

12,01

Прыжковая проводимость с законом „1/2“ в многослойном нанокompозите $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_{47}$

© О.В. Геращенко¹, В.А. Уклеев^{1,2}, Е.А. Дядькина¹,
А.В. Ситников³, Ю.Е. Калинин³

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,
НИЦ „Курчатовский институт“,
Гатчина, Россия

² RIKEN Center for Emergent Matter Science,
Wako, Japan

³ Воронежский государственный технический университет,
Воронеж, Россия

E-mail: gerashch@pnpi.spb.ru

(Поступила в Редакцию 19 мая 2016 г.)

Исследована температурная зависимость продольного электрического сопротивления в многослойных нанокompозитах $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_{47}$, содержащих 47 аморфных бислоев металл–диэлектрик/углерод, полученных ионно-лучевым распылением и различающихся толщиной углеродного слоя. Обнаружено, что проводимость таких многослойных структур имеет прыжковый характер с законом Эфроса–Шкловского „1/2“, а характеристическая температура линейно зависит от толщины углеродного слоя.

DOI: 10.21883/FTT.2017.01.43967.200

1. Введение

Как известно, наногранулированные композиты металл–изолятор представляют собой металлические гранулы, хаотически распределенные в объеме диэлектрической матрицы. Эти материалы демонстрируют широкое разнообразие уникальных физических свойств, таких, например, как гигантское магнитосопротивление и аномальный эффект Холла [1,2], интересные высокочастотные свойства [3] и т.д. Дальнейший прогресс в этой области связан с получением качественных многослойных структур в виде чередующихся слоев магнитного нанокompозита и немагнитного материала, например, полупроводника [4–11].

Очевидно, что исследование механизмов электронного транспорта в таких системах в зависимости от их морфологии, толщин слоев, размеров гранул, близости к переходу металл–диэлектрик, магнитного поля и температуры имеет первостепенное значение.

Как известно (см., например, [12–16]), вблизи перехода металл–диэлектрик в неупорядоченных системах с понижением температуры наблюдается экспоненциальный рост электрического сопротивления, который эмпирически описывается формулой

$$R(T) = R_0 \exp[(T_n/T)^n], \quad (1)$$

где R_0 , T_n , n — модельно-зависимые параметры.

Интерпретация этой формулы в модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH-проводимость) и слабо меняющейся плотностью локализованных состояний $g(E) = g(E_F)$ дается законом

Мотта „1/4“

$$n = 1/4, \quad T_n \equiv T_{1/4} = C_1 [g(E_F) a^3 k_B]^{-1}, \quad C_1 = 21, \quad (2)$$

где a — радиус локализации волновой функции, k_B — постоянная Больцмана (в формулах используется система СГС).

Учет кулоновского взаимодействия локализованных носителей приводит к появлению параболической щели

$$g(E_F) = 0, \quad g(E) = g_0(E - E_F)^2, \quad g_0 = \frac{3}{\pi} (e^2/\epsilon)^{-3},$$

и сопротивление описывается законом Эфроса–Шкловского „1/2“

$$n = 1/2, \quad T_n \equiv T_{1/2} = C_2 [e^2/k_B \epsilon a], \quad C_2 = 2.8, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая постоянная.

Как оказалось, именно закону „1/2“ удовлетворяют полученные нами экспериментальные результаты.

2. Образцы и методика измерений

Одним из весьма перспективных объектов для исследований и приложений является многослойная структура состава $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_N$, где N — число повторяющихся бислоев, а каждый бислой представляет собой слой аморфного нанокompозита металл–диэлектрик $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$, покрытый слоем аморфного углерода [9–11]. Аморфность материалов была подтверждена результатами рентгеновской дифракции. Выбор сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ определялся тем,

что он легко аморфизуется и содержит 80 at.% ферромагнетика. Исследуемые образцы были получены ионно-лучевым распылением двух мишеней (одна — из сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ с прикрепленной пластиной двуокиси кремния SiO_2 , вторая — из аморфного углерода) на вращающуюся ситалловую подложку. Методика изготовления образцов подробно описана в работах [7,9,10].

