sim 300$  ГГц,  $T = 4,2$ К,  $\gamma \sim 10$  ГГц,  $\Delta = \Delta'$ ). Пунктиром показана зависимость равновесной щели  $\Delta(T)$  в модели БКШ;  $\Delta_0 = \Delta(T = 0)$

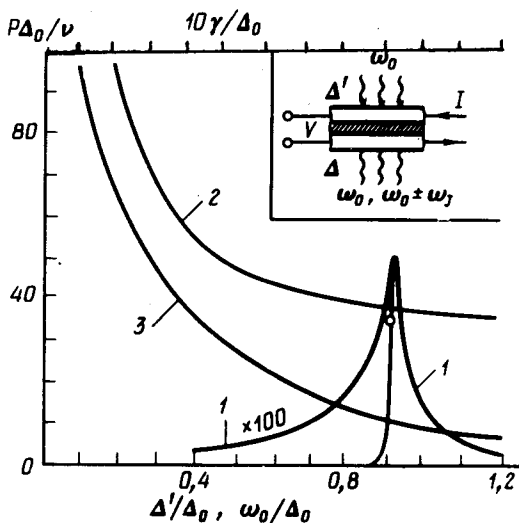


Рис. 2

Рис. 2. 1 —  $P$  как функция щели инжектора  $\Delta'$  ( $\omega_0 \sim 300$  ГГц,  $T = 4,2$ К,  $V \sim 20$  мкВ), кружком отмечен случай  $\Delta = \Delta'$ ; 2 —  $P$  как функция частоты падающего излучения  $\omega_0$  ( $\gamma \sim 10$  ГГц,  $V \sim 40$  мкВ,  $T \sim 4,2$ К,  $\Delta = \Delta'$ ); 3 —  $P$  как функция затухания  $\gamma$  ( $\omega_0 \sim 300$  ГГц,  $T = 4,2$ К,  $V \sim 20$  мкВ,  $\Delta = \Delta'$ )

Заметим, что при рассеянии акустического излучения на контакте также должен иметь место аналогичный эффект — появление спутников в проходящей волне, который, очевидно, не может быть объяснен наличием осцилляций джозефсоновского тока.

Обнаружение спутников с частотами  $\omega_0 \pm \omega_J$  и амплитудами согласно рис. 1 и рис. 2 (т. е. эффекта осцилляции плотности электронных возбуждений) представляло бы несомненный интерес.