

УДК 539.2

## ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК ВИСМУТА

Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин

Проведен анализ экспериментальных зависимостей электросопротивления  $R$  от температуры  $T$  и поперечного магнитного поля  $H$  аморфных пленок висмута, полученных осаждением в вакууме на охлажденную жидким гелием подложку, с целью выявления влияния на эти зависимости эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов. Показано, что зависимости  $R(H)$  при  $T \leq 15$  К объясняются совместным влиянием слабой локализации и поправки Маки—Томпсона в рамках двумерного случая этих теорий. Это позволило определить зависимость времени фазовой релаксации электронов  $\tau_\varphi(T) \sim T^{-2}$ , определяемую влиянием неупругих электрон-фононных столкновений. Зависимость  $\tau_\varphi(T)$  хорошо объясняет в рамках трехмерного случая теории слабой локализации и типичное для аморфных пленок висмута линейное уменьшение  $R$  с повышением температуры при  $T \geq 25$  К.

Известно, что аморфные и разупорядоченные металлы с удельным сопротивлением  $\rho \geq 10^{-4}$  Ом·см обладают отрицательным температурным ходом сопротивления. Впервые это было отмечено для аморфных пленок висмута [1], затем это явление интенсивно изучалось для металлических стекол [2, 3]. В связи с этим первые объяснения отрицательного температурного коэффициента сопротивления (ТКС) связывались прежде всего с отсутствием дальнего порядка расположения атомов в аморфных металлах (см. обзоры [2, 3]). В частности, для непереходных аморфных металлов наличие отрицательного ТКС довольно убедительно объяснялось в рамках обобщенной дифракционной модели Фабера—Займана [2, 3], которая учитывает слабое температурное изменение взаимного расположения атомов в аморфных металлах. Эта теория, однако, неуниверсальна и, например, не может объяснить наличия отрицательного ТКС для разупорядоченных поликристаллических металлов. В последние годы стали полагать [4-6], что по крайней мере при достаточно низких температурах  $T \leq \Theta_D$  ( $\Theta_D$  — температура Дебая) наличие отрицательного ТКС в аморфных металлах можно связать с фундаментальными свойствами электронов в неупорядоченных металлах — эффектами слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) электронов [7, 8]. Поэтому довольно актуальным является экспериментальное определение вклада этих эффектов в проводимость аморфных систем. С этой целью в настоящей работе были исследованы аморфные пленки висмута.

Аморфный висмут ( $a$ -Bi) — сверхпроводящая метастабильная модификация, приготовляемая методом низкотемпературной конденсации и существующая в ограниченной области толщин и температур [1, 9]. Пленки висмута толщиной  $\geq 100$  Å существуют в аморфном состоянии только при  $T \leq 20$  К. В этом случае ограниченность температурного интервала и трудность правильного учета сверхпроводящих флуктуационных поправок при  $T \geq T_c$  ( $T_c$  — температура сверхпроводящего перехода) весьма затрудняют анализ температурных зависимостей электросопротивления

$R(T)$  [10]. Температура кристаллизации повышается при уменьшении толщины пленок, поэтому для более тонких пленок достаточно надежно установлено линейное падение  $R$  с ростом температуры при  $T \geq 25$  К [10]. В работах [11-13], касающихся эффектов СЛ и взаимодействия в  $\alpha$ -Bi, было исследовано только магнитосопротивление при  $T \leq 20$  К. В настоящей работе мы рассмотрим не затронутый в [11-13] вопрос о влиянии эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов на температурные зависимости  $R(T)$  пленок  $\alpha$ -Bi в области температур до  $\sim 60$  К.

## 1. Экспериментальные результаты и обсуждение

Экспериментальная аппаратура описана в [14]. Пленки толщиной  $L=20 \div 100$  Å осаждали в вакууме ( $\leq 10^{-9}$  Тор) со скоростью  $0.5-1$  Å/с на пластинах монокристаллического сапфира, охлажденных до  $T=1.5 \div 2.0$  К. Полученные пленки отжигали в пределах температурной области существования аморфной фазы (до  $30-60$  К), затем проводили

