

## ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ВИСМУТЕ, ЛЕГИРОВАННОМ ТЕЛЛУРОМ

С.С.Мурзин

Экспериментально обнаружено влияние сильного магнитного поля  $\omega_c \tau \gg 1$  на электрон-электронное взаимодействие в неупорядоченной металлической системе, предсказанное в работе <sup>1</sup>.

В неупорядоченных металлических системах в случае, когда  $kT \ll \frac{\hbar}{\tau} \ll \epsilon_F$  ( $\tau$  – время релаксации импульса,  $\epsilon_F$  – фермиевская энергия), интерференция взаимодействия между электронами проводимости и их упругим рассеянием на примесях или дефектах кристаллической решетки приводит к своеобразной температурной зависимости термодинамических и кинетических величин <sup>1</sup>. В частности, для проводимости  $\sigma(T)$  в трехмерном случае имеем <sup>1</sup>:

$$\frac{\Delta\sigma(T)}{\sigma_0} = 2,5 \frac{2^{1/2}}{6\pi^2} \frac{\lambda (kT)^{1/2}}{\nu_0 (D_1 D_2 D_3)^{1/2} \hbar^{3/2}} \equiv \alpha T^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\Delta\sigma(T) = \sigma(T) - \sigma_0$ ;  $\sigma_0 \equiv \sigma(0)$ ;  $D_1, D_2$  и  $D_3$  – главные значения тензора коэффициента диффузии,  $\nu_0$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $\lambda = 1 - (3/2x) \ln(1+x)$ ,  $x = (2p_F/\kappa)^2$ ,  $p_F$  – фермиевский импульс,  $\kappa$  – обратный радиус экранирования <sup>2, 3</sup>. Зависимость проводимости от температуры вида  $\Delta\sigma(T) \propto T^{1/2}$  в отсутствие магнитного поля или в поле  $\omega_c \tau < 1$  ( $\omega_c$  – циклотронная частота) наблюдалась в ряде работ <sup>3-9</sup>.

Включение сильного магнитного поля  $\omega_c \tau \gg 1$  должно сильно увеличить  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  за счет уменьшения коэффициентов диффузии поперек поля <sup>1</sup>. В работе <sup>10</sup> с целью обнаружения зависимости  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  от магнитного поля  $H$  проведены измерения на сильно деформированном висмуте. Оказалось, что в деформированном висмуте  $\Delta\sigma(T) \propto T^{1/2}$ , но  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  уменьшается при включении магнитного поля  $\omega_c \tau > 1$ , а не возрастает.

В настоящей работе впервые экспериментально обнаружено возрастание  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  в сильном магнитном поле  $\omega_c \tau \gg 1$ . С этой целью выполнены измерения температурных зависимостей продольного магнитосопротивления висмута, легированного теллуром.

1. В отсутствие магнитного поля величина  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  тем больше, чем меньше время релаксации  $\tau$ . В сильном магнитном поле  $\omega_c \tau \gg 1$ , наоборот,  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  тем больше, чем больше  $\tau$  (до тех пор, пока  $kT < \hbar/\tau$ ). Поэтому висмут был легирован теллуром настолько, чтобы при гелиевых температурах неравенство  $kT < \hbar/\tau$  выполнялось, но не было слишком сильным. Так как теллур является донором для висмута, то легирование привело к увеличению концентрации электронов и полному заполнению дырочной зоны. В результате остались свободные носители одного знака – электроны. Основные измерения выполнены на трех монокристаллических образцах I, II, III в виде палочек длиной  $\sim 1$  см и площадью сечения  $\sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup>. Образец III кроме теллура легирован еще и оловом. Это позволило уменьшить  $\tau$  в 10 раз, не сильно увеличив концентрацию электронов, так как олово, в отличие от теллура является акцептором для висмута. Параметры образцов: концентрация электронов  $n$ , определенная по измерению константы Холла, удельное сопротивление  $\rho_{00}$  при  $H = 0$ ,  $T = 4,2$  К, время  $\tau$  и углы между осью образца 0 и кристаллографическими осями  $c_2$  и  $c_3$  указаны в таблице.

