

## О ВЛИЯНИИ МЕЖЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТУННЕЛЬНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ ПЛЕНОК ВИСМУТА

В.Н.Луцкий, А.С.Рылик, А.К.Савченко

В проводимости  $G$  туннельной структуры пленка  $\text{Vi} - \text{окисел Vi} - \text{Pb}$  обнаружен симметричный минимум при нулевом напряжении  $V$  на переходе. Вид нулевой аномалии  $G(V)$  и ее температурная зависимость интерпретируются на основе теории межэлектронного взаимодействия в неупорядоченных системах.

В настоящее время известно, что проводимость тонких пленок висмута при низких температурах связана с эффектами локализации и межэлектронного взаимодействия в слабо-неупорядоченных системах<sup>1, 2</sup>. Согласно теории усиление межэлектронного взаимодействия при диффузионном движении электронов приводит к появлению особенности в одно-частичной плотности состояний на уровне Ферми и связанному с этим изменению проводимости<sup>3</sup>. Измерение дифференциальной проводимости  $G = dI/dV$  туннельной структуры, содержащей тонкую пленку, позволяет непосредственно изучать особенности электронной плотности состояний в ней.

В работе измерялась зависимость  $G$  туннельных переходов  $\text{Vi} - \text{окисел Vi} - \text{Pb}$  от напряжения на переходе  $V$ . Пленки висмута толщиной  $a = 400 \div 1500 \text{ \AA}$  получались путем термического напыления на слюдяную подложку в вакууме  $10^{-6} \div 10^{-5}$  мм. рт. ст., окислялись при температуре  $100^\circ\text{C}$  в атмосфере сухого  $\text{O}_2$ , после чего напылялась толстая ( $a \sim 3000 \text{ \AA}$ ) пленка  $\text{Pb}$ . Сопротивление пленок  $\text{Vi}$  "на квадрат" составляло  $35 \div 150 \text{ Ом}$ ; сопротивление туннельных переходов —  $0,5 \div 5 \text{ кОм}$ . Качество переходов оценивалось по изменению величины  $G(V=0)$  при переходе пленки  $\text{Pb}$  в сверхпроводящее состояние.

На зависимости  $G(V)$  всех исследованных пленок был обнаружен минимум при  $V=0$ . Нулевая аномалия имела симметричный вид и описывалась функциями  $\Delta G \sim \ln V$  при малых значениях напряжения на переходе и  $\Delta G \sim \sqrt{V}$  при больших  $V$  (рис. 1). Магнитное поле напряженностью  $H \leq 60 \text{ кЭ}$  не оказывало влияния на нулевую аномалию.

Перечисленные особенности минимума туннельной проводимости не позволяют объяснить ее известными механизмами, описанными в обзоре<sup>4</sup>. Вместе с тем наблюдаемый переход от логарифмической к корневой зависимости  $G(V)$  является характерным результатом теории, рассматривающей влияние межэлектронного взаимодействия на электронную плотность состояний.

Согласно<sup>5, 6</sup> поправка к плотности состояний на уровне Ферми имеет следующий вид при  $T=0$  для образцов различной эффективной размерности:

$$\frac{\delta\nu(\epsilon)}{\nu_0} = \frac{\lambda_v e^2 R_0}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{|E| \tau}{\hbar} \quad (1)$$

в двумерном случае и

$$\delta\nu(\epsilon) = \frac{\lambda_v}{4\sqrt{2}\pi^2} \frac{\sqrt{|E|}}{(D\hbar)^{3/2}} \quad (2)$$

в трехмерном случае, где  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau$  — время импульсной релаксации,  $\lambda_v$  — константа межэлектронного взаимодействия. Эффективная размерность образца зависит от напряжения  $V$  на туннельном переходе и определяется соотношением толщины пленки  $a$  и характерной длины  $L_V = \sqrt{D\hbar/eV}$ : в трехмерном случае  $a \gg L_V$ ; в двумерном случае  $a \ll L_V$ .

Для исследованных пленок область перехода от логарифмической к корневой зависимости  $G(V)$  соответствовала (с точностью 50%) условию перехода от  $2d$  к  $3d$  случаю:  $L_V = a/2\pi$  (критерий, использованный в работе<sup>7</sup>).

Величина поправки к электронной плотности состояний определялась исходя из соотношения  $\Delta G/G_0 = \delta\nu/\nu_0$ , справедливого при условии  $\nu_0 = \text{const}$  в интервале энергий  $E_F \pm eV$ .

