

Следует отметить, что рассмотренные решения имеют смысл в области перехода лишь в том случае, когда  $g/(c\Gamma) > 0$ .

## Л и т е р а т у р а

[1] Мелькер А. И., Овидько Н. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 594--597.

Липецкий политехнический институт  
Липецк

Поступило в Редакцию  
3 марта 1988 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

## ЭЛЕКТРОННОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

М. А. Белоголосский, А. И. Дьяченко

Туннельная спектроскопия сверхпроводников с малой фермиевской скоростью и, в частности, нахождение энергетической щели методом электронного туннелирования представляют собой определенную проблему [1]. Дело в том, что длина свободного пробега электрона в таких материалах оказывается сравнительно небольшой (десятки ангстрем). Поэтому фактически в экспериментах по туннелированию в такие металлы измеряются не объемные свойства, а характеристики поверхностного слоя с пониженным параметром порядка. Особые трудности возникают при исследовании открытых недавно металлооксидных сверхпроводников с высокими критическими параметрами, сложные туннельные характеристики которых имеют неоднозначную интерпретацию (см., например, [2]). Иногда для устранения отмеченного недостатка преднамеренно создают туннельные контакты, в которых между исследуемым сверхпроводником и изолятором находится тончайшая прослойка нормального металла [1]. В описанных ситуациях в окрестности барьера возникает координатная зависимость параметра порядка, которая ведет к искажению вида туннельных характеристик по сравнению с туннелированием в однородный сверхпроводящий образец. В настоящей работе исследуется проблема нахождения величины энергетической щели  $\Delta_1$  изучаемого сверхпроводника  $S_1$  из данных по электронному туннелированию в слоистых структурах  $S_2-I-N'S_1$ -типа ( $S_2$  — сверхпроводящий инжектор,  $I$  — изолятор,  $N$  — нормальный слой).

Для таких структур с малой прозрачностью барьера (именно они используются на эксперименте) зависимость туннельного тока  $J$  от приложенного напряжения  $U$  имеет вид [3]

$$J(U) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^1 d(\cos\theta) D(\cos\theta) N_T^{(2)}(\omega - U) N_T^{(1)}(\omega, \cos\theta) [f(\omega - U) - f(\omega)], \quad (1)$$

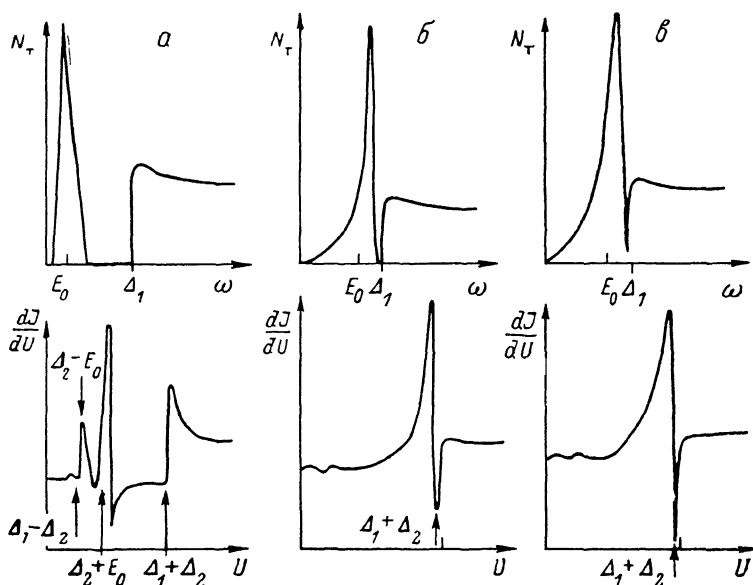
где функция  $D(\cos\theta)$  описывает угловую зависимость вероятности туннелирования электрона; туннельная плотность состояний исследуемого сверхпроводника  $N_T^{(1)}(\omega, \cos\theta)$  пропорциональна мнимой части электронной функции Грина; соответствующая функция для инжектора описывается стандартной формулой  $N_T^{(2)}(\omega) = \text{Re}\{\omega \sqrt{\omega^2 - \Delta_2^2}\}$ ;  $\Delta_2$  — энергетическая щель инжектора;  $f(\omega)$  — функция распределения Ферми;  $U = eV$ .

На основе результатов работы [3] в приближении зеркального туннелирования было рассчитано характерное поведение интеграла  $N_T(\omega) =$

$= \int_0^1 d(\cos \theta) D(\cos \theta) N_T^{(1)}(\omega, \cos \theta)$  в районе энергетической щели  $\Delta_1$  и энергии  $E_0$ , соответствующей связанному состоянию в потенциальной яме, которая образуется в тонкой  $N$ -пленке (см. рисунок). При этом в непосредственной окрестности  $\Delta_1$  при  $\omega > \Delta_1$  имеем [3]

$$N_T(\omega) \simeq D(1) \sqrt{2(\omega - \Delta_1) \Delta_1} / [2(\omega - \Delta_1) + \Gamma^2 \Delta_1], \quad (2)$$

где  $\Gamma = 2d\Delta_1 / (\hbar v_F)$ ;  $d$  и  $v_F$  — толщина и фермиевская скорость электронов нормальной прослойки.



Туннельная плотность состояний  $N_T(\omega)$   $N/S$ -контактов и соответствующая проводимость  $dJ/dU$  туннельных структур  $S_2-I-N/S_1$ -типа при различных значениях энергии  $E_0$  связанного состояния.

$E_0/\Delta_1 = 0.25$  (а),  $0.67$  (б),  $0.75$  (в). Отметим, что провал в проводимости контакта при  $U = \Delta_1 + \Delta_2$  от положения уровня  $E_0$  не зависит.

