

## ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОЙ НАКАЧКИ НА ТУННЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*Б.И.Ивлев*

Показано, что под действием световой накачки пик в фоновой плотности состояний сверхпроводника на частоте  $V_0$  приводит к неравновесной добавке в туннельном токе, которая имеет максимум при  $V = V_0 - 2\Delta$  и минимум при  $V = V_0 + 2\Delta$ . Получено качественное согласие с экспериментом на свинце.

Хорошо изучено влияние особенностей фононного спектра сверхпроводника на его равновесные туннельные характеристики [1]. От этих

особенностей могут зависеть и характеристики неравновесного сверхпроводника, который, например, подвергается действию светового облучения. Такая ситуация исследовалась экспериментально [2], где измерялась разница сигналов без излучения и при его наличии, причем был сделан вывод о том, что наблюдаемая вольт-амперная характеристика при  $V > 2\Delta$  отражает фононную структуру свинца с двумя резкими пиками в плотности колебаний решетки.

В настоящей работе исследуется вопрос о том, как могут повлиять пики в плотности колебаний решетки на неравновесную туннельную характеристику сверхпроводника. Возможно, что приведенные ниже соображения являются качественным объяснением существующих экспериментальных данных по свинцу. Кроме того они могут относиться к алюминию, где также имеется выраженный пик в фононной плотности состояний.

Эффект состоит в том, что при наличии пика в фононной плотности состояний на частоте  $V_0$  созданные накачкой неравновесные квазичастицы с энергией  $\epsilon > V_0 + \Delta$  релаксируют сильнее благодаря возможности испускания фонона с энергией  $V_0$ . Кроме того из-за распада фонона частоты  $V_0$  на два возбуждения увеличивается приход квазичастиц в область  $\epsilon < V_0 - \Delta$ . Таким образом, в неравновесной функции распределения электронов появляются две ступени на частотах  $\epsilon = V_0 \pm \Delta$ , причем  $n(\epsilon < V_0 - \Delta) > n(V_0 - \Delta < \epsilon < V_0 + \Delta) > n(\epsilon > V_0 + \Delta)$ .

Поскольку туннельный ток зависит от электронной функции распределения, то наличие на ней ступеней скажется на вольт-амперной характеристике.

Неравновесная добавка к туннельному току

$$\delta I = \frac{1}{R} \int_0^{\infty} \xi_{\epsilon} (\xi_{\epsilon+V} - \xi_{\epsilon-V}) n' d\epsilon, \quad \xi_{\epsilon} = \frac{|\epsilon|}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \theta(\epsilon^2 - \Delta^2). \quad (1)$$

Поправку к функции распределения  $n'$  следует искать из кинетических уравнений для электронов и фононов. Электронное кинетическое уравнение аналогично тому, какое использовалось в работе [3], где предполагалось, что образуемые в процессе релаксации фононы уходят из образца. Такие условия однако трудно осуществить в эксперименте. Длина пробега фонона частоты  $\omega \gtrsim 2\Delta$ , связанная с рассеянием на электронах  $L_1 \sim v/\Delta \sim \xi$ , аналогично для  $\omega \lesssim 2\Delta$   $L_2 \sim \xi \exp(\Delta/T)$  при низких температурах. Если толщина образца  $L_1 \ll d \ll L_2$ , то фононы частоты  $\omega > 2\Delta$  взаимодействуют в основном с электронами, а фононы  $\omega < 2\Delta$  — с термостатом. Кинетическое уравнение для фононов может быть получено аналогично электронному. Его вид подробно приведен в [4]. Особенно просто выглядит уравнение для фононной функции распределения  $N_{\omega}$  при  $\omega \gg \Delta$

$$\omega N_{\omega} = .2 \int_{\omega}^{\infty} n_{\epsilon} d\epsilon. \quad (2)$$

В правой части стоит член прихода, связанный с излучением фононов электронами в процессах с сохранением числа квазичастиц. Для элек-

тронной функции распределения при  $\epsilon \gg \Delta$

$$n_{\epsilon} \int_0^{\epsilon} \nu(\omega) d\omega - \int_0^{\omega_D} \nu(\omega) n_{\epsilon + \omega} d\omega - \int_{\epsilon}^{\omega_D} \nu(\omega) N_{\omega} d\omega = \alpha \omega_D^2 \theta(\Omega - \epsilon) \quad (3)$$

здесь  $\Omega \gg \omega_D$  — частота света накачки,  $\nu(\omega)$  — плотность фононных состояний,  $\lambda$  — константа электрон-фононной связи,  $a = D(e/c)^2 A_{\omega}^2 (\delta/\lambda d)$ ,  $\delta$  — глубина проникновения излучения. Под  $n_{\epsilon}$  в (3) подразумевается функция распределения, усредненная по толщине образца.

Относительно  $\nu(\omega)$  сделаем предположение, что  $\nu(\omega) = 0$  при  $\omega > \omega_D$

и

$$\nu(\omega) = \omega^2 + a V_0^2 f\left(\frac{\omega - V_0}{\omega_0}\right) \quad (4)$$

второй член имеет смысл пика в плотности состояний фононов, размazanного на интервал частот  $\omega_0$ .