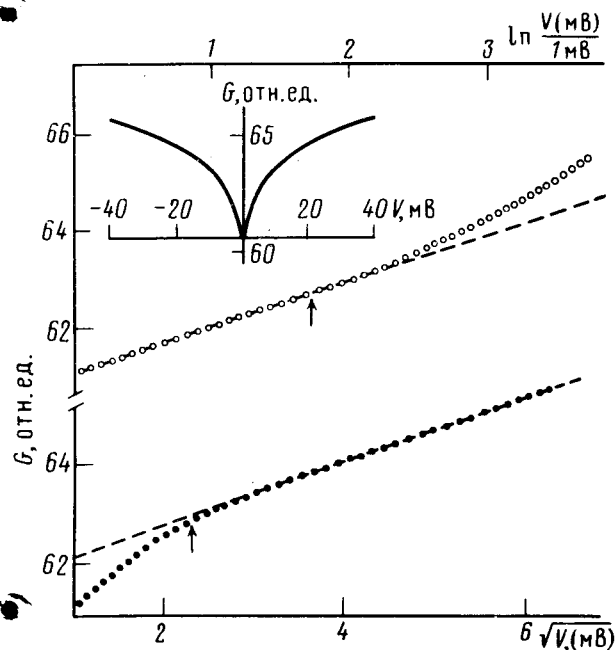


Рис. 1. Зависимость туннельной проводимости от напряжения при  $T = 4,2$  К для пленки Вi толщиной  $1200 \text{ \AA}$ ,  $R_{\square} = 35 \text{ Ом}$ : ( $\circ$  —  $G(\ln V)$ ,  $\bullet$  —  $G(\sqrt{V})$ ). Стрелка соответствует условию  $L_V = a/2\pi$ . На вставке — исходная зависимость  $G(V)$

Применение его к пленкам Вi оправдано тем, что плотность состояний в пленках с малой подвижностью носителей тока размывается по сравнению с массивным кристаллом, это подтверждается симметричным видом наблюдаемой аномалии  $G(V)$  в диапазоне  $\pm 50$  мВ. Для трехмерного случая значение невозмущенной плотности состояний оценивалось по формуле  $\nu_0 = (2e^2 D \rho)^{-1}$  и учитывалось, что согласно <sup>6</sup> величина  $\delta\nu$  на поверхности образца в два раза больше объемного значения, задаваемого выражением (2).

Для обменной части диффузионного канала взаимодействия, определяющего проводимость пленок Вi <sup>1</sup>, эффективная константа взаимодействия в трехмерном случае  $\lambda_v^{3d} = 2^6$ . В двумерном случае  $\lambda_v^{2d} = 0,5 \ln E / (D a^2 \kappa_2^4 \hbar)$ , где  $\kappa_2 = \kappa^2 a / 2$ ,  $\kappa$  — обратная длина экранирования. При учете влияния второго электрода структуры на взаимодействие электронов в пленке константа взаимодействия в двумерном случае имеет вид <sup>6</sup>:  $\lambda_v^{2d} = \ln 2 \kappa_2 \Delta$  при  $\kappa_2 \Delta > 1$ , ( $\Delta$  — толщина диэлектрика),  $\lambda_v^{2d} = \ln \kappa a$  при  $\kappa_2 a < 1$ . Оценка значений  $\lambda_v$  по приведенным выражениям дает величину порядка единицы. Однако полученная из эксперимента величина константы взаимодействия  $\lambda_v$  в двумерном и трехмерном случаях оказалась на порядок больше теоретического значения.

Согласно теории <sup>3</sup> нулевая аномалия, обусловленная межэлектронным взаимодействием при конечной температуре, описывается выражением

$$\frac{\Delta G}{G}(V, T) = \frac{1}{4kT} \int_{-\infty}^{\infty} dE \frac{\delta\nu}{\nu_0} \text{ch}^{-2} \frac{E - eV}{2kT}, \quad (3)$$

в котором для двумерного случая

$$\frac{\delta\nu(x)}{\nu_0} = - \frac{\lambda_v e^2 R_{\square}}{\pi^2 \hbar} \int_0^{\infty} \frac{dy}{y} \frac{\text{sh} y}{\text{ch} y + \text{ch} x}, \quad x = \frac{E}{kT}$$

Характерной особенностью (3) является то, что величина  $G(V, T) - G(V = 0, T)$  является функцией отношения  $eV/kT$ . При этом в предельных случаях  $eV \gg kT$  и  $eV \ll kT$  нулевая аномалия имеет одинаковый вид: соответственно  $\Delta G \sim \ln V$  и  $\Delta G \sim \ln T$  с равными коэффициентами перед логарифмами.

