

О ВЛИЯНИИ КВАНТОВЫХ ПОПРАВОК НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ВИСМУТА

А.К.Савченко, В.Н.Луцкий, А.С.Рылик

Наблюдались логарифмический рост сопротивления тонких пленок V_i при понижении температуры, а также логарифмические зависимости магнетосопротивления от магнитного поля. Полученные результаты согласуются с теорией, рассматривающей квантовые поправки к проводимости с учетом межэлектронного взаимодействия.

В последние годы появились теоретические работы, в которых рассматриваются квантовые поправки к сопротивлению тонких металлических пленок [1 – 3]. В работах [1, 2] показано, что интерференция электронных волн при рассеянии на примесях приводит к аномальному росту сопротивления при уменьшении температуры (теория "локализации"). В альтернативной теории [2] (теория "взаимодействия") аналогичный результат получен вследствие учета взаимодействия между электронами при рассеянии на примесях.

Обе теории дают один и тот же логарифмический закон возрастания сопротивления пленок при уменьшении температуры T :

$$\frac{\Delta R_{\square}}{R_{\square}^2} = - \frac{a\rho}{2} \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \ln T, \quad (1)$$

где R_{\square} – сопротивление пленки квадратной формы.

В теории локализации параметр $a \sim 1$, параметр ρ определяется механизмом неупругого рассеяния ($\tau_{in} \sim T^{-P}$) и лежит в пределах $2 \div 3$. В теории взаимодействия $a\rho \sim 1$ и может быть меньше единицы в случае сильного экранирования: $k_F / \mu \ll 1$ (k_F – волновое число электронов; μ – обратная длина экранирования).

В работе [4] рассмотрено влияние магнитного поля на квантовые поправки к проводимости. Различие между указанными теориями проявляется в зависимости аномального магнетосопротивления от магнитного поля: за исключением некоторых специфических ситуаций, оно отрицательно для теории локализации и положительно для теории взаимодействия.

В ряде экспериментальных работ наблюдался логарифмический рост сопротивления тонких пленок металлов, при понижении T , например [5], который связывался авторами с локализацией электронов. Это подтверждалось наблюдением отрицательного магнетосопротивления [5]. Доминирующая роль межэлектронного взаимодействия в пленках металлов отмечена в [6].

Целью настоящей работы являлось исследование влияния квантовых поправок на сопротивление тонких пленок висмута. Представляют интерес особенности проявления указанных эффектов в полуметалле, имеющем свою специфику (два типа носителей тока, малое значение энергии Ферми, сильное спин-орбитальное взаимодействие, большое значе-

ние диэлектрической проницаемости). Малая концентрация носителей тока (большое R_{\square}) позволяет, кроме того, надеяться на значительную величину эффектов.

Пленки висмута получались термическим напылением на слюдяную подложку при комнатной температуре в невысоком вакууме 10^{-5} тор. Геометрия пленок: расстояние между потенциальными отводами 10 мм, ширина пленок 0,5 мм. Интервал толщин $50 \div 500$ Å. Измерение сопротивления образцов проводилось компенсационным методом на переменном токе с частотой 20 Гц, обеспечивающим чувствительность 10^{-5} : величина напряжения на образце составляла ~ 1 мВ.

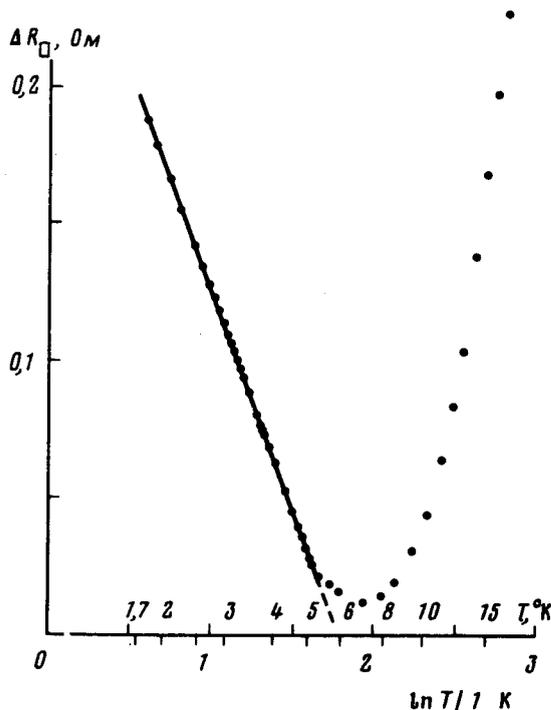


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления пленки висмута ($R_{\square} = 148$ Ом при $T = 4,2$ К)

Были исследованы пленки, интервал сопротивлений которых составлял $100 \div 5000$ Ом. В диапазоне температур $T = 1,7 \div 8$ К у всех образцов наблюдалось увеличение сопротивления при понижении T . (Возрастание сопротивления пленок висмута при низких температурах отмечалось в работе [7]). Наблюдаемый нами рост сопротивления аппроксимируется логарифмическим законом (рис.1). Отметим, что минимум сопротивления наблюдался у пленок толщиной $d \lesssim 400$ Å. В более толстых пленках при повышении T логарифмическая зависимость сменялась более сильной зависимостью. Здесь, по-видимому, проявляется специфика пленок висмута, имеющих сложный характер изменения $R(T)$ в области $T > 8$ К [7].

Оказалось, что величина аномального роста сопротивления пленок ΔR в области $T = 1,7 \div 6$ К пропорциональна квадрату сопротивления пленки R_{\square}^2 во всем исследованном диапазоне значений R_{\square} . Это обстоятельство не позволяет объяснить возрастание сопротивления эффектом Кондо. Значение параметра αr , найденное из сравнения экспериментальных зависимостей с выражением (1), составляет $0,6 \pm 0,15$.

