

МЕХАНИЗМЫ ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОКОМПОЗИТАХ FeCoZr-ОКСИД АЛЮМИНИЯ

Федотов А.К.¹, Калинин Ю.Е.², Свито И.А.¹, Малютина-Бронская В.В.¹,
Мазаник А.В.¹, Ситников А.В.²

¹ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
fedotov@bsu.by

² Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

Наблюдающиеся во многих композитах явления гигантского и туннельного магнито-сопротивления, высокая величина магниторефрактивного эффекта, а так же возможности изменения удельного электрического сопротивления в широких пределах в настоящее время вызывает большой интерес. Однако, до сих пор, нет полной ясности относительно механизмов электропереноса в композитах металл-диэлектрик, когда размеры частиц металлической фазы приближаются к нанометровым.

В настоящей работе представлены результаты исследования температурных зависимостей проводимости σ на постоянном токе в композитах $(\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в диапазоне составов $30 \text{ ат.}\% < x < 50 \text{ ат.}\%$. В качестве объекта исследования были выбраны полученные методом ионно-лучевого напыления пленки толщиной 3-5 мкм в виде нанокластеров сплава $\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.10}$, хаотично распределенных в диэлектрической аморфной матрице из оксида алюминия [1]. В процессе напыления в вакуумную камеру вводился либо только аргон под давлением $8,0 \cdot 10^{-4}$ (образцы серии 1), либо смесь аргон-кислород с общим давлением $9,6 \cdot 10^{-2}$ Па при парциальном давлении кислорода $4,4 \cdot 10^{-2}$ Па (образцы серии 2). Образцы имели прямоугольную форму с размерами 10 мм×2 мм×5 мкм, а индиевые контакты располагались вблизи торцов образцов пленок. Измерения температурных зависимостей σ образцов проводились на постоянном токе в диапазоне температур 77-295 К.

На рис. 1 представлена зависимость удельной проводимости пленок серий 1 и 2 от концентрации металлической фазы x при 295 К. Как видно, при сопоставимых концентрациях металлической фазы образцы серии 2 имеют примерно на два порядка меньшую проводимость, чем образцы серии 1. Как следует из [2], это обусловлено частичным окислением металлических гранул вследствие присутствия кислорода в газовой смеси при распылении мишени.

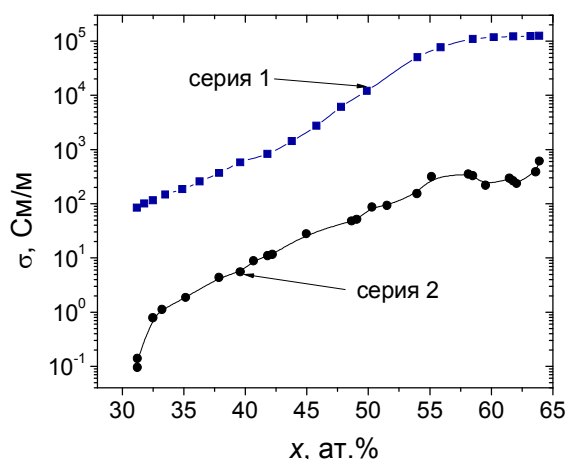


Рис. 1. Зависимость удельной проводимости пленок серий 1 и 2 при 295 К от концентрации металлической фазы x .

Анализ температурных зависимостей проводимости, представленных на рис. 2, показал, что в интервале температур 77–295 К в нанокомпозитах обеих серий доминирует прыжковый механизм переноса носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми, описываемый законами Мотта $\ln(\sigma) \propto (T_0^M/T)^{-0,25}$ или Шкловского-Эфроса $\ln(\sigma) \propto (T_0^{SE}/T)^{-0,5}$ [3]. Анализ погрешностей аппроксимации данными законами позволил установить, что для образцов серии 1 закон

