

## НАБЛЮДЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЛЕТА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ ПЛЕНКИ СВИНЦА

*И. П. Крылов, Б. Э. Надгорный*

При инжектировании электронов из туннельного перехода через пленку свинца было обнаружено возникновение напряжения на барьерном полупроводниковом слое, которое обусловлено баллистическим пролетом энергизованных электронов. В противоречии с существующими теоретическими оценками влияние электрон-электронного взаимодействия оказалось несущественным.

Важнейшей характеристикой электронов как квазичастичных возбуждений, переносящих электрический заряд, является энергия  $\epsilon$ , отсчитываемая от уровня Ферми  $E_f$ . В большинстве известных методов исследуются электроны с энергией  $\epsilon \lesssim kT$ , где температура  $T \lesssim 10$  К. Мало изучены, остаются горячие, или энергизованные электроны, которые имеют величину  $\epsilon \gtrsim k\Theta$  ( $\Theta$  – температура Дебая). Время жизни  $\tau$  для таких возбуждений может оказаться очень коротким даже в идеальном кристалле при температуре кристаллической решетки  $T = 0$  К. За счет излучения фононов величина  $\tau_{ep} \sim \hbar (k\Theta)^2 / \epsilon^3$  при  $\epsilon \lesssim k\Theta$  и стремится к постоянному пределу  $\tau_{ep} \sim \hbar / k\Theta$  при  $\epsilon > k\Theta$ . В результате электрон-электронного взаимодействия время жизни  $\tau_{ee} \sim \hbar E_f / \epsilon^2$  в широком диапазоне энергий  $\epsilon \gg k\Theta / 100$ . Эти теоретические оценки [1] были сделаны из очень общих соображений и дают нам лишь порядок величины  $\tau$  и, соответственно, средней длины свободного пробега  $l \approx v, \tau$  ( $v$  – фермиевская скорость электронов).

В данной работе мы обсудим предварительные результаты изучения пробега энергизованных электронов в металлических пленках свинца. Энергизованные электроны инжектировались в свинец благодаря туннелированию через слой окисла из дополнительного электрода – алюминиевой пленки, на которую было подано ускоряющее напряжение. Детектирование электронов, успевающих пройти через свинцовую пленку до релаксации на уровень Ферми, производилось с помощью барьерного слоя из полупроводника РьТе и коллекторного свинцового электрода. Ранее аналогичные устройства применялись для изучения поглощения горячих электронов в пленках золота и серебра [2, 3].

Необходимая слоистая структура с выводами для подсоединения проводов измерительной схемы была изготовлена путем последовательного напыления пленок Al, Рь, РьТе и опять Рь. Указанные вещества испарялись в вакууме (давление остаточных газов  $\sim 10^{-5}$  тор) с отдельных испарителей и осаждались на стеклянную подложку через фигурные прорезы в последовательно сменявшихся масках. Окисная пленка  $Al_2O_3$  возникала при напуске в вакуумную систему воздуха под давлением  $\sim 100$  тор на 1 ÷ 2 мин. Общий вид пленочной структуры и схема расположения слоев приведены на рис. 1. Толщина пленок контролировалась по сдвигу частоты генератора, стабилизированного кварцевой пластиной, которая располагалась рядом с прорезью в маске. Сдвиг частоты

ты считался пропорциональным осажденной массе. Калибровка была проведена в отдельном опыте с взвешиванием напыленной толстой пленки. Пересчет в толщину пленки осуществлялся по значению плотности массивного металла.

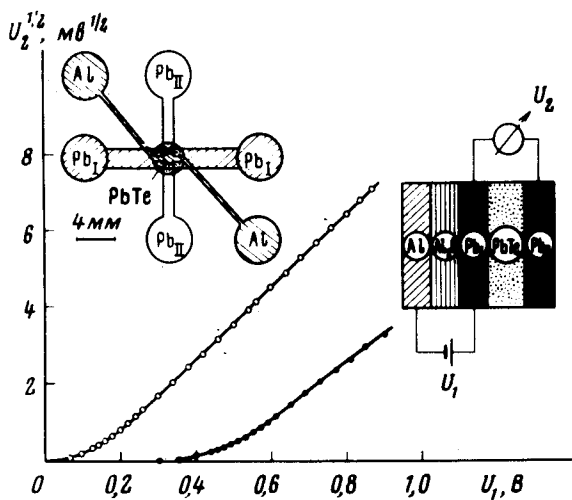


Рис.1. Схема слоистой структуры и зависимость индуцированного напряжения на барьере  $U_2$  от напряжения инжекции  $U_1$ . Разные значки соответствуют полярности напряжений:  $\circ$  — плюс на Al и Pb<sub>II</sub>,  $\bullet$  — минус на Al и Pb<sub>II</sub> относительно среднего электрода Pb<sub>I</sub>.  $T = 77 \text{ K}$

Измерения были проведены при температурах  $T = 77 \text{ K}$  и  $T = 4,2 \div 1,3 \text{ K}$ . Между пленками Al и Pb<sub>I</sub> подавалось постоянное напряжение  $U_1$  и регистрировалось напряжение  $U_2$ , возникающее между пленками Pb<sub>I</sub> и Pb<sub>II</sub> (см. рис.1). Инжектирующее напряжение  $U_1 \lesssim 1 \text{ В}$  лежало в диапазоне практически линейного участка вольт-амперной характеристики туннельного перехода  $\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Pb}_I$ , характеризуемого сопротивлением  $R_1 = 1 \text{ кОм}$ . Индуцированное напряжение  $U_2$  также лежало в пределах линейного участка вольт-амперной характеристики барьерного слоя  $\text{Pb}_I - \text{PbTe} - \text{Pb}_{II}$ , характеризуемого сопротивлением  $R_2 = 300 \text{ кОм}$ . Мы связываем напряжение  $U_2$ , возникающее при включении  $U_1$ , с баллистическим пролетом через пленку Pb<sub>I</sub> части электронов с энергией, достаточной для преодоления энергетических барьеров, существующих в структуре  $\text{Pb}_I - \text{PbTe} - \text{Pb}_{II}$ . Наблюдаемая полярность  $U_2$  соответствует инжекции дырок при положительной полярности пленки Al и электронов при противоположной полярности на инжекторе.

