

06

Электрические свойства многослоек металл–полупроводник с аморфной структурой

© Ю.Е. Калинин, К.Г. Королев, А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет

E-mail: korolev_konst@mail.ru

Поступило в Редакцию 29 сентября 2005 г.

Исследованы электрические свойства многослоек $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/\alpha\text{-Si}$ с аморфной структурой. Установлено, что режим неупругого резонансного туннелирования по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми в исследуемых структурах реализуется в интервале температур 150–220 К после прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, но раньше прыжковой проводимости между ближайшими локализованными состояниями.

PACS: 73.40.Ns

Магнитные и транспортные свойства многослойных структур типа ферромагнитный металл–немагнитный металл, ферромагнетик–полупроводник или ферромагнетик–диэлектрик существенно изменяются с изменением толщины немагнитной прослойки d , что обусловлено осциллирующим характером обменного взаимодействия. При этом для электрической проводимости аморфных структур диэлектрической или полупроводниковой прослоек в области низких температур, когда толщина слоя больше длины прыжка, в достаточно большом интервале температур выполняется закон Мотта [1]

$$\sigma = e^2 \cdot R^2 \cdot \nu_{ph} \cdot g \cdot \exp\left(-\frac{B}{T}\right)^{1/4}, \quad (1)$$

где

$$B = \frac{1.66}{a^3 \cdot k \cdot g(E_F)}, \quad (2)$$

e — заряд электрона, R — расстояние прыжка, ν_{ph} — фактор спектра фононов взаимодействия, T — абсолютная температура, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации волновой функции электрона, k — постоянная Больцмана.

При понижении температуры, когда длина прыжков электронов увеличивается, электрическая проводимость начинает зависеть от продольного размера d . При этом при не слишком малых значениях d в определенном интервале температур в аморфных полупроводниках и диэлектриках преобладают процессы резонансного туннелирования через локализованные состояния. Например, для туннелирования через аморфный слой кремния резонансные процессы являются определяющими при $d > 6$ nm [2]. Предполагается, что данный механизм проводимости реализуется при температурах, предшествующих прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [3]. С другой стороны, для аморфных нанокompозитов металл–диэлектрик резонансное туннелирование доминирует в интервале температур 180–270 К, т.е. наступает после прыжковой проводимости, когда реализуемое при этих температурах электрон-фононное взаимодействие приводит к существенному уширению резонансной кривой [4]. В данной работе поставлена цель — изучить низкотемпературную зависимость проводимости в многослойной структуре $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/\alpha\text{-Si}$ с числом бислоев, равным 40 при толщине металлической фазы ~ 11 nm и толщиной $\alpha\text{-Si} \sim 14$ nm и выявить области реализации различных механизмов проводимости.

В качестве металлической фазы был использован сплав FeCoZr , который относится к аморфным безметаллоидным системам с максимальным содержанием ферромагнитной фазы (90%). Кроме того, в аморфных сплавах переходных металлов с цирконием уровень Ферми может приходиться на максимум плотности состояний валентной зоны (главным образом d -состояний), а величина плотности состояний может достигать нескольких единиц $(\text{eV})^{-1}$ на атом [5]. Аморфный кремний был выбран в качестве прослойки потому, что в нем хорошо исследован режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

Многослойные структуры $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/\alpha\text{-Si}$ были получены в вакуумной установке путем ионно-лучевого распыления мишеней из $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}$ и Si на ситалловые подложки при комнатной температуре по методике [6]. Прежде чем получать многослойные структуры, производилось предварительное распыление мишеней в течение 30 min при закрытой подложке с целью снятия верхнего слоя мишени. После окончания предварительного распыления в течение 20–30 min осуществлялась также ионная очистка подложек в процессе вращения подложкодержателя. Скорость травления поверхности составляла $0.1 \mu\text{m/h}$. Затем производилось получение пленок композиционного материала заданной толщины в течение нескольких часов на вращающуюся подложку.