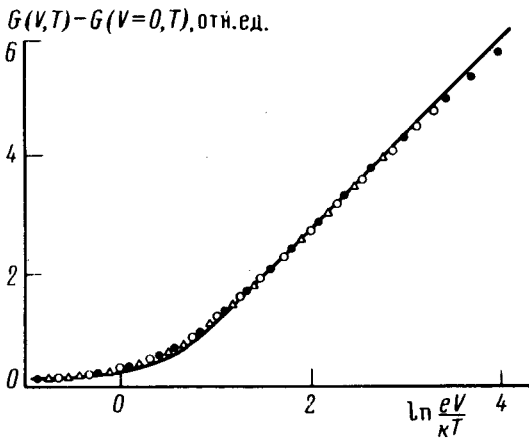


Рис. 2

Рис. 2. Вид туннельной аномалии при различной температуре: (● — 9 К, ○ — 20 К, △ — 30 К). Сплошная линия — теоретическая зависимость  $A[G(V, T) - G(V=0, T)]$ ,  $A$  — подгоночный параметр. Толщина пленки  $a = 1200 \text{ \AA}$ ,  $R_{\square} = 35 \text{ Ом}$

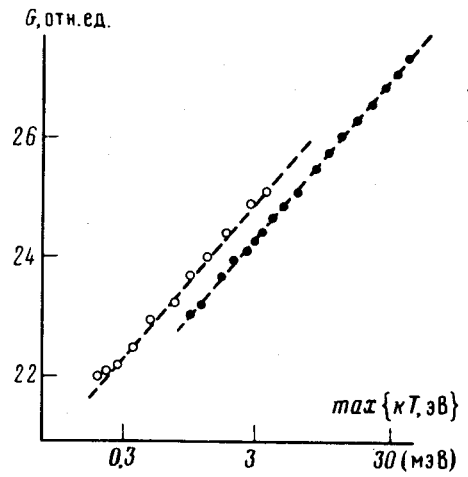


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость туннельной проводимости от температуры при  $V=0$  (○) и от напряжения при  $T=4,2 \text{ К}$  (●). Толщина пленки  $a = 630 \text{ \AA}$ ,  $R_{\square} = 130 \text{ Ом}$

На рис. 2 приведен пример экспериментальных зависимостей туннельной аномалии  $G(V, T) - G(V=0, T)$ , полученных на пленке  $\text{Bi}$  при различной температуре и перестроенных в координатах  $eV/kT$ . В данных координатах кривые  $G(V, T) - G(V=0, T)$  ложатся на одну универсальную кривую, согласующуюся с теоретической зависимостью (3) с точностью до множителя.

На рис. 3 показаны зависимости  $G(V=0, T)$  ( $T=1,8 \div 60 \text{ К}$ ) и  $G(V, T=4,2 \text{ К})$ , которые в соответствии с теорией имеют одинаковый логарифмический вид в координатах  $\Delta G(z)$ ,  $z \neq \max\{eV, kT\}$ . Таким образом поведение наблюдаемой нулевой аномалии при конечных температурах хорошо согласуется с предсказаниями теории межэлектронного взаимодействия.

В работе <sup>8</sup> показано, что при наложении магнитного поля наряду с аномалией  $G$  при нулевом смещении  $V$  должны появляться особенности, отстоящие от нулевой аномалии на величину  $eV = \pm g\mu_B H$  ( $g$  —  $g$ -фактор электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора). Несмотря на большую величину зеемановского расщепления в  $\text{Bi}$  (для массивного материала  $g\mu_B H \sim 4 \text{ мэВ}$  при  $H = 50 \text{ кЭ}$ ,  $H \parallel C_3$ ) нам не удалось обнаружить при  $T = 4,2 \text{ К}$  в поле  $H \leq 60 \text{ кЭ}$  симметричные особенности в кривых  $dI/dV(V)$  и  $d^2I/dV^2(V)$ , смещающиеся при изменении магнитного поля. Причина этого состоит, по-видимому, в том, что указанные особенности в отличие от нулевой аномалии размываются не только при конечной температуре, но и из-за спинового рассеяния электронов проводимости <sup>8</sup>. Это размытие становится существенным при условии  $\hbar/\tau_{so} \sim g\mu_B H$  ( $\tau_{so}$  — время спин-орбитальной релаксации), которое реализуется в исследованных пленках  $\text{Bi}$  (величина  $\hbar/\tau_{so} \sim 2 \text{ мэВ}$  <sup>1</sup>).

Авторы выражают благодарность Б.Л.Альшутлеру, А.Г.Аронову, В.А.Волкову, Т.Н.Пинскеру и Ю.А.Ржанову за полезные обсуждения работы.

#### Литература

1. Савченко А.К., Рылик А.С., Луцкий В.Н. ЖЭТФ, 1983, **85**, 2210.
2. Komnik Yu. F., Bukhshtab E.I., Andrievskii V.V., Butenko A.V. J. Low Temp. Phys., 1983, **52**, 315.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G. Solid State Comm., 1979, **30**, 115.
4. Zeller H.R. Geaver I. Phys. Rev., 1969, **181**, 789.

5. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
6. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин Ю.Ф.* ЖЭТФ, 1984, 86, 709.
7. *Imry G., Ovadyahu Z.* Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 841.
8. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 145.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

---

Поступила в редакцию  
10 декабря 1985 г