Магнетосопротивление пленок в магнитном поле H , перпендикулярном плоскости пленки, имеет положительный знак. Для тонких ($\sim 100 \text{ \AA}$) пленок в малых полях H на кривой $\Delta R(H)$ наблюдается логарифмический участок. (В более толстых пленках из-за увеличения подвижности носителей тока во всем интервале H доминирует обычное магнетосопротивление $\Delta R \sim H^2$). Сравнение экспериментальных зависимостей с теоретическими для случая взаимодействующих электронов [4] показало их хорошее согласие (рис.2). При сравнении использовалось выражение

$$\Delta R_{\square} = g(T) \frac{R_{\square}^2 e^2}{2 \pi^2 \hbar} \ln \left(\frac{2 D e H}{\pi c k T} \right) \quad (2)$$

с двумя подгоночными параметрами: $g(T)$ – константа электрон-электронного взаимодействия, D – коэффициент диффузии. Найденные значения $g \sim 0,2$ и $D \sim 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ являются разумными для исследуемых пленок.

Недавно появилась работа [8], в которой рассматривается влияние на квантовые поправки магнитного поля H параллельного плоскости пленки. Измерение зависимостей $\Delta R(H)$ в этом случае для $H \parallel I$ и $H \perp I$ (I – направление тока) обнаружило участки аномального логарифмического вида (рис.3), предсказываемые теорией [8]. Величина эффекта одинакова для обоих указанных направлений поля относительно тока. Значение H , в окрестности которого наблюдается переход от логарифмической зависимости к более сильной, определяется толщиной пленки и соответствует условию $d \approx L_H$ (L_H – магнитная длина). Отмеченные особенности кривых $\Delta R(H)$ соответствуют теории [8].

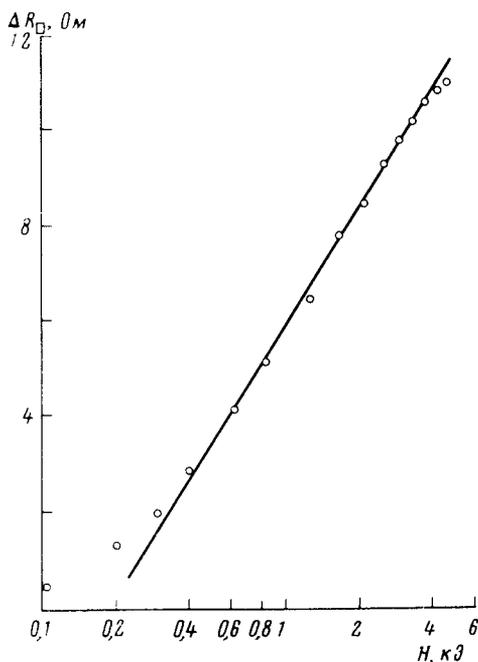


Рис.2. Изменение сопротивления пленки висмута в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки ($R_{\square} = 1,27 \text{ кОм}$ при $T = 1,8 \text{ К}$)

Количественное сравнение (рис.3) экспериментальных кривых с выражением

$$\Delta R_{\square} = g(T) R_{\square}^2 \frac{e^2}{2 \pi^2 \hbar} \ln \left(\frac{d^2}{12} \frac{D}{kT} \frac{e^2 H^2}{c^2 \hbar} + 1 \right)$$

для случая взаимодействующих электронов [8] дает для параметра $g(T)$ значения $0,2 \div 0,3$. Эта величина коррелирует со значением g для поля, перпендикулярного пленке. При этом значения D оказываются существенно завышенными. Этот факт требует дополнительного объяснения.

Резюмируя, можно заключить, что совокупность наблюдаемых в работе результатов связана с превалирующим влиянием эффектов межэлектронного взаимодействия.

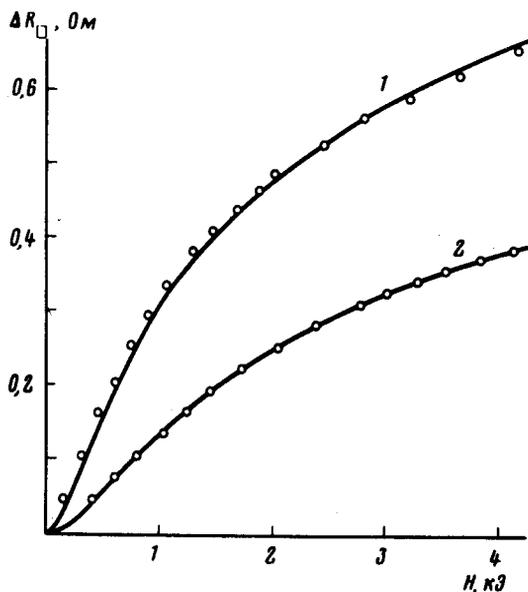


Рис.3. Изменение сопротивления пленки висмута ($R_{\square} = 174$ Ом при 4,2 К) в параллельном магнитном поле (1 - 1,74 К, 2 - 4,2 К)

Авторы признательны В.А.Волкову и Д.Е.Хмельницкому за полезное обсуждение рассматриваемых вопросов.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 июля 1981 г.

Литература

- [1] *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673.
- [2] *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 248.
- [3] *Altshuler B.L. Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.

- [4] *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1981, 81, 8.
- [5] *Vanden Dries L., Van Haesendonck C., Bruynseraede Y., Deutscher G.* Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 565.
- [6] *Гершензон М.Е., Губанков В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 32.
- [7] *Комник Ю.Ф., Бухштаб Б.И., Никитин Ю.В., Андриевский В.В.* ЖЭТФ, 1971, 60, 669.
- [8] *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 515.
-