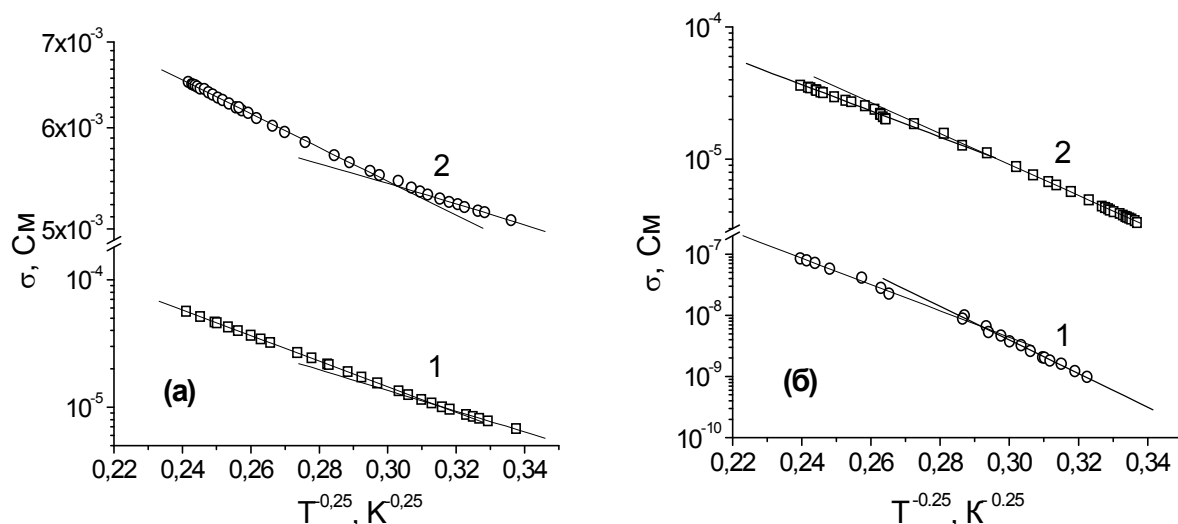


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости нанокompозитов серии 1 (а) для $x=31,2$ ат. % (1) и $x=47,8$ ат. % (2), а также серии 2 (б) для $x=31,2$ ат. % (1) и $x=45$ ат. % (2)

Мотта справедлив во всем интервале температур. Однако в этом случае при $T \approx 110$ К наблюдается изменение параметра T_0^M , характеризующего среднюю энергию активации прыжков. Для композитов же серии 2 закон Мотта наблюдается лишь в области низких температур, а выше 160 К он меняется на закон Шкловского-Эфроса, описывающий прыжковый транспорт носителей заряда при наличии кулоновской щели в плотности состояний. Оценки энергий активации проводимости показали, что для образцов серии 1 они на порядок меньше, чем для образцов серии 2. Это свидетельствует о том, что оксидные включения, возникающие на поверхности металлических гранул в композитах серии 2 и разделяющие их в токопроводящем кластере, создают дополнительный барьер для транспорта носителей заряда.

Полученные температурные зависимости проводимости нанокompозитов позволили оценить изменения плотности локализованных состояний $N(\epsilon_f)$ и длины затухания локализованной волновой функции α от состава. Поскольку прыжковый механизм переноса носителей заряда является доминирующим, то для численных расчетов нами использовалась полуэмпирическая формула Киркпатрика [4]

$$\sigma = 0,0217 \left(\frac{C}{a} \right) \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^{0,35} \cdot \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{0,25} \right]$$

$$C = \left(\frac{E_1^2}{\pi \cdot d \cdot s^5 \cdot \hbar^4} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot e^3}{3 \cdot \chi_0 \cdot a} \right)^2, \quad T_0 = \frac{60}{(\pi \cdot N(E_F) \cdot a^3 \cdot k)},$$

где α - длина затухания локализованной волновой функции, e - заряд электрона, k - постоянная Больцмана. Соответствующие значения входящих в указанные соотношения параметров для Al_2O_3 составляли [5]: деформационный потенциал $E_1 = 10$ эВ, плотность $d = 3,97$ г/см³, скорость звука $s = 3 \cdot 10^3$ см/с, диэлектрическая проницаемость $\chi_0 = 10$.

