

05;06;12

Электронный транспорт в гранулированных пленках аморфного углерода с наночастицами кобальта

© Л.В. Луцев, Т.К. Звонарева, В.М. Лебедев

Научно-исследовательский институт "Домен", С.-Петербург

E-mail: info@domen.ru

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

E-mail: siklitsky@pop.ioffe.rssi.ru

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,
Гатчина

E-mail: lebedev@mail.pnpi.spb.ru

Поступило в Редакцию 15 февраля 2001 г.

На основе анализа температурных зависимостей проводимости найдено, что в гранулированных структурах аморфного углерода с наночастицами кобальта при концентрациях кобальта ниже перколяционного порога электронный транспорт определяется неупругим резонансным туннелированием электронов через локализованные состояния, которые расположены в диэлектрической матрице между проводящими изолированными кластерами. Определено число локализованных состояний в зависимости от концентрации кобальта.

Гранулированные структуры с наноразмерными ферромагнитными частицами (гранулами) в изолирующей матрице обладают оптическими, электронными и магнитными свойствами, существенно отличающимися их от объемных кристаллических и аморфных материалов. Отличия свойств гранулированных структур проявляются ниже перколяционного порога и во многом определяются характером туннелирования между гранулами — высотой потенциального барьера и локализованными состояниями в матрице. Цель настоящей работы — исследование числа локализованных состояний в матрице вблизи уровня Ферми, через которые происходит процесс туннелирования, в зависимости от концентрации кобальта в гранулированной структуре аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами Co.

Для нахождения числа локализованных состояний использована теоретическая модель, связывающая стимулированное фононами неупругое

резонансное туннелирование через цепочку локализованных состояний в аморфном слое между туннельными контактами с температурной зависимостью проводимости $\delta(T)$ [1,2]. В силу достаточно большого количества атомов в грануле $N \gg 1$ ($N \sim 1000$) данная модель может быть применима для определения характера электронного транспорта между частицами в гранулированных структурах. Наличие локализованных состояний приводит к резкому возрастанию туннельной прозрачности барьера, что существенно сказывается на температурной и полевой зависимостях транспортных процессов. Количество локализованных состояний в матрице является важной характеристикой и в других явлениях: локализованные состояния определяют характер магнитосопротивления и частотные особенности проводимости. Согласно модели [1,2], выделенную роль в механизме проводимости играют процессы неупругого резонансного туннелирования в каналах, содержащих локализованные состояния с разбросом энергий порядка kT . Температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n примесей, при $n > 1$ имеет степенной вид

$$\bar{\sigma}_n = P \left(\frac{\Lambda^2}{\rho c^5} \right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(ga^2n^2l)^n T^\gamma E^\alpha}{al} \exp \left[\frac{-2l}{a(n+1)} \right], \quad (1)$$

где a — радиус локализованного состояния; l — среднее расстояние между гранулами; $\gamma = n - 2/(n + 1)$; $\alpha = 2n/(n + 1)$; P — коэффициент; Λ — константа деформационного потенциала; ρ — плотность вещества матрицы; c — скорость звука; g — плотность локализованных состояний; E — глубина залегания локализованного состояния в области барьера. Неупругое резонансное туннелирование по однопримесным каналам ($n = 1$) приводит к слабой температурной зависимости $\sigma(T)$. При увеличении расстояния между гранулами увеличивается количество каналов и число примесей в каналах. При $n \rightarrow \infty$ суммарная проводимость по всем каналам переходит от режима резонансного туннелирования к режиму прыжковой проводимости, определяемому законом Мотта [3,4]:

$$\ln \sigma(T) \propto - \left(\frac{T_c}{T} \right)^{1/4},$$

где $T_c = \beta/ga^3$, β — численный параметр.

Проводимость σ гранулированной структуры ниже перколяционного порога определяется размерами проводящих изолированных кластеров,

состоящих из металлических частиц, и совокупностью туннельных проводимостей (1) между кластерами. Размеры проводящих кластеров зависят от степени неупорядоченности структуры и определяются размерами локализации волновых функций электронов, расположенных вблизи уровня Ферми металлических частиц. Так как проводимость кластеров значительно выше туннельной проводимости по примесным каналам (1), суммарная проводимость $\sigma(T)$ гранулированной структуры будет иметь степенную зависимость от температуры, которая определяется средним количеством $\langle n \rangle$ локализованных состояний в каналах.