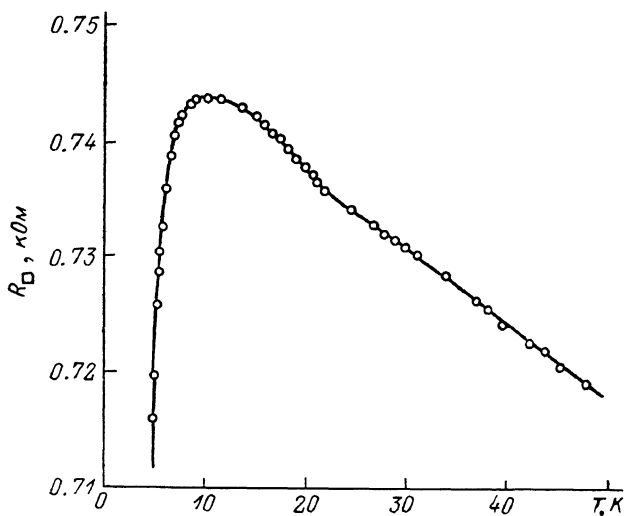


Рис. 1. Зависимость  $R_0(T)$  пленки аморфного висмута толщиной  $\sim 45$  Å.

измерения зависимостей  $R(T)$  и магнитосопротивления в поперечных магнитных полях  $H$  величиной до  $\sim 48$  кЭ. Относительная погрешность измерения сопротивления составляла  $\leq 10^{-4}$ .

Зависимости  $R(T)$  пленок  $\alpha$ -Bi (рис. 1) имеют максимум при  $T_{\max} = 9 \div 11$  К, обусловленный наличием сверхпроводящего перехода. При  $T_{\max} \leq T \leq 20$  К кривые  $R(T)$  существенно нелинейны, причем (отрицательная) кривизна увеличивается при увеличении  $L$  (уменьшении сопротивления «на квадрат»  $R_0$ ). При  $T \geq 25$  К для всех пленок наблюдается линейное уменьшение  $R$  при повышении температуры (рис. 1). Магнитосопротивление (МС) пленок  $\alpha$ -Bi положительно и довольно быстро спадает до величины  $\Delta R(H)/R(0) \leq 10^{-4}$  при повышении  $T$  до  $\sim 15$  К (рис. 2). В работе [10] зависимости  $R(T)$  пленок  $\alpha$ -Bi были представлены в следующем виде:

$$R(T) = R_0 \begin{cases} 1 - aT^2 & (T \leq \theta_D \approx 80 \text{ К}), \\ 1 - bT & (T \geq \theta_D/4), \end{cases} \quad (1)$$

(2)

$R_0$  — остаточное сопротивление. Зависимости (1) и (2), а также численные значения коэффициентов  $a$  и  $b$  неплохо соответствуют теории [1, 15], учитывающей для аморфных металлов влияние фактора Дебая—Валлера (см. обсуждение в [10]). В работе [10] было отмечено, однако, заметное

повышение значений  $a$  и  $b$  при увеличении  $R_{\square}$ , что не соответствует теории [1, 15].

Корреляция величин  $a$  и  $b$  со значениями  $R_{\square}$  может быть связана с эффектами СЛ и ЭЭВ, которые в значительной степени определяют и флуктуационную проводимость при  $T \gg T_c$  [8]. Влияние этих эффектов на проводимость определяется величиной и отношением некоторых характерных диффузионных длин, прежде всего  $L_{\varphi} = (D \tau_{\varphi})^{1/2}$  и  $L_T = (\hbar D / kT)^{1/2}$ , связанных соответственно с эффектами СЛ и ЭЭВ ( $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_{\varphi} \sim T^{-p}$  — время фазовой релаксации электронов за счет неупругих процессов;  $p$  — целочисленный показатель, зависящий от механизма фазовой релаксации).

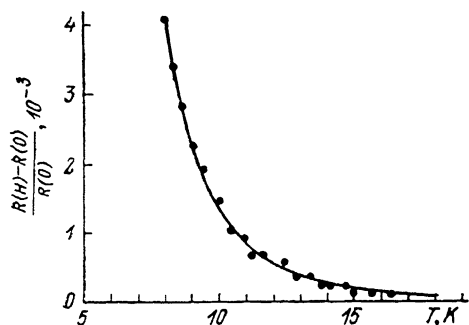


Рис. 2. Зависимость  $[R(H) - R(0)]/R(0) = f(T)$  пленки аморфного висмута ( $L \approx 25 \text{ \AA}$ ,  $T_c = 4.48 \text{ K}$ ,  $H = 48 \text{ кЭ}$ ).

Проведенная через экспериментальные точки сплошная кривая соответствует выражению (8) с  $D \approx 0.3 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $\tau_{\varphi}(T) = A/T^2$  ( $A = 1.65 \cdot 10^{-10} \text{ с} \cdot \text{К}^2$ ).

