

## СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МИКРОКОНТАКТАХ С БАРЬЕРНЫМ СЛОЕМ

*И.О.Кулик, М.В.Москалец, Р.И.Шехтер, И.К.Янсон*

Показана возможность изучения спектра электрон-фононного взаимодействия в металлических микроконтактах с предельно малой длиной неупругой релаксации  $\lambda_e < d$  при условии, что находящийся в сужении барьерный слой имеет малую прозрачность  $D$ , удовлетворяющую соотношению  $Dd < l_i$  ( $l_i$  — длина упругого рассеяния электрона в металле,  $d$  — размер сужения).

Металлические микроконтакты с размером узкой части  $d \lesssim 10^2 \div 10^3 \text{ \AA}$  позволяют изучать энергетическую зависимость времени неупругого рассеяния электронов на элементарных возбуждениях в металлах <sup>1, 2</sup>. При этом микроконтактный спектр  $S(V) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dV}$  ( $R(V)$ ) —

сопротивление контакта) состоит обычно из трех составных элементов (рис. 1а): спектральной части *A*, пропорциональной функции электрон-фононного (или электрон-экситонного, электрон-магнонного и др) взаимодействия  $g(\omega)$ <sup>3</sup>, фона *B* — плавно изменяющейся части зависимости  $S(V)$  за пределами спектра элементарных возбуждений (ниже речь будет идти о фононах), обусловленной перерассеянием электронов на реабсорбируемых в области контакта неравновесных фононах<sup>4</sup>, и повторений фононного спектра на кратных и комбинационных частотах — *C*<sup>5,6</sup>. В то же время некоторые материалы, в частности *d*-металлы, на поверхности которых обычно образуются тонкие и прочные окисные диэлектрические слои, часто обнаруживают спектры другого типа<sup>2</sup> (рис. 1б), характеризующиеся более низкой суммарной интенсивностью, отсутствием фона и более резко выраженными двухфононными особенностями.

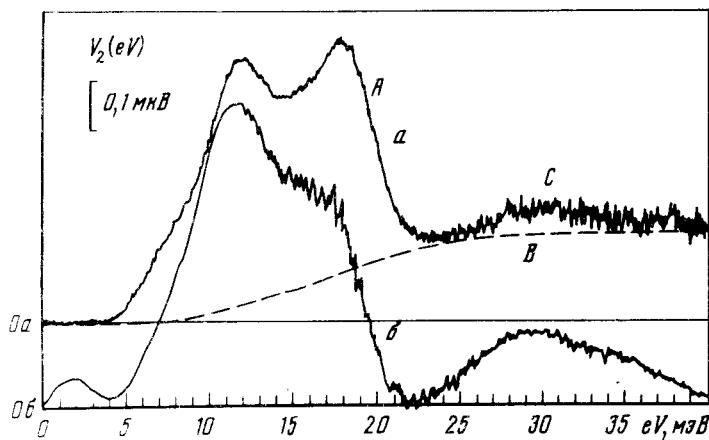


рис. 1. Зависимости второй гармоники модулирующего сигнала от смещения для гетероконтактов Cu — Ta,  $T = 4.5$  К. Сопротивления контактов и модулирующие напряжения при  $V = 0$  равны: *a* — 85 Ом, 0,569 мВ; *б* — 120 Ом, 1,358 мВ

На рис. 1 приведены два экспериментальных микроконтактных спектра тантала, полученные для различных гетероконтактов Cu — Ta с близкими сопротивлениями при одной и той же температуре и одинаковом масштабе напряжения второй гармоники модулирующего сигнала по оси ординат. Однако значения модулирующего напряжения при нулевом смещении —  $V_1(0)$  отличаются в 2,4 раза, следовательно амплитуда микроконтактного спектра (б)  $S(V) = 2\sqrt{2}V_2(V)/V_1^2(0)$ , приведенная к одинаковому значению  $V_1(0)$ , уменьшена в  $(2,4)^2 = 5,7$  раз. Спектр (а), согласно<sup>7</sup>, типичен для чистых контактов малого ( $d < < l_i$ ) размера. "Аномальный" же спектр (б), кроме малой интенсивности, характеризуется, как уже отмечалось, заметно большей относительной величиной двухфононного максимума при отсутствии фона. Такое сочетание противоречит теории микроконтактной спектроскопии в контактах с непосредственной проводимостью.

