

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

С.В. Варюхин

С учетом неоднородности по объему получено выражение для температурной зависимости сопротивления металлических стекол типа металл-металлоид при низких температурах. Проведено сравнение с результатами экспериментов.

В металлических аморфных сплавах (металлических стеклах) в значительном числе случаев наблюдается аномальное поведение сопротивления, а именно в области низких температур (обычно  $T \lesssim 20$  К) сопротивление  $R$  растет с понижением температуры, при этом величина  $|dR/dT|$  также увеличивается при  $T \rightarrow 0$ . Ряд особенностей этого явления, в первую очередь нечувствительность к наличию магнитного порядка в аморфных сплавах и к наложению внешнего магнитного поля, не находит объяснения в рамках существующих моделей, и, как это отмечено в гл. 10 обзора <sup>1</sup>, оставляет вопрос о механизме, приводящем к этим аномалиям, открытым. Также следует отметить, что существующие теории, предсказывающие возникновение аномального слагаемого  $\Delta R(T)$  в полном сопротивлении и качественно объясняющие низкотемпературные аномалии сопротивления, как показано в <sup>2</sup>, описывают экспериментальные данные лишь в узком интервале температур. Неоднократно отмечалось, что наиболее хорошее описание экспериментальных данных достигается при помощи зависимостей типа  $\sigma(T) = \sigma_0 + \Delta\sigma(T)$ , где  $\sigma_0$  – слабо зависящая от температуры металлическая проводимость разупорядоченного сплава,  $\Delta\sigma(T)$  – вклад термоактивационного типа <sup>2, 3</sup>. Несмотря на высокую точность, достигаемую при описании экспериментальных зависимостей такими суммами, вопрос о механизме, приводящем к сосуществованию металлической и активационной проводимостей, оставался нерешенным.

В данной работе предлагается модель, связывающая аномалии  $R(T)$  и структурные особенности металлических стекол. В ее основу положены следующие обстоятельства. Во-первых, исследования структуры аморфных сплавов при помощи малоуглового рассеяния нейтронов <sup>4, 5</sup> обнаруживают существование малых областей (кластеров) с отличными от средних по объему концентрациями компонентов сплава. Другими словами впервые экспериментально обнаружена существенная объемная неоднородность металлических стекол. Во-вторых низкотемпературные аномалии металлических стекол наблюдаются преимущественно в системах типа металл-металлоид и не наблюдаются в сплавах типа металл-металл. Можно предположить, что кластеры с избытком металлоида становятся диэлектрическими при  $T = 0$ , и измерительный ток через них не течет. Это объясняет наблюдаемое увеличение  $R$  при уменьшении температуры, которое описывается вкладом термоактивационного типа и не подвержено влиянию внешнего магнитного поля и возникновению магнитного упорядочения в сплавах. Необходимо отметить, что нужно различать рассматриваемое явление, наблюдаемое при низких температурах, и эффект отрицательного температурного коэффициента сопротивления, наблюдаемого в широком интервале температур и связанного с зависимостью от температуры структурного фактора (модель Займана). В модели Займана  $dR/dT$  может быть как больше, так и меньше нуля, однако при  $T \rightarrow 0$  величина  $|dR/dT|$  также стремится к нулю <sup>6</sup>. В сумме с аномальным низкотемпературным слагаемым  $\Delta R$  займановский член приводит к хорошо известному минимуму или точке перегиба кривой  $R(T)$ .

Рассмотрим случай бинарного сплава типа  $A_{1-x}B_x$ , где  $A$  – металл,  $B$  – металлоид. Неоднородность по объему можно описать при помощи распределения  $p(x)$  величина  $x$  вблизи среднего для данного сплава значения  $\bar{x}$ . Так как при увеличении концентрации ме-

галлоида, т. е. при  $x \rightarrow 100$  ат. %, сплав становится полупроводником (такая ситуация реальна именно в стекле, где возможно существование сплава в единой "фазе" стекла в очень широком интервале концентраций), то в металлических стеклах возникает отличная от нуля вероятность появления участков с активационным характером проводимости, для которых  $\eta = \mu - E_g < 0$  (рис. 1), где  $\mu$  - химпотенциал,  $E_g$  - дно зоны проводимости. Пе-