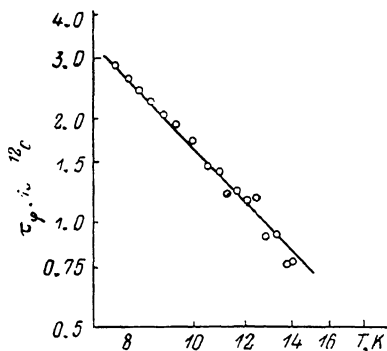


Рис. 3. Зависимость  $\tau_{\varphi}(T) = f(T)$  (в логарифмических координатах), полученная на основе выражения (8) для пленки висмута (рис. 2).

Прямая линия соответствует зависимости  $\tau_{\varphi}(T) \sim T^{-2}$ .

Возможное проявление этих эффектов для пленок  $a$ -Ві рассмотрим сначала в области линейного уменьшения  $R$  с температурой ( $T \gg 25 \text{ K}$ ), где можно пренебречь влиянием сверхпроводимости. Точный характер зависимости  $\tau_{\varphi}(T)$  для пленок  $a$ -Ві до сих пор неизвестен. Для оценки величин  $\tau_{\varphi}(T)$  можно использовать приведенные в [13] значения  $\tau_{\varphi}$  для температур  $T = 9.5 \text{ K}$  ( $6 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ) и  $T = 20 \text{ K}$  ( $2.3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ). Согласно [13], такие чрезвычайно малые величины  $\tau_{\varphi}$  в аморфном висмуте определяются фазовой релаксацией электронов за счет электрон-фононного взаимодействия. Исходя из этого, следует ожидать при  $T \gg 25 \text{ K}$  трехмерного поведения пленок по отношению к эффектам СЛ и ЭЭВ ( $L_{\varphi}, L_T < L$ ) и использовать следующее выражение для квантовых поправок к проводимости [8]:

$$\Delta_{\pm 3}(T) \approx \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left\{ \frac{3}{2} \frac{1}{L_{\varphi}} - \frac{1}{2} \frac{1}{L_{\varphi}^*} + \frac{0.6}{L_T} \right\}, \quad (3)$$

$L_{\varphi}^* = (D \tau_{\varphi}^*)^{1/2}$ ,  $1/\tau_{\varphi}^* = 1/\tau_{\varphi} + 4/(3\tau_{SO})$ ,  $\tau_{SO}$  — время релаксации спина за счет спин-орбитального взаимодействия. Первые два слагаемых в (3) соответствуют эффектам СЛ, последнее — эффектам ЭЭВ. Для известных оценочных значений  $\tau_{\varphi}(T)$  [13] и  $\tau_{SO} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$  [16] следует ожидать при  $T \gg 25 \text{ K}$  выполнения следующих неравенств: 1)  $\tau_{\varphi}(T) \ll \hbar/kT$  ( $L_{\varphi} \ll L_T$ ), 2)  $\tau_{\varphi}(T) \ll \tau_{SO}$ . Первое из этих неравенств означает, что для пленок  $a$ -Ві при  $T \gg 25 \text{ K}$  почти неприменимо квазичастичное описание [8], поэтому формулой (3) следует пользоваться с известной осторожностью. Однако при этом надо учесть, что границы применимости теоретических выражений всегда известны лишь с точностью до численного множителя. Поэтому при выполнении основного условия проявления квантовых поправок к проводимости  $\tau_{\varphi}(T), \hbar/kT \gg \tau$  ( $\tau$  — время упругой релак-

саци) — мы имеем основание привлечь выражение (3) при обсуждении зависимостей  $R(T)$  при  $T \geq 25$  К. При этом второе из вышеуказанных условий ( $\tau_\varphi(T) \ll \tau_{so}$ ) означает возможность пренебречь при  $T \geq 25$  К влиянием спин-орбитального взаимодействия, в результате чего выражение (3) упрощается до следующего вида:

$$\Delta\tau_3(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left( \frac{1}{L_\varphi} + \frac{0.6}{L_T} \right). \quad (4)$$

Первое из слагаемых в (4) определяется эффектами СЛ и дает поправку  $\Delta\sigma(T) \sim 1/\tau_\varphi \sim T^{p/2}$ , которая при  $p=2$  соответствует наблюдаемой линейной зависимости  $R(T)$  (рис. 1). Второе слагаемое, связанное с эффектами ЭЭВ, дает корневую поправку  $\Delta\sigma \sim \sqrt{T}$ . Численный анализ кривых  $R(T)$  показывает, что корневая поправка может давать вклад только при достаточно низких температурах в области перехода от линейной к нелинейной части  $R(T)$  при  $T \sim 20$  К (рис. 1). В этой области, однако, уже сильно влияют сверхпроводящие флуктуации, в результате чего, по-видимому, корневая поправка и не проявляется в чистом виде. При достаточно же высоких температурах становится доминирующей линейная зависимость  $R(T)$ , которая, как указывалось выше, может определяться эффектами слабой локализации при  $\tau_\varphi(T) \sim T^{-2}$ . Такая зависимость  $\tau_\varphi(T)$  характерна для аморфных металлов [5, 6, 17] и, согласно [18], соответствует времени релаксации  $\tau_{ep}$  за счет неупругих электрон-фононных столкновений