Целью настоящей работы является изучение низкотемпературной зависимости продольного электрического сопротивления многослойной структуры состава $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_{47}$ с различной толщиной слоя углерода, а также определение возможных механизмов электронного транспорта. Исследования проводились на четырех образцах, морфология трех из которых была ранее установлена при помощи метода малоуглового рентгеновского рассеяния в скользящей геометрии (grazing-incidence small-angle X-ray scattering) в работе [11]. Было обнаружено, что металлические гранулы имеют сферическую форму, их диаметры в плоскости пленки и в перпендикулярном направлении составляют 3.3×4.4 , 3.7×1.9 , 3.5×1.9 nm, расстояние между гранулами 3.5, 3.9, 3.7 nm, а толщина углеродного слоя 0.4, 1.7, 1.8 nm для образцов S1, S2 и S3 соответственно. При этом толщина слоя металл–диэлектрик совпадает с поперечным диаметром гранул.

Для измерения электропроводности применялся четырехконтактный метод. На образец наносились токовые и потенциальные контакты из индий-галлиевой эвтектики, которая обладает высокой адгезией к различным материалам, имеет малое контактное сопротивление и низкий уровень контактного шума.

Электрическое сопротивление измерялось вдоль образца при помощи пары управляемых компьютером универсальных мультиметров HP Agilent 34410A. Один прибор подключался к токовым контактам в режиме измерения сопротивления и служил источником стабильного тока, а другим измерялось падение напряжения на потенциальных контактах. Величина входного сопротивления прибора превышала $100 \text{ G}\Omega$, электрическое сопротивление нанесенных контактов было пренебрежимо мало, нагрев измерительным током отсутствовал, для всех образцов во всем диапазоне температур выполнялся закон Ома.

Поскольку два образца имели неправильную форму по ширине, вычислить точную величину их удельного сопротивления не представлялось возможным, поэтому мы ограничились изучением температурной зависимости относительного (нормированного) сопротивления $R(T)/R(T_0 = 273.15 \pm 0.01 \text{ K})$.

Измерения проводились как при медленном (со скоростью 0.01 K/s и менее) охлаждении до температуры жидкого азота и последующем отогревании каждого образца, так и при стабилизации температуры (с точностью 0.01 K) в некотором числе промежуточных значений. Температура измерялась калиброванным полупроводниковым датчиком с погрешностью менее 0.1 K во всем диапазоне.

Для дополнительной проверки полученных результатов на всех образцах удалялись старые электрические контакты и наносились новые, затем измерения повторялись. Результаты измерений полностью совпали (с точностью 0.1%).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена температурная зависимость электрического сопротивления $R(T)$. Видно, что, во-первых, сопротивление образцов с минимальной и максимальной толщиной углеродной прослойки h_C (S1 и S3 соответственно) различается на четыре-пять порядков, а во-вторых, изменение сопротивления уменьшается с ростом h_C .

Электрическое сопротивление, нормированное на величину сопротивления при $T_0 = 273.15 \pm 0.01 \text{ K}$, показано на рис. 2 в координатах $\lg[R(T)/R(T_0)]$ как функция $T^{-1/2}$. Линейные зависимости сразу позволяют сделать вывод о том, что для изученных нами образцов выполняется закон Эфроса–Шкловского „1/2“.

При этом среднеквадратичная ошибка между экспериментальными данными и результатом фитирования во всем температурном интервале для образца S1 составила 0.4%, для S4 — 1.1%, S2 — 1.4%, для S3 — 2.2%.

Применяя выражение (1), по наклону прямых на рис. 2 можно для всех образцов определить характеристическую температуру Эфроса–Шкловского $T_{1/2}$ (см. таблицу) и построить ее зависимость от толщины слоя углерода (рис. 3). Оказалось, что эта зависимость линейная

$$T_{1/2}(h_C) = T_{1/2}(0) - Bh_C, \quad (4)$$

где $T_{1/2}(0) = 11.24(\pm 0.08) \cdot 10^3 \text{ K}$ — характеристическая температура для материала без прослойки углерода, наклон $B = 5.98(\pm 0.05) \cdot 10^3 \text{ K/nm}$. Также можно найти толщину $h_C^* = 1.9 \text{ nm}$, при которой происходит пе-