Экспериментальные исследования по определению числа локализованных состояний из температурных зависимостей проводимости были выполнены на образцах аморфного гидрогенизированного углерода с включениями наночастиц кобальта $a\text{-C:H(Co)}$. Пленки $a\text{-C:H(Co)}$ были выращены на поликорковых подложках методом магнетронного сораспыления графитовой и кобальтовой мишеней на постоянном токе в аргон-водородной плазме (80% Ar и 20% H₂). Изменение концентрации вводимого в углеродные пленки кобальта осуществлялось за счет изменения соотношения площадей кобальтовой и графитовой мишеней. Пленки осаждались на подложки, нагретые до 200°C. В распылительной камере предварительно создавался базовый вакуум 1 μTorr . Осаждение пленок производилось в потоке рабочего газа при давлении 10 m Torr и плотности ионного тока 10^{-1} A/cm^2 . Скорость роста пленок зависела от концентрации вводимого кобальта и в наших экспериментах составляла 1.4–3.0 nm/min. На подложки предварительно были напылены омические контакты в виде медных микрополосков шириной 0.5 mm и длиной 15 mm. Расстояние между микрополосками было равно 3.5 mm. Толщины пленок находились в диапазоне 250–550 nm.

Состав пленок был определен ядерно-физическими методами элементного анализа на заряженных частицах. Атомное отношение кобальта к углероду определено из спектров обратного резерфордовского рассеяния протонов при $E_p = 1 \text{ MeV}$. Пленки также содержали кислород и примеси азота. Их концентрации определялись методом ядерных реакций с дейтронами при $E_d = 1 \text{ MeV}$: $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d, p)^{15}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$. Более подробно эта методика изложена в [5]. Исходя из полученных данных, находилось отношение x числа атомов кобальта к общему количеству атомов, определенных методами элементного анализа. Для исследованных пленок значения x лежали в диапазоне от 0.24

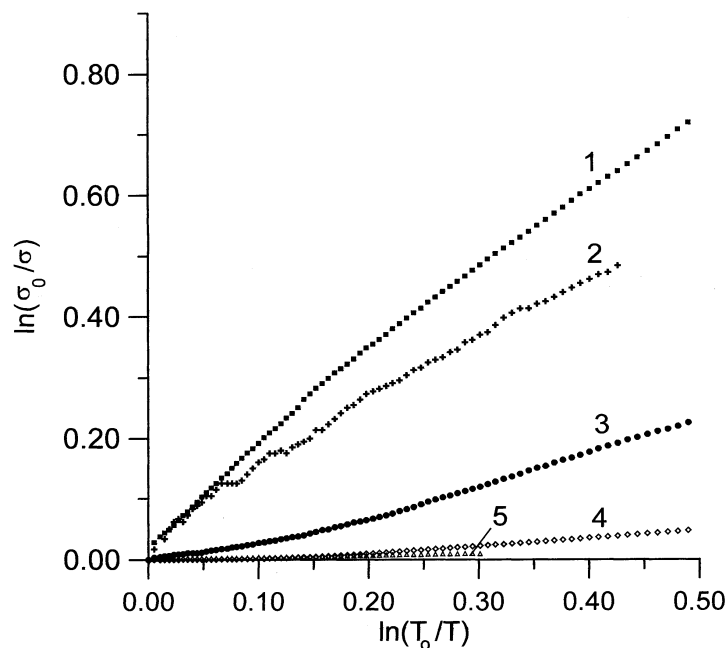


Рис. 1. Относительные температурные зависимости проводимости образцов пленок $a\text{-C:H(Co)}$ при разных концентрациях кобальта x : 1 — 0.24; 2 — 0.30; 3 — 0.35; 4 — 0.44; 5 — 0.46.

до 0.46 и соответствовали структуре, находящейся ниже перколяционного порога. Размер частиц кобальта определялся методом малоуглового рентгеновского рассеяния. Средний размер частиц увеличивался при увеличении значений x : от 2.3 nm при $x = 0.24$ до 3 nm при $x = 0.46$.