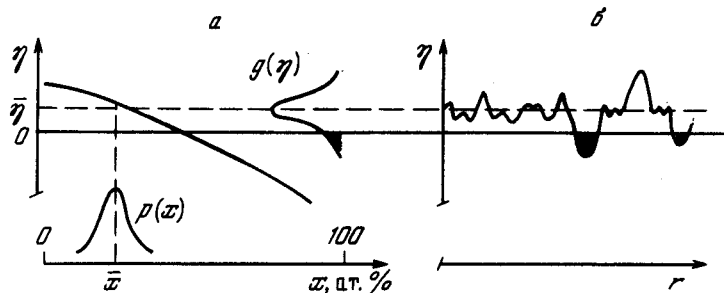


Рис. 1. Зависимость величины  $\eta = \mu - E_g$  ( $\mu$  - химпотенциал,  $E_g$  - дно зоны проводимости): а) от концентрации компонентов сплава типа  $A_{1-x}B_x$ ; б) от координаты вдоль образца  $r$ . Штрихованные участки соответствуют областям с активационным характером проводимости

реход из стеклообразной металлической фазы в стеклообразный полупроводник наблюдался на сплавах  $Pd_{1-x}Si_x$ , исследовавшихся методом фотоэлектронной спектроскопии, при  $x \approx 90$  ат. %. При этом плотность электронных состояний на уровне Ферми, пропорциональная величине скачка интенсивности фотоэлектронов при  $E = E_F$ , плавно уменьшается при увеличении  $x$  (см. гл. 9 обзора <sup>1</sup>). Это свидетельствует о том, что в аморфных сплавах величина  $\eta = \eta(x)$  является плавной функцией концентрации. Следовательно, предполагая нормальное распределение для  $p(x) \propto \exp[-(\frac{x-\bar{x}}{\beta})^2]$ , для вероятности величины  $\eta$  также будем иметь зависимость типа  $g(\eta) = \frac{1}{\delta\sqrt{\pi}} \exp[-\frac{(\eta-\bar{\eta})^2}{\delta^2}]$ , где  $\bar{\eta}$  - среднее значение

величины  $\eta$  для данного сплава, определяемое  $\bar{x}$ ,  $\delta^2$  - дисперсия распределения. Области, где  $\eta < 0$  (рис. 1, штрихованные участки), имеют активационный характер проводимости  $\Delta\sigma(\eta) \propto \exp(\eta/T)$ . Так как вклад полупроводниковых участков в полную проводимость мал, т. е. относительная величина низкотемпературных аномалий  $\Delta\sigma/\sigma_0 \sim 10^{-3} \ll 1$  и является малой добавкой к металлической проводимости, то можно его учесть, взяв сумму по всем участкам с  $\eta < 0$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \int_{\eta < 0} g(\eta) \exp(\eta/T) d\eta = \frac{1}{2} [1 - \phi(\bar{\eta}^* + \frac{1}{2T^*})] \exp[\frac{1}{T^*}(\bar{\eta}^* + \frac{1}{4T^*})],$$

где  $\phi(z) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^z \exp(-t^2) dt$ ,  $\bar{\eta}^* \equiv \bar{\eta}/\delta$ ,  $T^* \equiv T/\delta$ ,  $\sigma_0$  - проводимость металлических областей с  $\eta > 0$ . Используя разложение  $\frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 - \phi(z)] \approx \exp(-z^2)/2z$  при  $z \gg 1$ , что соответствует низким температурам, получаем

$$\frac{\Delta\sigma(T)}{\sigma_0} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}(\bar{\eta}^* + 1/2T^*)} \exp(-\bar{\eta}^{*2}).$$

Так как для металлических стекол  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \approx \frac{\Delta R}{R_0} \ll 1$ , то зависимость  $R(T)$  при низких температурах имеет вид