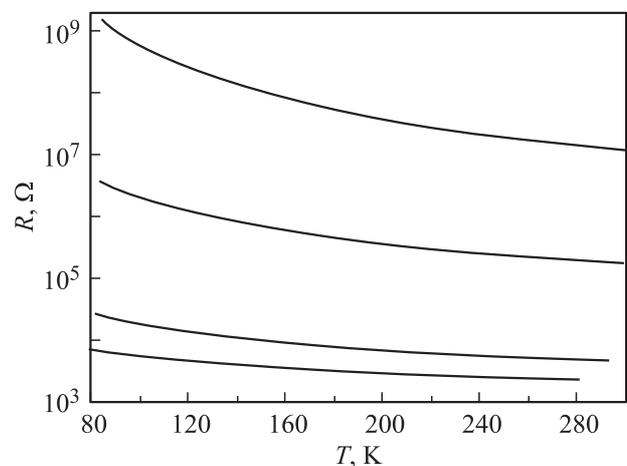


Рис. 1. Температурная зависимость электрического сопротивления $R(T)$ для образцов S1, S4, S2 и S3 с толщиной слоя углерода $h_C = 0.4, 1.3, 1.7$ и 1.8 nm (сверху вниз).

переход металл–диэлектрик. Это означает, что электронный транспорт в многослойной структуре происходит по толстым сплошным прослойкам углерода. Полученные оценки перехода металл–диэлектрик находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами работы [10].

Используя полученные величины $T_{1/2}$ и выражения (3), (4), можно определить радиус локализации волновой функции a и его зависимость от толщины углеродного слоя

$$a(h_C) = \frac{C_2 e^2}{\epsilon k_B T_{1/2}(h_C)}. \quad (5)$$

Поскольку мы не знаем величину диэлектрической постоянной слоя металл–диэлектрик, для оценки будем

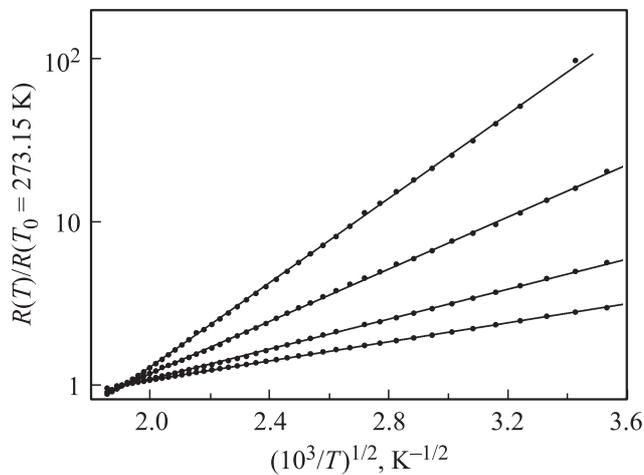


Рис. 2. Относительное сопротивление (логарифмический масштаб) как функция $T^{-1/2}$ для образцов с толщиной слоя углерода $h_C = 0.4, 1.3, 1.7$ и 1.8 nm (сверху вниз). Прямые линии — закон „1/2“, выражение (3).

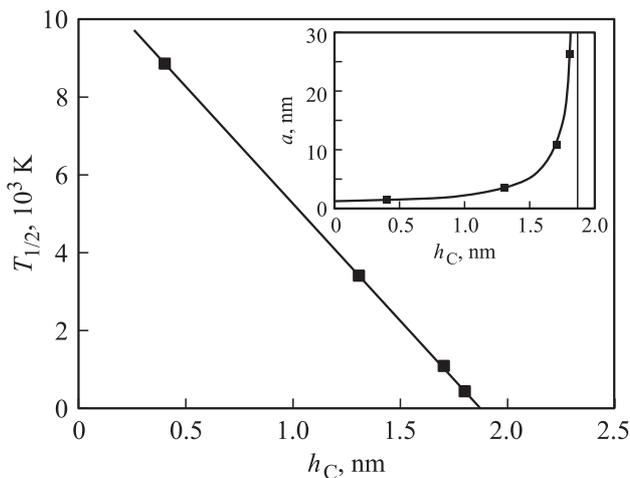


Рис. 3. Зависимость характеристической температуры Эфроса–Шкловского от толщины слоя углерода. Прямая линия — выражение (4). На вставке — зависимость рассчитанного по формуле (5) радиуса локализации волновой функции от толщины слоя углерода.