Решение для  $n_{\epsilon}$  в случае гладкой плотности состояний отличается от [3] наличием большого множителя  $\Omega/\Delta$ , что обусловлено эффектом "лавины", так как фононы не уходят из образца и создают новые квази-частицы.

В пределе  $\omega_0 \gg \Delta$ , когда оба порога в электронной функции распределения сливаются в один на частоте  $\epsilon = V_0$ , неравновесная добавка к току, связанная с фононным пиком, имеет вид

$$\frac{\delta I}{I} = -\frac{C}{V_0^7} \alpha \omega_D^2 \Omega^2 \Delta^2 a \begin{cases} \frac{V - V_0}{\omega_0} \int_0^{\infty} \left| \frac{\partial f_x}{dx} \right| \frac{dx}{x} & |V - V_0| \ll \omega_0 \\ \frac{\omega_0}{V - V_0} \int_0^{\infty} f_x dx & |V - V_0| \gg \omega_0 \end{cases} \quad (5)$$

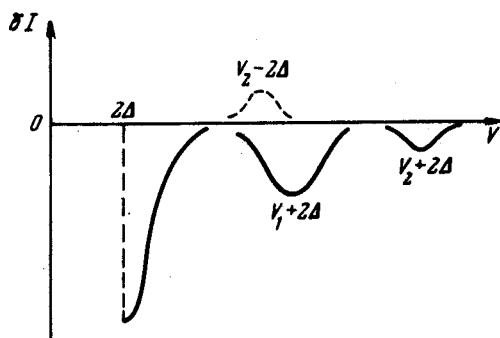
численная постоянная  $C \sim 1$  может быть найдена при точном решении уравнений (2), (3).

В свинце различие между  $\omega_0$  и  $\Delta$  не является большим, и слияние порогов в электронной функции распределения не происходит. В результате простой анализ дисперсии токового ядра (1) показывает, что пик в плотности фононных состояний на частоте  $V_0$  порождает пик в туннельном токе при  $V = V_0 - 2\Delta$  и провал при  $V = V_0 + 2\Delta$ .

В свинце существуют два пика в фононной плотности состояний при  $V_1 = 4,5$  мэв и  $V_2 = 8,5$  мэв. Минимумы от них в токе наблюдались в эксперименте [2] при  $V = V_1 + 2\Delta$  и  $V = V_2 + 2\Delta$ , как показано на рисунке. Максимум от второго пика  $V_2 - 2\Delta$  приходится на область  $V_1 + 2\Delta$  и как более слабый не реализуется. Максимум от первого пика  $V_1 - 2\Delta$  лежит в области частот меньших  $2\Delta$  и смысла в этой ситуации не имеет. С количественным согласием с экспериментом дело обстоит иначе. Амплитуды провалов в токе при  $V = 2\Delta$  и  $V = V_1 + 2\Delta$  относятся между собой, как можно показать [3],

$$\frac{\delta I(2\Delta)}{\delta I(V_1 + 2\Delta)} \sim a \frac{\Delta}{T} \left( \sim \frac{V_1}{2\Delta} \right)^6 \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right),$$

что на два – три порядка превышает экспериментальное значение. Ра- зумеется к реальному сверхпроводнику эти результаты применимы лишь качественно, однако большое расхождение оставляет открытым вопрос об адекватности модели и эксперимента.



Существует еще один механизм влияния функции распределения на туннельный ток – через изменение плотности электронных состояний. В фоновой модели сверхпроводимости [5] плотность состояний зависит от собственно-энергетических частей, пропорциональных константе связи и содержащих функцию распределения. Приведем лишь результат для относительного изменения туннельного тока

$$\frac{\delta I}{I} = \lambda \left( \frac{\Delta}{V_0} \right)^2 \frac{a}{\Delta^5} a \omega_D^2 \Omega^2 \sqrt{\frac{\Delta}{T}} \phi(V) \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right), \quad (6)$$

где функция  $\phi(V)$  порядка единицы имеет провал при  $V = V_0$ , пик при  $V = V_0 + 2\Delta$  и масштаб изменения порядка размазки пика в плотности фоновых состояний.

Если предыдущий механизм был связан с функцией распределения на больших энергиях и не зависел от температуры, то этот последний обусловлен квазичастицами с энергиями, близость которых к порогу порядка температуры. Отсюда помимо малой константы связи  $\lambda$  появляется большой экспоненциальный фактор. Однако эксперимент дает основания утверждать, что работает скорее первый механизм не зависящий от температуры. Указанное влияние функции распределения на плотность состояний может оказаться основным механизмом, например, в алкминии, где велико различие между  $\Delta$  и  $V_0$ .

Выражаю благодарность А.Г.Аронову, О.П.Балкашину, Г.М.Элиашбер- гу и И.К.Янсону за ценные обсуждения.

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 июня 1976 г.

### Литература

- [1] Д.Дуглас, Л.Фаликов. Сб. „Сверхпроводимость“, М., изд. Наука, 1967.  
[2] И.К.Янсон, О.П.Балкашин, А.Ю.Красногоров. Письма в ЖЭТФ, 23, 458, 1976.

[ 3 ] Р.А.Варданян, Б.И.Ивлев, ЖЭТФ, 65, 2315, 1973.

[ 4 ] А.Г.Аронов, М.А.Зеликман, Б.З.Спивак. ФТТ, (в печати).

[ 5 ] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.

---