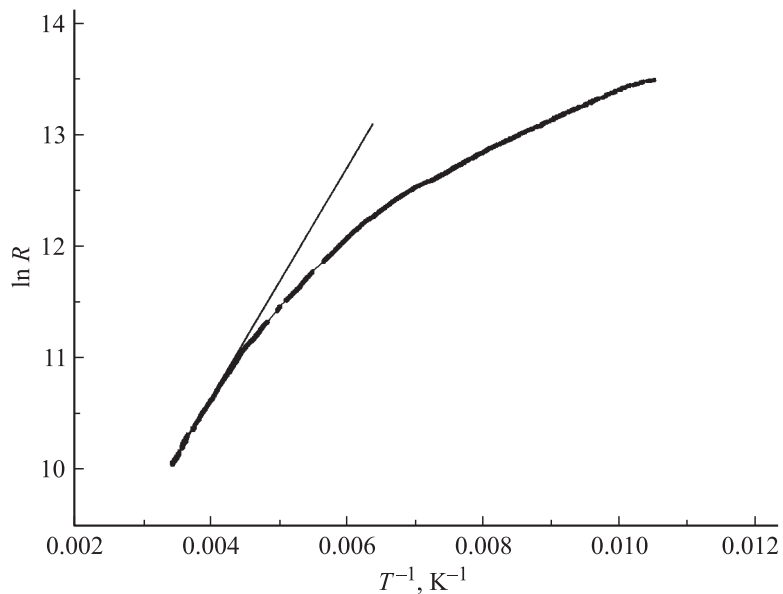


Рис. 1. Температурная зависимость логарифма электрического сопротивления в координатах $\ln R \propto 1/T$ для многослойных структур $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/a\text{-Si}$ в интервале температур 80–270 К.

ку. В качестве инертного газа использовался аргон чистотой 99.992%. Во время распыления происходила непрерывная смена аргона в камере за счет его напуска через дозирующий вентиль в ионный источник и откачки диффузионным насосом.

Температурные зависимости электрического сопротивления многослойной структуры в координатах $\ln R \propto 1/T$ представлены на рис. 1. При температурах, близких к комнатной, в диапазоне температур выше 220 К эта зависимость является линейной функцией обратной температуры. Если применить для описания температурных зависимостей формулу для термоактивированной прыжковой проводимости между ближайшими соседними состояниями [1]

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\omega}{kT}\right), \quad (3)$$

где ω — энергия активации прыжка, величина которой соответствует ширине зоны локализованных состояний. Из наклона температурных

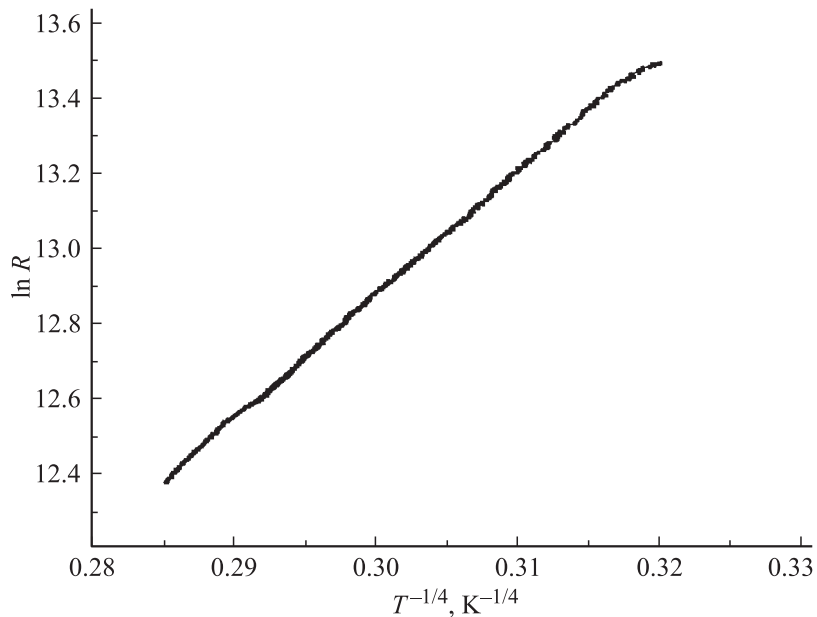


Рис. 2. Температурные зависимости логарифма электрического сопротивления в координатах $\ln R \propto (1/T)^{1/4}$ для многослойных структур $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/a\text{-Si}$ в интервале температур 80–150 К.