Измерения выполнены по четырехточечной мостовой схеме на переменном токе  $I$  частотой 19 Гц и амплитудой 140 мА. Образцы находились в жидком гелии.

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости продольного магнитосопротивления  $H \parallel I$  от величины магнитного поля. Оказалось, что в наших образцах довольно

велика амплитуда осцилляции Шубникова — де Гааза. Амплитуда осцилляции зависит от температуры. Используя выражение (см. <sup>11</sup>)  $\sigma = - \int_0^{\infty} \sigma(\epsilon) (df_0/d\epsilon) d\epsilon$ , где  $\sigma(\epsilon) \equiv e^2 \nu(\epsilon) D(\epsilon)$ ,  $\nu(\epsilon)$  — плотность состояний,  $D(\epsilon)$  — коэффициент диффузии электронов с энергией  $\epsilon$ ,  $f_0$  — равновесная функция распределения, для "грязного" металла, когда  $kT \ll \hbar \nu_T$ , получим

$$\sigma(T) = - \int_0^{\infty} \sigma(\epsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d\epsilon = \sigma(\epsilon_F) - \frac{T^2}{\pi} \left( \frac{\partial^2 \sigma_0}{\partial \epsilon^2} \right)_{\epsilon_F} \quad (2)$$

коэффициент при  $T^2$  осциллирует, меняя знак в зависимости от  $H$ . Чтобы выяснить насколько существен вклад в температурную зависимость слагаемого  $\Delta \sigma_{\text{осц}} = -(T^2/\pi) \times (\partial^2 \sigma / \partial \epsilon^2)_{\epsilon_F}$ , были сняты температурные зависимости сопротивления  $\rho$  в одном из минимумов (на рис. 1, для образца I обозначен цифрой 5, для образца II — цифрой 7) и соседним с ним максимумом (на рис. 1, для образца I обозначен цифрой 7, для образца II — числом 10). Эти зависимости для образца II приведены на рис. 2 (кривые 7 и 10). В интервале температур 2,6 — 4,2 К  $\partial \rho / \partial T$  в соответствии с (2) имеет разные знаки. Ниже 2,6 К как в максимуме, так и в минимуме  $(\partial \rho / \partial T) < 0$ , что свидетельствует о преобладающем вкладе в температурную зависимость электрон-электронного взаимодействия. Чтобы уменьшить вклад  $\Delta \sigma_{\text{осц}}$  основные измерения  $\rho(T)$  проводились в таких магнитных полях, в которых  $\partial^2 \rho / \partial H^2 \approx 0$  (см. рис. 1).

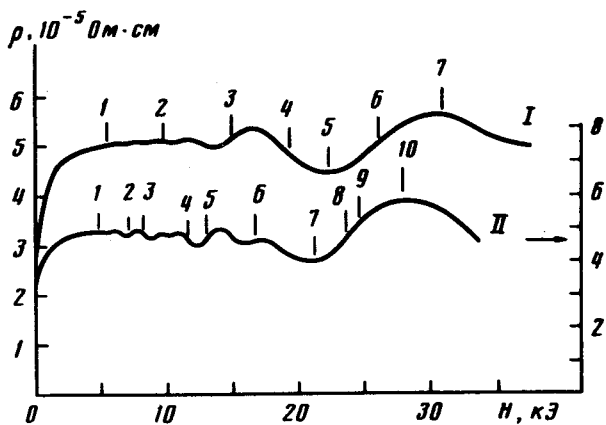


Рис. 1. Зависимость продольного магнитосопротивления  $\rho$  от магнитного поля  $H$ . Левая шкала для образца I, правая — II.  $T = 4,2$  К. Отмечены поля, в которых снимались температурные зависимости