Температурные зависимости проводимости были сняты при протекании тока в плоскости пленки (горизонтальная геометрия) при напряжении 0.1 V в режиме охлаждения пленки. На рис. 1 представлены относительные температурные зависимости в двойном логарифмическом масштабе. Начальной точкой является проводимость σ_0 при $T_0 = 299.5$ K. Видно, что в первом приближении проводимость имеет степенную форму зависимости от температуры, что подтверждает вклад неупругого резонансного туннелирования в проводимость согласно

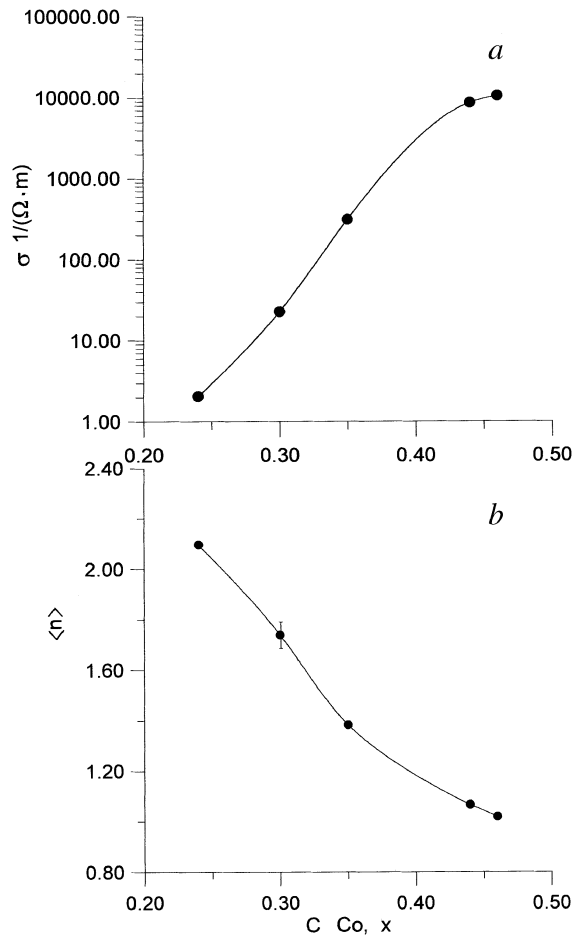


Рис. 2. *a* — проводимость и *b* — среднее количество локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными кластерами в зависимости от концентрации кобальта x в a - $C:H(Co)$.

модели [1,2]. Незначительные отклонения экспериментальных кривых от степенных зависимостей, по-видимому, можно объяснить перестройкой изолированных проводящих кластеров, между которыми происхо-

дит туннелирование, с понижением температуры. Аналогичная тонкая структура температурных зависимостей проводимости наблюдалась на гранулированных пленках $a\text{-C:H(Cu)}$ [6]. На рис. 2, a и b показаны проводимость и среднее количество локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными проводящими кластерами в зависимости от концентрации кобальта. Число состояний $\langle n \rangle$ находилось из соотношения, даваемого формулой (1), где показатель степени γ определялся из экспериментальных температурных зависимостей проводимости:

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

Таким образом, на основании сравнения экспериментальных зависимостей с предсказаниями теоретической модели [1,2] можно сделать вывод о том, что электронный транспорт в исследованных гранулированных структурах при концентрации кобальта ниже порога перколяции определяется неупругим резонансным туннелированием через небольшое количество локализованных состояний, расположенных между проводящими изолированными кластерами.

Авторы благодарны М.В. Байдаковой за проведение малоуглового рентгеновского рассеяния, В.И. Сиклицкому за обработку данных рентгеновского рассеяния, В.И. Иванову-Омскому за полезные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-17071а). Один из авторов (Т.К. Звонарева) поддержан грантом РФФИ № 00-02-17004.

Список литературы

- [1] Глазман Л.И., Шехтер Р.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 292–306.
- [2] Глазман Л.И., Матвеев К.А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 6. С. 332–343.
- [3] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. С. 416.
- [4] Böttger H., Bryksin V.V. Hopping conduction in solids. Berlin: Akademie-Verlag, 1985. P. 398.
- [5] Звонарева Т.К., Лебедев В.М., Полянская Т.А., Шаронова Л.В., Иванов-Омский В.И. // ФТП. 2000. Т. 34. В. 9. С. 1135–1141.
- [6] Луцев Л.В., Яковлев С.В., Сиклицкий В.И. // ФТП. 2000. Т. 42. В. 6. С. 1105–1112.