Из формул (1) и (2) следует, что особенность в  $N_T(\omega)$  при  $\omega = E_0$  превратится в дифференциальной проводимости  $S_2-I-N/S_1$ -контакта  $\sigma(U) = dJ/dU$  в две сингулярности при напряжениях  $U'_0 = E_0 + \Delta_2$  и  $U''_0 = E_0 - \Delta_2$  (полагаем  $\Delta_2 < E_0$ ). В первом случае возникает обратная корневая зависимость

$$\delta\sigma(U) = -\text{const} (U - U'_0)^{-1/2} \theta(U - U'_0),$$

вторая особенность имеет тот же характер

$$\delta\sigma(U) = -\text{const} (U''_0 - U)^{-1/2} [\exp(\Delta_1/T) + 1]^{-1} \theta(U''_0 - U),$$

однако исчезает в пределе  $T \rightarrow 0$ , т. е. является слабой и существует только при конечных температурах  $T$ . Подобным же образом находим поведение  $\sigma(U)$  вблизи  $U'_1 = \Delta_1 + \Delta_2$  и  $U''_1 = \Delta_1 - \Delta_2$ . В первом случае дифференциальная проводимость контакта испытывает скачок, равный

$$\delta\sigma(U) = \pi\sigma_0 \sqrt{\Delta_2/\Delta_1} D(1) \Gamma^{-2} \theta(U - U'_1).$$

Особенность  $\delta\sigma(U)$  во втором случае имеет вид

$$\delta\sigma(U) = -\frac{\sigma_0}{4} \sqrt{\frac{\Delta_2}{\Delta_1}} \frac{D(1)}{\Gamma^2} \ln \left| \frac{U}{U'_1} - 1 \right| \left[ \exp\left(\frac{\Delta_1}{T}\right) + 1 \right]^{-1}.$$

Таким образом, дифференциальная проводимость  $S_2 - I - N/S_1$ -системы при достаточно малой толщине  $N$ -прослойки должна иметь следующие особенности: а) область отрицательной дифференциальной проводимости при  $U = E_0 - \Delta_2$ , исчезающую в пределе  $T \rightarrow 0$ ; б) пик при  $U = E_0 + \Delta_2$  со следующим за ним резким провалом вплоть до  $U = \Delta_1 - \Delta_2$ ; в) слабо заметную на фоне этого провала температурно-зависящую сингулярность при  $U = \Delta_1 - \Delta_2$ ; г) ступенчатый рост  $\sigma(U)$  при  $U = \Delta_1 + \Delta_2$ . Приведенные на рисунке данные расчетов, отвечающие различным значениям исходных параметров, подтверждают эти выводы.

Как видно из рисунка, наиболее характерным признаком наличия  $N/S$ -структуры в туннельном контакте является провал в  $\sigma(U)$ , следующий за острым максимумом. Местоопложение этого пика определяется основными параметрами  $N$ -слоя (его толщиной и скоростью носителей) и поэтому может существенно меняться от эксперимента к эксперименту. Последнее обстоятельство приобретает особое значение при анализе данных туннелирования в сверхпроводник с подавленным на поверхности параметром порядка. Поскольку в данном случае размеры  $N$ -области неконтролируемы, то положение пика в  $\sigma(U)$  по напряжению будет меняться в широких пределах от  $\Delta_2$  до  $\Delta_1 + \Delta_2$ . отождествление этой величины с суммой энергетических щелей исследуемого сверхпроводника и инжектора может вести к серьезным ошибкам (в частности, к заниженным значениям щели). Для определения истинного значения параметра порядка  $\Delta_1$  сверхпроводника в сэндвичах  $S_2 - I - N/S_1$ -типа необходимо использовать не положение пика в  $\sigma(U)$ , а напряжение, соответствующее окончанию провала в дифференциальной проводимости туннельного контакта, которое, как показали расчеты, практически не зависит от характера связанных состояний, возникающих в приборьерной области.

В заключение выражаем благодарность В. М. Свисгунову за предложенную тему исследований, анализ и обсуждение полученных результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Wolf E. L., Arnold G. B. Phys. Repts, 1982, vol. 91, N 2, p. 31—102.
- [2] Gray K. E., Hawley M. E., Moog E. R. In: Proc. of the Berkley Workshop on Novel Mechanisms of Superconductivity. N. Y.: Plenum, 1987, p. 611—625.
- [3] Arnold G. B. Phys. Rev. B, 1978, vol. 18, N 3, p. 1076—1100.

Донецкий физико-технический  
институт АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
15 марта 1988 г.

УДК 535.375.5 : 536.42

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

## МЯГКАЯ МОДА, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В СОЕДИНЕНИИ $TlGaSe_2$

Е. А. Виноградов, В. М. Бурлаков, М. Р. Яхьеев, А. П. Рябов,  
Н. Н. Мельник, Б. С. Умаров, А. А. Аникьев

В полупроводниковых слоистых кристаллах  $TlGaSe_2$ , принадлежащих к моноклинной сингонии ( $C_{2h}$ ), обнаружена последовательность двух структурных ФП: первый — при температуре  $T_1 \approx 120$  К, соответствующий переходу второго рода в несоизмерную фазу с  $q_{inc} = (\delta, \delta, 0.25)$  [1]; второй — при температуре  $T_2 \approx 107$  К, соответствующий переходу первого рода, близкого ко второму, в соизмерную ( $q_c = (0, 0, 0.25)$ ) сегнетоэлектрическую фазу [2, 3].