В данной работе описанное поведение объясняется образованием барьерного слоя на границе соприкасающихся массивных металлических электродов. Соответствующие структуры можно рассматривать как точно-туннельные контакты, которые при выполнении соотношения

$$dD < l_i, \tag{1}$$

(*D* — прозрачность барьера, связанного с диэлектрическим слоем,  $l_i$  — длина пробега электронов при рассеянии на примесях) ведут себя как структуры, отличающиеся и от туннельных (плоских, не создающих концентрации тока вблизи барьерного слоя), так и от точечных

(обладающих непосредственной проводимостью, но проявляющих нелинейное поведение из-за концентрации поля в малой области  $d < \lambda_e$ ,  $\lambda_e$  — длина неупругой релаксации электронов  $\lambda_e = \sqrt{l_i l_{ep}}$ ) структур. Плоские туннельные переходы также проявляют нелинейное поведение <sup>8</sup> за счет рассеяния электронов на возбуждениях барьерного слоя. Однако, подобные вклады в  $S(V)$  обратны по знаку наблюдаемому микроконтактному спектру и малы. Относительная малость указанных вкладов обеспечивается выполнением условия ( $\lambda_B$  — длина волны электрона)

$$D > \frac{\lambda_B}{\min \{d, \lambda_e\}}, \quad (2)$$

определяющего совместно с неравенством (1) интервал прозрачностей, для которого рассматриваемый в настоящей работе механизм нелинейности вольтамперной характеристики является преобладающим.

Нелинейное поведение ВАХ контакта обусловлено многократным рассеянием электронов в металле вблизи барьерного слоя, т. е. представляет собой эффект порядка  $D^2$ , в то время как упругий ток пропорционален первой степени прозрачности. Применительно к плоским туннельным контактам условие наблюдения спектра (1) должно быть заменено соотношением  $LD < l_i$  ( $L$  — размер образца), в результате чего данный эффект будет пренебрежимо мал.

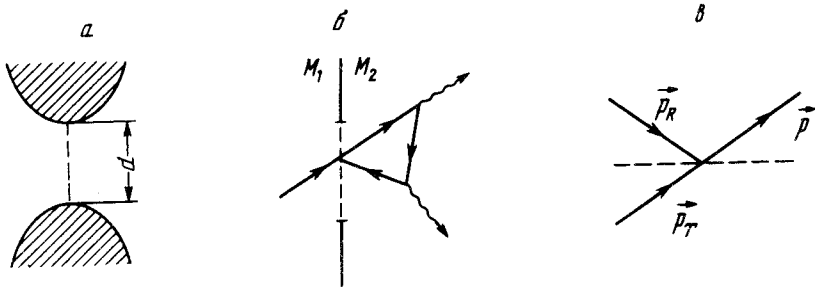


Рис. 2. Теоретическая модель контакта — а; схема неупругих процессов в электродах — б; импульсы электрона до прохождения барьера в режиме пролета ( $p_T$ ), упругого отражения ( $p_R$ ) и после прохождения (р) — в. Пунктир — барьерный слой

Условие (1) означает, что туннельное сопротивление барьера  $R_T$  велико по сравнению с сопротивлением области растекания тока в микроконтакте (рис. 2а), что позволяет пренебречь электрическим полем в металле. Анализ электрон-фононной релаксации в металле проводится в рамках кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов

$$v \frac{\partial f_p}{\partial r} - I_i \{f_p\} = I_{ep} \{f_p\}, \quad (3)$$

где  $I_i$ ,  $I_{ep}$  — интегралы столкновений электронов с примесями и фононами.

Граничные условия, отвечающие рассеянию электронов на диэлектрической границе микроконтакта и установлению равновесия в глубине проводящих берегов, следует дополнить условием инжекции электронов через туннельный барьер (пунктир на рис. 2б), которое может быть записано в виде

$$f_p(\epsilon_p) = D f_{p_T}(\epsilon_p + eV) + (1 - D) f_{p_R}(\epsilon_p). \quad (4)$$

Здесь  $p$  — импульс протуннелировавшего электрона,  $p_R$  — импульс отраженного электрона (рис. 2в). Используя явный вид уравнения (3), можем выделить вклад в микроконтактный ток  $I$ , отвечающий процессам неупругого рассеяния электронов в контакте<sup>9</sup>

$$I = I^{(0)} - \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3r \int d^3p \alpha_{-p}(\mathbf{r}) I_{ep} \{f_p(\mathbf{r})\}, \quad (5)$$

где  $I^{(0)}$  — упругий ток; второе слагаемое в (5) описывает возвратный ток, обусловленный взаимодействием электронов с фононами в берегах контакта.  $\alpha_p(\mathbf{r})$  — вероятность прихода неравновесного электрона в точку  $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  из берега контакта, удовлетворяющая уравнению (3) (при  $I_{ep} = 0$ ) и граничному условию (4). При выполнении условия (1) интеграл  $I_{ep}$  в (3) и (5) может быть линеаризован по неравновесной добавке к функции распределения электронов. Вычисление второй производной тока по напряжению в этом случае приводит к микроконтактному спектру, имеющему при  $T \ll \omega_D$  вид