$$R(T) = R_0 - \Delta R \frac{T}{T + \xi}, \quad (1)$$

где  $\xi = \frac{\delta^2}{2\bar{\eta}}$ ,  $\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\bar{\eta}^*} \exp(-\bar{\eta}^{*2})$ . На рис. 2 приведены результаты измерений  $R(T)$  двух образцов металлических стекол с различным содержанием металлоида I —  $\text{Ni}_{6,0}\text{B}_{4,0}$ , II —  $\text{Fe}_{81,8}\text{Mn}_{1,6}\text{B}_{16,6}$  и проведены теоретические кривые согласно выражению (1) со значениями параметров I —  $R_0 = 333,1$  мкОм·см,  $\Delta R = 1,60$  мкОм·см,  $\xi = 19,1$  К и II —  $R_0 = 137,416$  мкОм·см,  $\Delta R = 0,596$  мкОм·см,  $\xi = 0,46$  К. Видно, что зависимость (1) описывает эксперимент в широком интервале температур, причем отклонение точек от кривой для образца II обусловлено малой величиной  $\xi = 0,46$  К и необходимостью учесть следующий член в разложении для  $\phi(z)$  при  $T \gg \xi$ . Величина  $\Delta R/R_0$  равна отношению объема полупроводниковых кластеров к полному объему образца, и  $\Delta R/R_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$  для обоих образцов. Отсюда получаем для образца I —  $\bar{\eta} = 132$  К,  $\delta = 71$  К, для образца II —  $\bar{\eta} = 3,25$  К,  $\delta = 1,73$  К.

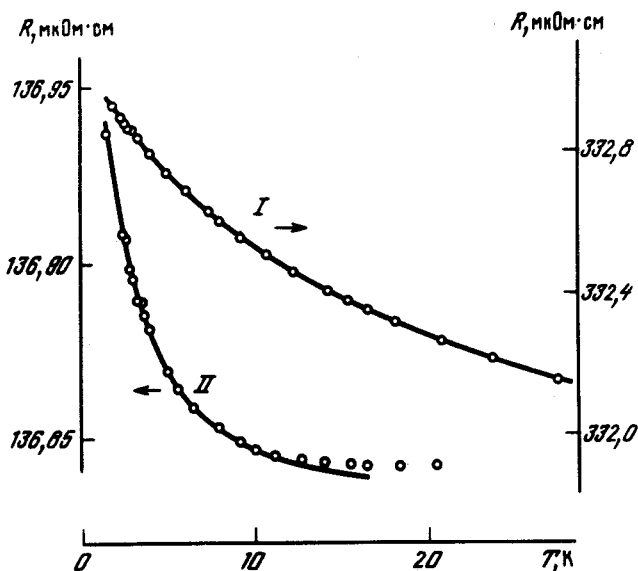


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления  $R(T)$  двух образцов металлических стекол — I и II. Кривые проведены согласно выражению (1). Значения констант приведены в тексте

Полученные малые величины  $\bar{\eta}$  находятся в согласии с моделью<sup>7</sup>, где отмечается, что если энергия Ферми располагается в минимуме плотности состояний, то должна иметь место повышенная стабильность по отношению к кристаллизации. В этой модели также согласуются полученные величины  $\bar{\eta}$  и  $\delta$  для сплавов I и II. Для образца II, имеющего состав близкий к наиболее стабильному сплаву типа  $A_{80}B_{20}$ , величины  $\bar{\eta}$  и  $\delta$  существенно меньше, чем для образца I, имеющего 40 ат.% борá. Рост  $\delta$  с увеличением концентрации металлоида свидетельствует об увеличении размытия края зоны, обусловленного неоднородностью стекол. При этом величина  $\bar{\eta}^* = \bar{\eta}/\delta \approx 2$  остается практически неизменной.

В заключение необходимо отметить, что для корректного анализа связи структурных неоднородностей стекол с низкотемпературными аномалиями сопротивления представляет интерес проведение измерений зависимостей  $R(T)$  серии сплавов типа  $A_{1-x}B_x$  в широком интервале по  $x$ . Это даст возможность получить зависимости  $\bar{\eta}(x)$  и  $\delta(x)$ , характеризующие структуру и электронные свойства стекол.

Автор выражает благодарность В.С.Егорову за полезные обсуждения и ценные замечания.

## Литература

1. Металлические стекла. Вып. II. М.: Мир, 1986, с. 454.
2. Варюхин С.В., Егоров В.С. ФММ, 1987, 63, 1127.
3. Прекул А.Ф., Рассохин В.А., Ярцев С.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 340.
4. Faigel Gy., Svab E. Proc. Conf. Rapidly Quenched Metals, Wurzburg, 1984, p. 487.
5. Schild K. et al. Z. Naturforsch., 1985, 40a, 551.
6. Nagel S.R. Phys. Rev. B, 1977, 16, 1694.
7. Nagel S.R., Tauc J. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 380.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
8 октября 1988 г.

---