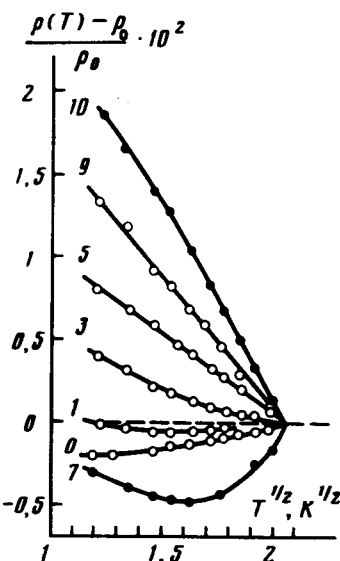


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления в различных магнитных полях. Образец II,  $\rho_0 \equiv \rho(4,2 \text{ К})$ . Числа у кривых соответствуют числам на рис. 1. 0 —  $H = 0$ ; 1 —  $H = 4,9$  кЭ; 3 — 8,2 кЭ; 5 — 13 кЭ; 7 — 21,3 кЭ; 9 — 24,7 кЭ; 10 — 28 кЭ

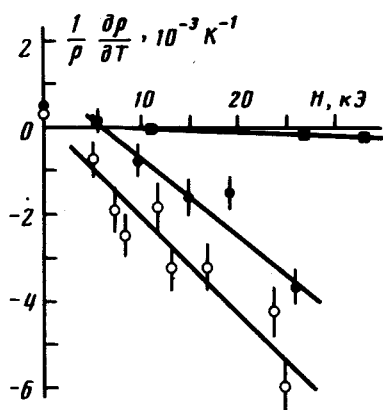


Рис. 3. Зависимость монотонной части температурного коэффициента сопротивления  $(1/\rho) (\partial \rho / \partial T)$  от величины магнитного поля при  $T = 1,75$  К, ● — образец I, ○ — II, ■ — III

3. Температурные зависимости  $\rho(T)$  в различных магнитных полях приведены на рис. 2. Без магнитного поля (кривая 0 на рис. 2)  $\partial\rho/\partial T > 0$ , температурная зависимость сопротивления обусловлена неупругим рассеянием электронов. Вклад электрон-электронного взаимодействия при  $H = 0$  мал. Его можно оценить по формуле (1), учитывая, что  $(D_1 D_2 D_3)^{1/2} \approx (e^2 \nu_0 \rho_{00})^{-3/2}$ ; Для образца II, например, при  $T = 4,2\text{K}$  получим  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0 \approx 10^{-5}$ . В чистом или слабо легированном висмуте ( $\hbar/\tau \ll kT$ ) включение сильного магнитного поля  $\omega_c \tau \gg 1$  не меняет характера температурной зависимости сопротивления (монотонной части). В образцах I – III в магнитном поле  $\partial\rho/\partial T$  начинает уменьшаться, а затем меняет знак (см. кривые 3, 5, 9 на рис. 2). В достаточно сильном поле экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые, соответствующие зависимости  $\frac{\Delta\sigma(T)}{\sigma_0} = \alpha T^{1/2}$  (см. кривые 5 и 9 на рис. 2,  $\frac{\Delta\sigma(T)}{\sigma_0} \approx -\frac{\rho(T) - \rho_0}{\rho_0} + \frac{\rho(0) - \rho_0}{\rho_0}$ ,  $\rho_0 \equiv \rho(4,2)$ ).

4. Зависимость коэффициента  $\alpha$  при  $T^{1/2}$  от магнитного поля демонстрирует рис. 3. (согласно (1)  $\alpha = 2T^{1/2}(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)$ ). Из равенства (1) следует, что в случае, когда продольное магнетосопротивление не зависит от магнитного поля, полевая зависимость  $\alpha$  и  $(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)$  определяется проводимостью поперек поля  $\sigma_{\perp}(H)$ :  $(1/\rho)(\partial\rho/\partial H) \propto \sigma_{\perp}$ . Для того, чтобы выяснить, как зависит  $\sigma_{\perp}$  от  $H$  у наших образцов были измерены поперечное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  и холловское  $\rho_{xy}$ . Отметим, что эти измерения проведены в магнитном поле, перпендикулярном оси образца. Они показали, что в сильном поле  $\rho_{xy} \propto H$ , а монотонная часть  $\rho_{xx} \propto A + BH$ ,  $\rho_{xy} \gg \rho_{xx}$ . Обратная проводимость  $\sigma_{\perp}^{-1} \propto (H^2/A + BH)$ . (В металлах и полуметаллах отклонения от закона  $\sigma_{\perp} \propto H^{-2}$  в сильном магнитном поле наблюдаются во многих работах (см., например, <sup>10</sup>), но до сих пор не имеют удовлетворительного объяснения). Для образцов I – III в полях  $H > 5 \text{ кЭ}$   $BH > A$ , поэтому  $\sigma_{\perp}^{-1}$ , а значит и  $(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)$ , должны быть примерно пропорциональны  $H$ . Это согласуется с экспериментальной зависимостью  $(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)$  от  $H$ , приведенной на рис. 3.