зависимостей для исследованных структур можно получить значение $\omega = 0.080 \pm 0.005 \text{ eV}$, что соответствует энергии прыжка в аморфном кремнии [1].

Анализ температурной зависимости электрического сопротивления при более низких температурах показал, что электрическая проводимость подчиняется закону $1/4$ (закону Мотта) в низкотемпературном интервале от 80 до 150 К (рис. 2), а в диапазоне температур 150–220 К — закону $1/2$ (рис. 3). Справедливость закона Мотта в интервале температур 80–150 К свидетельствует о том, что в этом случае в полупроводниковой структуре доминирует перенос заряда путем прыжковой проводимости электронов по локализованным состояниям (прыжковый механизм с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий

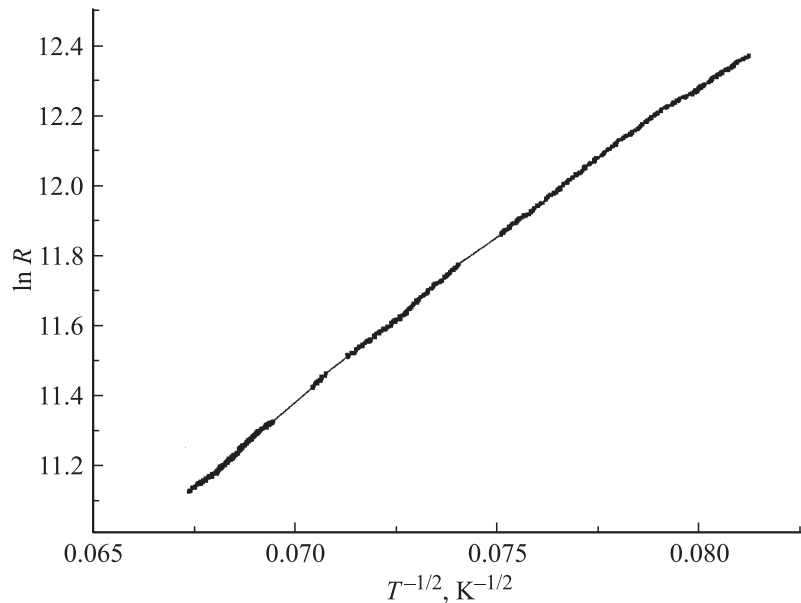


Рис. 3. Температурные зависимости логарифма электрического сопротивления в координатах $\ln R \propto (1/T)^{1/2}$ для многослойных структур $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.1}/a\text{-Si}$ в интервале температур 150–220 К.

вблизи уровня Ферми). Зависимости $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ позволяют определить значения величин B для изучаемых составов композитов в уравнении (1). Зная B , для исследуемой многослойной структуры было определено значение плотности состояний на уровне Ферми, которое составило $g(E_F) \sim 3.06 \cdot 10^{19} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Полученная оценка плотности локализованных состояний практически совпадает со значениями, характерными для аморфного кремния, полученного распылением в вакууме. По формуле [1]

$$R(T) = \frac{3}{8} a \cdot B^{1/4} \cdot B^{1/4} \cdot T^{-1/4} \quad (4)$$

была сделана оценка длины прыжков носителей заряда при температуре ~ 100 К. Средняя длина прыжков имеет значение около 3.6 нм.