Сложный характер токовых путей по образцам (в особенности на диэлектрической стороне перехода металл-диэлектрик, т.е. до порога перколяции) и их неоднородное

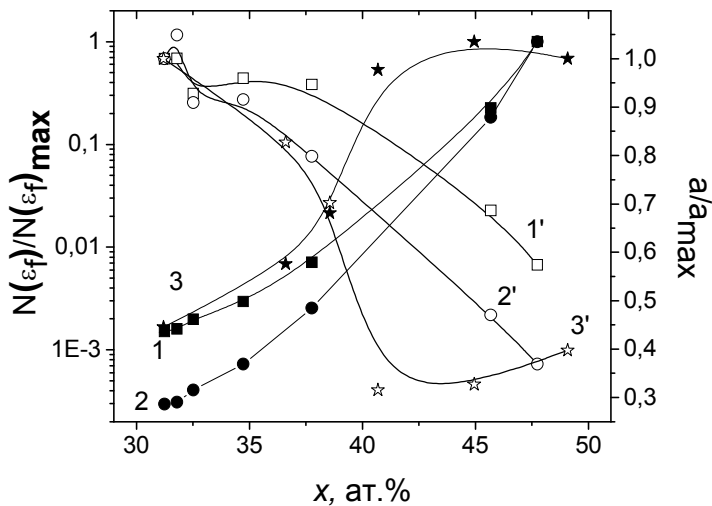


Рис. 3. Зависимости нормированных длины затухания локализованной волновой функции и плотности локализованных состояний на уровне Ферми для нанокомпозитов от концентрации металлической фазы: 1, 1' - серия 1, T=78 - 100 К; 2, 2' - серия 1, T=105 - 295 К; 3, 3' - серия 2, T=78 - 160 К.

локализованные состояния возникают не только вследствие разупорядочения диэлектрической матрицы, но и за счет образования локализованных состояний в самих металлических гранулах (например, из-за присутствия в сплаве циркония, который служит аморфизатором сплава) и (или) на границах раздела матрица-гранула. Число локализованных состояний, возникающих на границах раздела фаз из-за их некогерентности, будет увеличиваться с ростом площади границ, т.е. с увеличением концентрации металлической фазы.

Таким образом, исследование температурных зависимостей нанокомпозитов $(\text{Co}_{0.45}\text{Fe}_{0.45}\text{Zr}_{0.10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ на постоянном токе позволило установить, что в исследованных областях концентраций металлической фазы и температур преобладает движения электронов путем их термоактивированного туннелирования (прыжков) по локализованным состояниям.

1. Ю.Е. Калинин, А.Н. Ремизов, А.В.Ситников. Вестник Воронежского государственного технического университета: Материаловедение 1.13, 43 (2003).
2. A.M. Saad, A.V. Mazanik, Yu.E. Kalinin, J.A. Fedotova, A.K. Fedotov, S. Wrotek, A.V. Sitnikov and I.A. Svito. Structure and electrical properties of CoFeZr-aluminium oxide nanocomposite films // Reviews on Advanced Materials Science, 2004. Vol.8 - P. 34-40.
3. Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах.- 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Мир, 1982.-368 с.
4. K. Yasuda, A. Yoshida and T.Arizumi, The effects of annealing on Mott's parameters for hopping conduction in amorphous Ge // Phys. Stat. Sol. (a) 41, K181, 1977.
5. Физические величины. Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.; Энергоатомиздат, 1991. – 1232с.

распределение по образцу приводит к зависимости сечений и длин токо-проводящих областей от температуры. Это делает невозможной точную оценку сечений и длин токопроводящих путей в каждом конкретном образце при каждой конкретной температуре. Поэтому численные оценки значений $N(\epsilon_f)$ и a позволяют судить лишь о тенденциях их изменений в зависимости от состава. Исходя из этого нами анализировались лишь приведенные значения данных параметров, нормированные на их максимальные значения для исследованной области составов нанокмозитов. Как видно из рис. 3, для композитов обеих серий с увеличением концентрации металлической фазы величина a уменьшается, а $N(\epsilon_f)$ - растет. Это может свидетельствовать о том, что локали-