Толщина слоя углерода h_C (по данным работы [11]), экспериментально определенная температура Эфроса–Шкловского $T_{1/2}$ (с погрешностью 0.7%) и рассчитанный по формуле (3) радиус локализации волновой функции для образцов S1–S4 (во второй строке приведены величины $T_{1/2}$ и a , полученные фитированием при $h_C = 0$)

Образец	h_C, nm	$T_{1/2}/1000, \text{K}$	a, nm
	0	11.2	1.07
S1	0.4	8.86	1.35
S4	1.3	3.40	3.53
S2	1.7	1.12	10.7
S3	1.8	0.454	26.4

использовать табличное значение $\epsilon = 3.9$ для оксида кремния. Полученные величины приведены в таблице и на вставке к рис. 3.

Тот факт, что полученная оценка параметра a близка к радиусу металлической гранулы при $h_C = 0$, позволяет описать механизм проводимости следующим образом: в материале без прослойки углерода имеется прыжковая проводимость электронов между металлическими гранулами. Эта проводимость подчиняется закону Эфроса–Шкловского „1/2“. При напылении слоя углерода происходит шунтирование близлежащих гранул, прыжковая проводимость осуществляется между такими островками, величина сопротивления уменьшается, а закон „1/2“ сохраняется. При достижении некоторой критической толщины слоя $h_C^* = 1.9$ nm происходит фазовый переход металл–диэлектрик и транспорт электронов осуществляется по углеродным прослойкам. Приведенная на вставке к рис. 3 зависимость радиуса локализации волновой функции от толщины углеродной прослойки подтверждает такой механизм.

4. Заключение

Таким образом, в работе в многослойных структурах состава $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_{47}$ с разной толщиной слоя углерода обнаружена прыжковая проводимость с законом Эфроса–Шкловского „1/2“ в широкой области температур от 80 до 300 K. Установлено, что, во-первых, характеристическая температура $T_{1/2}$ линейно зависит от толщины прослойки углерода, а во-вторых, имеется критическая толщина этого слоя, при которой наблюдается фазовый переход металл–диэлектрик. Дана оценка радиуса локализации волновой функции и показано, что он зависит от толщины и структуры углеродного слоя.

Список литературы

- [1] A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zao. Appl. Phys. Lett. **67**, 3497 (1995).
- [2] C.C. Wan, P. Sheng. Phys. Rev. B **66**, 075 309 (2002).
- [3] J.R. Liu, M. Itoh, K. Machida. Appl. Phys. Lett. **88**, 062 503 (2006).

- [4] Ю.Е. Калинин, К.Г. Королев, А.В. Ситников. Письма в ЖТФ **32**, 6, 61 (2006).
- [5] С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. БИНОМ, Лаборатория знаний, М. (2012) 352 с.
- [6] Y.E. Kalinin, M.A. Kashirin, A.V. Sitnikov. Solid State Phenom. **233–234**, 157 (2015).
- [7] Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Д.В. Королев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, В.Л. Бердинский, Р.Б. Моргунов. ФТТ **58**, 2356 (2016).
- [8] Е.А. Дядькина, А.А. Воробьев, В.А. Уклеев, Д. Лотт, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, О.В. Геращенко, С.В. Григорьев. ЖЭТФ **145**, 472 (2014).
- [9] S.V. Komogortsev, E.A. Denisova, R.S. Iskhakov, D.A. Balaev, L.A. Chekanova, Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikov. J. Appl. Phys. **113**, 17C105 (2013).
- [10] О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников. ЖТФ **83**, 9, 114 (2013).
- [11] V. Ukleev, E. Dyadkina, A. Vorobiev, O.V. Gerashchenko, L. Caron, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin, S.V. Grigoriev. J. Non-Cryst. Solids **432**, 499 (2016).
- [12] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2013) 288 с.
- [13] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [14] N.F. Mott, E.A. Davis. Electronic processes in non-crystalline materials. Oxford University Press, Oxford (2012). 590 p.
- [15] И.С. Шлимак. ФТП **27**, 1944 (1993).
- [16] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев. Письма в ЖЭТФ **58**, 809 (1993).