Наличие локализованных состояний в полупроводниковой прослойке оказывает влияние на механизм проводимости и в более высокотемпературном интервале, где выполняется закон $\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/2}$, когда энергия фононов начинает влиять на перенос заряда. В этом температурном интервале электроны по отдельным проводящим каналам могут неупруго туннелировать от одного металлического слоя к другому через локализованные состояния. Согласно этой модели, температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n локализованных состояний, имеет степенной вид [3,7,8]:

$$\sigma_n = P \left(\frac{\Lambda^2}{\rho_0 c^5} \right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(g a^2 n^2 l)^n T^{\gamma_n} E^{\beta_n}}{a l} \exp \left[\frac{-2l}{a(n+1)} \right], \quad (5)$$

где a — радиус локализованного состояния, l — среднее расстояние между гранулами, $\gamma_n = n - 2/(n+1)$, $\beta_n = 2n/(n+1)$, P — коэффициент, Λ — константа деформационного потенциала, ρ_0 — плотность вещества матрицы, c — скорость звука, g — плотность локализованных состояний, E — глубина залегания локализованного состояния в области барьера. Средняя электрическая проводимость определяется суммой проводимостей по нескольким каналам

$$\sigma^{(gr)} = \sum_n \sigma_n. \quad (6)$$

В первом приближении полагают, что наибольший вклад в общую проводимость σ тонкопленочной структуры (6) дает одно слагаемое — σ_n , в температурном интервале $[T_n, T_{n-1}]$. При этом σ будет иметь степенную зависимость от температуры, которая определяется $\sigma^{(gr)}$ с $n = \langle n \rangle$ — усредненным по всей структуре числом локализованных состояний в туннельных каналах между электродами, а температурная зависимость электрической проводимости описывается формулой

$$\ln \sigma \propto - \left[\frac{2l}{a} \ln \left(\frac{1}{g a l^2 T} \right) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Аппроксимируя полученные экспериментальные кривые $\sigma(T)$ степенными зависимостями с показателем степени γ и учитывая (5), среднее число локализованных состояний в прослойках кремния $\langle n \rangle$

между металлическими слоями, принимающих участие в электронном транспорте при данной температуре, было определено как [7–8]:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{2} [\gamma - 1 + (\gamma^2 + 2\gamma + 9)^{1/2}]. \quad (8)$$

С учетом (5) для выявления степенного закона экспериментальные результаты измерений $\sigma(T)$ были построены в координатах $\ln \sigma - f(\ln T)$. Анализ полученной экспериментальной зависимости показал, что в довольно широком интервале температур (там, где выполняется закон $\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/2}$) эта зависимость удовлетворяет степенному закону. Это позволило определить величину степени γ температурной зависимости проводимости и рассчитать среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между электродами по формуле (8). Результаты расчета показали, что в исследуемой многослойной структуре величина $\langle n \rangle \sim 3.5$. Если разделить толщину полупроводникового слоя на число промежутков между состояниями $(\langle n \rangle + 1)$, получим 3.1 nm, т.е. значение, близкое к длине прыжка при температуре 100 K, полученное из выражения (4).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-96486 и 05-02-17012).

Список литературы

- [1] *Mott N., Davis Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 664 с. (Mott N.F., Davis E.A. Electron processes in non-crystalline materials. Oxford: Clarendon Press, 1979).
- [2] *Naito M., Beasley M.R.* // Phys. Rev. 1987. V. 35. P. 2548–2551.
- [3] *Глазман Л.И., Матвеев К.А.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 6. С. 332.
- [4] *Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В.* // ФТТ. 2004. Т. 46. № 11. С. 2076.
- [5] *Ольхафен П.* Металлические стекла. М.: Мир, 1986. Ч. II. С. 328–378. (Topics in applied physics. V. 53. Glassy metals II / Ed. by H. Beck, H.-J. Güntherodt, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, Tokyo. 1983).
- [6] *Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Неретин П.В.* и др. // Альтернативная энергетика и экология. 2002. № 2. С. 7.
- [7] *Луцев Л.В., Звонарева Т.К., Лебедев В.М.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 15. С. 84.
- [8] *Луцев Л.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 10. С. 1802.