$$\tau_{ep}^{-1} = \frac{(\pi^2/2)(kT)^2}{mMc_T^3l}, \quad (5)$$

$m$ ,  $M$  — массы электрона и иона;  $c_T$  — поперечная скорость звука;  $l$  — упругая длина релаксации электронов. Выражение (5) справедливо при

$$\theta_D \geq T \geq T_0 = \frac{\hbar c_T}{kl}. \quad (6)$$

Так как  $\tau_{ep}^{-1} \sim \rho$ , то при справедливости формулы (4) для пленок  $a$ -Vi должно выполняться соотношение  $B/\rho^2 = \text{const}$ , где  $B$  — коэффициент в экспериментальных зависимостях (2). Величины  $B/\rho^2$  исследованных (более 15) пленок находятся в пределах  $(0.9 \pm 0.3) \cdot 10^4 \text{ К}^{-1} \cdot \text{Ом}^2 \cdot \text{см}^2$  при  $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см} \leq \rho \leq 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Это соответствует расчетным значениям  $c_T = (0.61 - 0.97) \cdot 10^5 \text{ см/с}$  (значения  $l$  рассчитывались по величине  $\rho$  в рамках модели свободных электронов). Разброс экспериментальных значений  $B/\rho^2$  может быть обусловлен неточностями определения геометрических размеров пленок, используемых для расчета значений  $\rho$ . Разумеется, могут сказываться и неоднородности толщины пленок при  $L \leq 30 \text{ \AA}$ . Для среднего значения  $c_T = 0.75 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  и типичных для  $a$ -Vi значений  $l \leq 10^{-7} \text{ см}$  получается  $T_0 \leq 6 \text{ К}$ , что соответствует выполнению условия (6). Оценки показывают также, что при  $T > 25 \text{ К}$  условие трехмерности пленок выполняется не только в отношении эффектов СЛ ( $L_\varphi < L$ ), но и относительно фононов (длина волны фононов  $\lambda_T = \pi \hbar c_T / kT < L$ ). Таким образом, имеется количественное согласие наблюдаемых зависимостей  $R(T)$  аморфных пленок Vi при  $T \geq 25 \text{ К}$  с соответствующими выражениями теории СЛ.

В области  $T \leq 25 \text{ К}$  при достаточном понижении температуры можно ожидать полного выполнения условия квазичастичного описания  $\hbar/kT \ll \tau_\varphi(T)$ , а также перехода к двумерному случаю теорий СЛ и ЭЭВ ( $L_\varphi, L_T < L$ ). Известные величины  $\tau_\varphi(T)$  для пленок  $a$ -Vi [13], а также вычисления по формуле (5) при  $c_T = 0.75 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  свидетельствуют, что неравенство  $\hbar/kT \ll \tau_\varphi(T)$  выполняется при  $T \leq 10 - 15 \text{ К}$ . Оценки показывают, что переход к двумерному поведению осуществляется при  $T \leq 15 \text{ К}$ , а при  $15 \text{ К} \leq T \leq 25 \text{ К}$  имеется переходной режим от трехмерного к двумерному поведению. Мы не анализировали поведения  $R(T)$

в этой области. При  $T \leq 15$  К поведение  $R(T)$  соответствовало двумерному случаю теорий СЛ и ЭЭВ [8]. В этой области температур мы основное внимание уделили экспериментальным зависимостям  $R(H)$  с целью определения времен  $\tau_{\varphi}(T)$ . При более высоких температурах ( $T > 15$  К) магнитосопротивление снижалось до очень малых величин  $(\Delta R(H)/R(0) \ll \ll 10^{-4})$ , которые не могли достаточно точно регистрироваться используемой измерительной аппаратурой. Такие малые величины магнитосопротивления не удивительны, если принять во внимание чрезвычайно малые времена фазовой релаксации  $\tau_{\varphi}(T)$ , характерные для пленок *a*-Bi.

