

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛЕНКАХ РЬТЕ

И.П.Крылов, Я.Б.Поляков

В области прыжковой проводимости в пленках РЬТЕ наблюдалось отрицательное магнетосопротивление  $\Delta R/H < 0$ . Увеличение концентрации носителей за счет эффекта замороженной фотопроводимости приводило к уменьшению  $\Delta R/R$  до нуля и к изменению знака  $\Delta R/H$ .

Мы исследовали пленки РЬТЕ толщиной  $d = 1,2 \cdot 10^{-5}$  см, полученные осаждением паров теллурида на стеклянную подложку, находящуюся при комнатной температуре. Измерение постоянной Холла для свежесаженной пленки позволило оценить концентрацию доноров  $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Количество примесей в исходном материале составляло не более  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , так что донорными центрами служили дефекты пленки или избыточные атомы РЬ. Проводимость свежесаженной пленки росла с понижением температуры.

После напыления мы компенсировали доноры с помощью окисления в воздухе. В результате окисления в РЬТЕ появляются акцепторы, концентрация свободных носителей  $n$  уменьшается и происходит переход к термоактивационной проводимости. В области гелиевых температур сопротивление компенсированных пленок следовало закону Мотта  $R = R_0 \times \exp[(T_0/T)^\nu]$  с показателем  $\nu \approx 0,3$ . Величина  $R$  здесь и далее означает сопротивление квадратной пленки. Для наиболее высокоомных пленок  $R_0 \approx 1 \text{ МОм}$  и  $T_0 \approx 100 \text{ К}$ .

Для компенсированных пленок РЬТЕ включение магнитного поля  $H$  приводило к уменьшению сопротивления (см. рис. 1). В данном сообщении приводятся результаты измерения отрицательного магнетосопротивления (ОМС) в случае, когда  $H \parallel n$  — нормали к плоскости пленки. Близкое по величине продольное и поперечное ОМС наблюдалось также в случае, когда  $H \perp n$ .

Как известно <sup>1</sup>, для прыжковой проводимости характерно большое положительное магнетосопротивление, причем сильное поле может даже вызвать переход металл — полупроводник, если при  $H = 0$  концентрация  $n$  близка к критической величине  $n_c$  с металлической стороны. В работе <sup>2</sup> было высказано предположение, что ОМС в области прыжковой проводимости возможно, если при введении поля  $n_c$  уменьшается. Согласно <sup>2</sup> величина ОМС  $\Delta R/R \propto (n_c - n)^{-5/8}$ , т. е. должна возрасти при увеличении  $n < n_c$  и приближении к порогу  $n = n_c$ . Мы изменяли концентрацию носителей в пленках РЬТЕ с помощью эффекта замороженной фотопроводимости <sup>3</sup>. В результате освещения пленки, охлажденной до гелиевой температуры, ее сопротивление уменьшалось и после выключения источника света оставалось постоянным неопределенно долго. На рис. 2 изображена зависимость ОМС в фиксированном поле  $H$  от величины сопротивления  $R$  при  $H = 0$ . Наши экспериментальные данные полностью противостоят теоретическим предположениям <sup>2</sup>: при увеличении  $n$ , т. е. уменьшении  $R$ , величина  $|\Delta R/R|$  уменьшается.

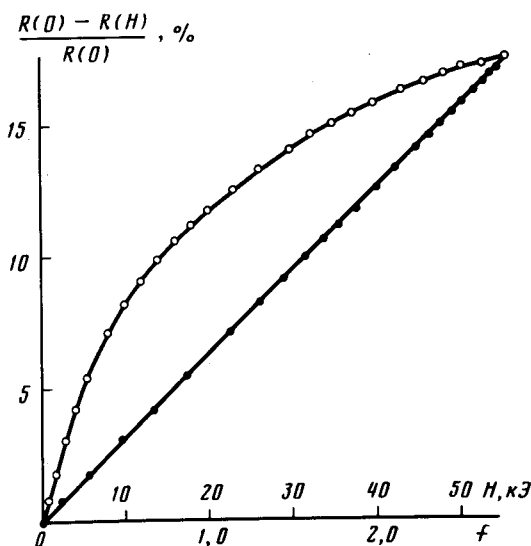


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость сопротивления квадратной пленки PbTe от магнитного поля  $H$  при  $T = 1,3\text{K}$ .  $H \parallel n$ ,  $R(0) = 3,1\text{ мОм}$ . Для залитых точек по оси абсцисс отложена функция  $f = \ln(\alpha H) + \psi\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\alpha H}\right]$  с коэффициентом  $\alpha = 2,1 \cdot 10^{-3}\text{ Э}^{-1}$