	$n, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\rho_0, 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$\tau, 10^{-13} \text{ с}$	$\angle c_2, 0$	$\angle c_3, 0$	$\alpha_{\sigma}, 10^{-3} \text{ К}^{-1/2}$	$\alpha_T, 10^{-3} \text{ К}^{-1/2}$
I	0,9	2,7	13	$\approx 30^\circ$	$\approx 60^\circ$	2,9	8,6
II	1,05	3,3	11	$75^\circ$	$51^\circ$	3,2	14
III	2,4	16	1,0	$60^\circ$	$36^\circ$	0,5	0,4

5. Используя измеренные значения  $\sigma_{\perp}$  можно оценить коэффициенты при  $T^{1/2}$  в формуле (1): Полученные таким образом значения  $\alpha_{\sigma}$  приведены в таблице. Рядом приведены значения  $\alpha_T$ , полученные из экспериментальных температурных зависимостей. Учитывая, что оценка  $\alpha_{\sigma}$  получена без учета многодолинности и сильной анизотропии электронного спектра висмута, а также, что для оценки использованы значения поперечной и продольной проводимости при различных направлениях магнитного поля, согласие можно считать вполне удовлетворительным. Измерения на образце III подтверждают, что в сильном магнитном поле  $\omega_c \tau \gg 1$  величина  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  падает при уменьшении  $\tau$ , в отличие от случая без магнитного поля.

Таким образом, экспериментальные результаты: зависимость  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$  от температуры, магнитного поля и времени релаксации  $\tau$ , подтверждают выводы теории <sup>1</sup>, хотя не понятна зависимость поперечной проводимости  $\sigma_{\perp}$  от магнитного поля.

В заключение отметим, что в ультраквантовом пределе, когда все электроны находятся на одном уровне Ландау, формальная подстановка коэффициентов диффузии и плотности состояний, найденных в <sup>12</sup>, в выражение (1) при  $kT \sim \hbar/\tau$  дает  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0 \sim 1$  в слу-

чае рассеяния на точечных дефектах и  $\Delta\sigma(T)/\sigma_0 \gg 1$  в случае рассеяния на экранированном кулоновском потенциале. Поэтому представляет интерес теоретически рассмотреть электрон-электронное взаимодействие в этих случаях.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения В.Ф.Гантмахеру, В.Т.Долгополову, Д.Е.Хмельницкому.

#### Литература

1. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
2. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
3. *Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 568.
4. *Werner T.R., Banerjee I., Yang Q.S., Falco C.M., Schuller I.K.* Phys. Rev. B, 1982, 26, 2224.
5. *Long A.P., Pepper M.* J. Phys. C, 1984, 17, 3391.
6. *Thomas G.A., Kawabata A., Ootuka Y., Katsumoto S., Kobayashi S., Sasaki W.* Phys. Rev. B., 1982, 26, 2113.
7. *Rosenbaum T.F., Milligan R.F., Paalanen M.A., Thomas G.A., Bhatt R.N., Lin W.* Phys. Rev. B., 1983, 27, 7509.
8. *Chui T., Deutscher G., Lindensfeld P., McLean W.L.* Phys. Rev. B. 1981, 23, 6172.
9. *Броневой И.Л.* ЖЭТФ, 1980, 79, 1936.
10. *Броневой И.Л.* ЖЭТФ, 1982, 83, 338.
11. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, с. 457.
12. *Adams E., Holstein T.* Journ. Phys. Chem. Solids, 1959. 10, 254.