Рассмотрим для определенности инжекцию электронов в простом случае изотропного закона дисперсии при  $T = 0 \text{ K}$ . Введем координаты с осью  $x$ , направленной по нормали к плоской поверхности туннельного перехода вглубь Pb<sub>I</sub>, так что точка  $x = 0$  лежит на границе  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Pb}_I$ . В результате упругого туннелирования для состояний в диапазоне  $0 \leq \epsilon \leq U_1$  (область I на рис.2) появится отличная от нуля добавка  $f$  к равновесной функции распределения электронов. Полный ток через переход  $I_1 \sim \int v_x f dp$  (см., например, [4]). По мере удаления вглубь металла  $f(x) = \int f \epsilon \dot{x} p (-x/l)$ . Если на глубине  $x = d$  существует энер-

гетический барьер высоты  $U_0$  то инжектируемый через барьер ток  $J_2 \sim \int v_x f(d) dp$ , где интеграл берется по области II на рис.2, определяемой условием  $p_x \geq p_f + U_0/v$ . Стекая обратно в пленку  $Pb_I$ , инжектированные заряды вызывают падение напряжения  $U_2 = R_2 J_2$ , с отрицательным знаком на коллекторном электроде  $Pb_{II}$ .

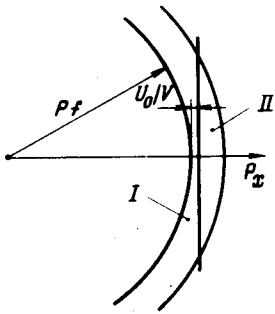


Рис.2. Схема областей в импульсном пространстве, соответствующих полному туннельному току — сферический слой I и регистрируемому току инжекции — шаровой сегмент II

Наличие довольно широкого линейного участка вольт-амперной характеристики туннельного перехода  $J_1 = U_1/R_1$  позволяет считать, что для значительной части состояний в области I вероятность туннелирования не зависит от  $U_1$ , и величина  $J_1$  определяется просто объемом области II, пропорциональным  $p_f^2 U_1$ . Поэтому можно полагать, что величина  $J_2$  пропорциональна объему области III, т.е.  $p_f(U_1 - U_0)^2/v^2$  если длина пробега  $l$  не зависит от энергий возбуждений. Экспериментальные результаты согласуются с указанными соображениями. Величина барьера для дырок  $U_{oh} = 0,10$  В и для электронов  $U_{oe} = 0,45$  В оказалась существенно разной, по-видимому, в связи с наличием в  $PbTe$  запрещенной зоны шириной  $\sim 0,3$  эВ. Отношение токов  $J_2/J_1 \approx 10^{-4}$  при  $U_1 \approx 1$  В и толщине пленки  $Pb_I$   $d = 5000$  Å позволяет оценить длину пробега  $l \approx 700$  Å по соотношению  $J_2/J_1 \approx \exp(-d/l) (U - U_0)/E_f$ , где по порядку величины учтено отношение объемов областей I и III, равное  $\sim (U - U_0)/E_f$ . Указанная оценка  $l$  согласуется с теоретической оценкой  $l_{ep} \sim 1000$  Å при  $\epsilon > k\Theta \approx 10^{-2}$  эВ. Остается неясным, почему электрон-электронное взаимодействие не вызывает ожидаемой релаксации электронов. Это взаимодействие должно обуславливать быстрый спад  $f(x) \sim \exp(-\alpha \epsilon^2 x)$ , где  $\alpha$  — некоторая постоянная. На графике зависимости  $U_2$  от  $U_1$  это должно приводить к замедлению роста  $U_2$  и перехода к насыщению в диапазоне  $U_1$ , соответствующем условию  $l(\epsilon = U_1) \approx d$ . Как видно из рис.1, даже при  $\epsilon = 1$  эВ длина  $l_{ee}$  остается больше  $5000$  Å, хотя согласно теоретическим оценкам по порядку величины для свинца  $E_f = 10$  эВ и длина  $l_{ee} \approx 100$  Å. Причины столь большого расхождения остаются неясными. Понижение температуры до  $T = 1,3$  К, как и следовало ожидать, существенно не изменило зависимости  $U_2$  от  $U_1$ , так как характерное отношение  $(kT/\epsilon) \sim 10^{-2}$  указывает на слабую температурную зависимость длины пробега электронов столь высоких энергий.

## Литература

- [1] Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1958, 34, 1438.
  - [2] Mead C.A. Phys. Rev. Lett., 1958, 8, 56.
  - [3] Sze S., Crowell C., Carey G., LaBatte E. J. Appl. Phys., 1962, 37, 2690.
  - [4] Duke C.B. " Tunneling in solids" , Academic Press, New-York, 1969.
-