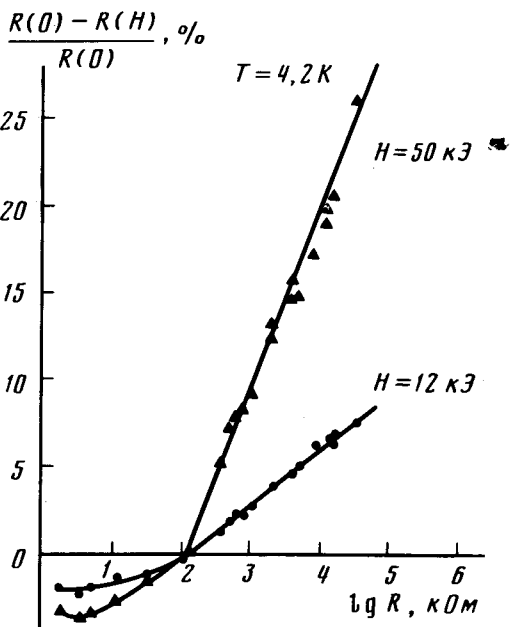


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость ОМС в фиксированном поле  $H$  от сопротивления пленки  $R$  при  $H = 0$ .  $T = 4,2\text{K}$ ,  $H \parallel n$

Измерения ОМС были проведены на пяти пленках, подвергнутых окислению различной продолжительности. Все результаты, полученные при одной и той же температуре, с разбросом в несколько процентов лежат вблизи графика, приведенного на рис. 2. Наклон графика в области ОМС при уменьшении температуры от 4,2 до 1,3К увеличивается в 1,2 раза в поле  $H = 50\text{ кЭ}$  и в 2,3 раза при  $H = 12\text{ кЭ}$ . При  $R \approx 100\text{ кОм}$  магнетосопротивление меняет знак. В то же время зависимость  $R$  от температуры сохраняет термоактивационный характер.

Теория магнетосопротивления неупорядоченных проводников разработана для области металлической проводимости<sup>4</sup>. Согласно теории малая добавка  $\Delta R/R = Rf(H)$ , где вид функции  $f(H)$  не зависит от параметров образца. Как видно из рис. 2 выводы<sup>4</sup> к нашему случаю непосредственно не применимы. Однако, вид экспериментальной зависимости  $\Delta R/R = Af(H)$  с эмпирическим коэффициентом  $A$  описывается формулой, выведенной для случая двумерной пленки в пренебрежении взаимодействием между электронами:

$$f(H) = \ln(\alpha H) + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\alpha H}\right).$$

Здесь  $\psi(x) = [\ln \Gamma(x)]'$  — дигамма-функция. Эмпирические коэффициенты  $A$  и  $\alpha$  зависят от  $R$  и  $T$ . При понижении температуры от 4,2 до 1,3К  $A$  убывает приблизительно на 10%, а величина  $\alpha \propto T^{-1}$  в диапазоне сопротивлений  $R \approx 1\text{ мОм}$ . Согласно теории  $\alpha = 4eD\tau_\varphi / \hbar c$ , где  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_\varphi$  — время релаксации их фазы из-за неупругих столкновений. Используя значение  $\alpha = 2,1 \cdot 10^{-3}\text{ Э}^{-1}$  при  $T = 1,3\text{K}$ , получим для произведения  $D\tau_\varphi = 3 \cdot 10^{11}\text{ см}^2$ , что соответствует диффузии электронов на расстояние  $\approx 10^{-5}\text{ см}$ , прежде чем произойдет сбой фазы.

Наряду с магнетосопротивлением для сравнительно низкоомных пленок ( $R < 2\text{ мОм}$ ) мы измеряли поперечное, холловское напряжение  $U_H$ . Зависимость  $U_H(H)$  оказалась нелиней-

ной. Используя линейный участок  $U_H \propto H$  (в полях  $H < 10$  кЭ), мы оценили постоянную Холла  $\mathcal{R}_H$  и угол Холла  $\theta_H$ . При понижении температуры от 4,2 до 1,3 К значения  $\mathcal{R}_H$  и  $\theta_H$  возрастали в  $2 \div 3$  раза. В результате освещения пленки вплоть до минимально достижимой величины  $R \approx 1$  кОм, значение  $\mathcal{R}_H$  уменьшалось приблизительно как  $\mathcal{R}_H \propto R$ , а порядок величины  $\theta_H$  не менялся. Анализируя результаты с помощью обычных соотношений теории Друде мы получили оценку длины пробега электронов  $l \approx 0,1$  Å и концентрации  $n \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $R \approx 2$  кОм. Указанному значению  $n$  соответствует энергия Ферми  $\mu \approx 1$  эВ. Заметим, что среднеквадратичная флуктуация потенциала  $\Delta U \approx 0,72 \cdot 10^{-10} N^{1/2} n^{-1/12}$ , обусловленная флуктуациями числа доноров  $\Delta N = (N r_0^3)^{1/2}$  в областях с размерами, равными дебаевскому радиусу экранирования  $r_0 = 3,2 \cdot 10^{-3} n^{-1/6} \approx 10^{-5}$  см, в широком диапазоне концентраций  $n$  составляет  $\Delta u \approx 0,01$  эВ. Таким образом, в пленках PbTe с  $R < 10$  кОм выполняется условие  $\mu \gg \Delta u$ , и для них следовало бы ожидать не термоактивационной, а металлической проводимости. По видимому, в наших пленках, как и в некоторых других полупроводниках с прыжковой проводимостью, сильная локализация носителей обуславливает малую величину эффекта Холла, и обычные соотношения теории Друде не применимы.

Мы благодарны В.П.Зломанову за предоставление образцов PbTe.

#### Литература

1. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
2. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 157.
3. Крылов И.П., Надгорный Б.Э. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 56.
4. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.