В двумерном случае эффектов СЛ и ЭЭВ перпендикулярное поле  $H < \pi ckT/leD$ ,  $kT/g_L \mu_B$  ( $c$  — скорость света,  $g_L$  — фактор Ланде,  $\mu_B$  — магнетон Бора) должно влиять только на эффекты СЛ и на флуктуационную поправку Маки—Томпсона [8]

$$\Delta\sigma_2(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \frac{3}{2} f\left(\frac{\tau_{\varphi}^*}{\tau_H}\right) - \left[ \frac{1}{2} + \beta(T) \right] f\left(\frac{\tau_{\varphi}}{\tau_H}\right) \right\}, \quad (7)$$

где  $f(x) = \ln x + \psi(1/2 + 1/x)$ ,  $\psi$  — диаграмма-функция,  $\tau_H = \hbar c/4DeH$  (функция  $\beta(T)$ , определяющая поправку Маки—Томпсона и зависящая от отношения  $T/T_c$ , табулирована в [19]).

Формула (7) предсказывает отрицательное магнитосопротивление при достаточном удалении от  $T_c$  при слабом влиянии спин-орбитального взаимодействия ( $\tau_{SO} \gg \tau_{\varphi}$ ). Отсутствие отрицательного магнитосопротивления при  $T \geq 20$  К (рис. 2) свидетельствует о том, что в этой области температур  $\tau_{SO} \ll \tau_{\varphi}$ . Тогда выражение (7) упрощается до следующего вида:

$$\Delta\sigma_2(H) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[ \frac{1}{2} + \beta(T) \right] f\left(\frac{\tau_{\varphi}}{\tau_H}\right). \quad (8)$$

Мы использовали формулу (8) для нахождения зависимостей  $\tau_{\varphi}(T)$  и обнаружили, что  $\tau_{\varphi}(T) \sim T^{-2}$  (рис. 3). Величина  $D$ , используемая в формуле (8), определялась из температурной зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}$ . Полученные зависимости  $\tau_{\varphi}(T) \sim T^{-2}$  соответствовали формуле (5) с  $c_T \sim 1 \cdot 10^5$  см/с. Все это хорошо согласуется с приведенной выше интерпретацией зависимостей  $R(T)$  при  $T \geq 25$  К.

Таким образом, совокупность полученных экспериментальных данных свидетельствует о несомненном влиянии эффектов слабой локализации электронов на температурную зависимость проводимости аморфных пленок висмута.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Buckel W., Hilsch R. Z. Phys., 1954, Bd 138, H. 2, S. 109—120.
- [2] Коут П., Майзел Л. В кн.: Металлические стекла / Под ред. Г. И. Гюнтеродта и Г. Бека. М.: Мир, 1983, с. 376.
- [3] Mizutani U. Progr. in Mat. Sci., 1983, vol. 28, p. 97—228.
- [4] Imry Y. Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 44, N 7, p. 469—471.
- [5] Howson M. A. J. Phys. F, 1984, vol. 14, N 1, p. L25—L31.
- [6] Howson M. A., Hickley B. J., Shearwood C. J. Phys. F, 1986, vol. 16, N 4, p. L175—L181.
- [7] Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T. V. Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, N 10, p. 673—676.
- [8] Altshuler B. L., Aronov A. G. Modern problems in condensed matter, Amsterdam, North Holland Publ. Co., 1985, p. 1—153.
- [9] Колмик Ю. Ф., Белевцев Б. И., Якук Л. А. ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 6, с. 2226—2238.
- [10] Колмик Ю. Ф., Белевцев Б. И. ФНТ, 1980, т. 6, № 10, с. 1292—1303.
- [11] Кузьменко В. М., Владычкин А. Н., Мельников В. И., Судовцов А. И. ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 1, с. 180—186.
- [12] Bergmann G. Phys. Rev., 1984, vol. 29B, N 11, p. 6114—6128.
- [13] Bergmann G. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 53, N 11, p. 1100—1103.
- [14] Белевцев Б. И., Фомин А. В. В кн.: Криогенные системы: разработки и исследования. Киев: Наукова думка, 1984, с. 129—135.

- [15] *Markowitz D.* Phys. Rev., 1977, vol. 15B, N 8, p. 3617—3619.  
[16] *Koike Y., Okamura M., Fukase T.* J. Phys. Soc. Jap., 1985, vol. 54, N 8, p. 3018—3028.  
[17] *Bieri J. B., Fert A., Grenzet G., Ousset J. C.* Sol. St. Commun., 1984, vol. 49, N 2, p. 849—852.  
[18] *Rammer J., Schmidt A.* Phys. Rev., 1986, vol. 34B, p. 1352—1355.  
[19] *Ларкин А. И.* Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 4, с. 239—243.

Физико-технический институт  
низких температур АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
5 января 1988 г.  
В окончательной редакции  
11 марта 1988 г.