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dV} = \frac{8}{3} \frac{ed}{\hbar v_F} D \left\{ g_{pc}(eV) \frac{\lambda_e(eV)}{d + \lambda_e(eV)} + C(eV) \right\}. \quad (6)$$

Величина  $g_{pc}(\omega)$  в (6) есть микроконтактная функция электрон-фононного взаимодействия<sup>3</sup> с формфактором, нормированным на единицу. Множитель в фигурных скобках при  $g_{pc}(eV)$  отражает факт уменьшения эффективного объема генерации фононов при  $\lambda_e < d$ . Функция  $C(eV)$  описывает процессы релаксации электронов по энергии в области контакта (в случае  $\lambda_e \gg d$   $C(eV) = 0$ ) и отражает повторения основного спектра на кратных и комбинационных частотах фононов с интенсивностями, сравнимыми с интенсивностью основного спектра. Так, при наличии острого пика в плотности состояний фононов на частоте  $\omega_0$  получим

$$C(eV) = \sum_{n=2}^{\infty} A_n \delta(eV - n\hbar\omega_0); \quad A_n \approx \Lambda\omega_0 \frac{\lambda_e}{d} \quad \text{при } \lambda_e < d, \quad (7)$$

где  $\Lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия. Повторения пиков на МК спектре сопровождается их уширением. Так, если ширина основного пика при  $eV = \omega_0$  равна  $\Delta$ , то его  $n$ -ое повторение будет иметь ширину  $n\Delta$ .

Для применимости соотношения (6) не требуется выполнения неравенства  $d < \lambda_e$ , характерного для микроконтактной спектроскопии без барьерного слоя и не позволяющего использовать ее для изучения экзотических материалов (металлов с флуктуирующей валентностью и тяжелыми фермионами, оксидных сверхпроводников), для которых  $l_i \approx 10 \text{ \AA}$ . Поэтому применение точечно-туннельных контактов открывает возможность изучения спектров времен релаксации электронов при соблюдении более слабого условия на диаметр контакта (1). В связи с этим отметим наблюдавшийся в<sup>10</sup> эффект аномально слабого (~30%) изменения микроконтактного сопротивления в соединениях с переменной валентностью в интервале смещений  $0 < eV < 30 \text{ мэВ}$ , который имеет место несмотря на сильный температурный ход сопротивления этих материалов  $R(T = 30 \text{ мэВ}) / R(0) \approx 100$ . Такое необычное поведение, вместе с фактом наблюдения особенностей МК спектра, отражающих спектр времен упругой<sup>10, 11</sup> и неупругой (электрон-фононной)<sup>11</sup> релаксации, может получить объяснение в рамках настоящей работы как результат влияния барьерного слоя на границе соприкосновения металлов в гетероконтакте.

В заключение еще раз обратим внимание на то, что рассмотренный в данной статье режим работы микроконтакта является переходным между стандартной микроконтактной спектроскопией и неупругим туннельным эффектом. Его отличительными чертами могут служить отрицательный знак нелинейной добавки в микроконтактный ток, малый фон и большая интенсивность многофононных максимумов на МК спектре. Следует отметить, что при неупру-

гом туннелировании спектр не только имеет обратный данному (положительный) знак, но и характеризуется малой интенсивностью многофононных повторений, пропорциональной  $(\lambda_B / l_{ep})^n$ .

### Литература

1. *Jansen A.G.M., van Gelder A.P., Wyder P.* J. Phys. C, 1980, **13**, 6073.
2. *Янсон И.К.* ФНТ, 1983, **9**, 676; *Янсон И.К., Шкляревский О.И.* ФНТ, 1986, **12**, 899.
3. *Кулик И.О., Омелянчук А.Н., Шехтер Р.И.* ФНТ, 1977, **3**, 1543.
4. *Кулик И.О.* ФНТ, 1985, **11**, 937.
5. *Van Gelder A.P.* Sol. St. Comm., 1980, **35**, 19.
6. *Кулик И.О., Омелянчук А.Н., Тулузов И.Г.* ФНТ, 1984, **10**, 949.
7. *Бобров Н.Л., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В., Янсон И.К.* ФНТ, 1987, **13**, 611.
8. Туннельные явления в твердых телах. М.: Мир, 1973, с. 421.
9. *Ицкович И.Ф., Шехтер Р.И.* ФНТ, 1984, **10**, 437.
10. *Bussian B., Frankowski I., Wohleben D.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1026.
11. *Акименко А.И., Пономаренко Н.М., Янсон И.К.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 235.

Физико-технический институт низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
28 ноября 1988 г.