

Отогрев образцов до 120 К приводил к восстановлению исходного значения сопротивления.

Наблюдаемый гистерезис $R(B)$ указывает на наличие значительного фазового распада в магнитной системе пленки. Данное предположение подтверждается также результатами измерения температурной зависимости намагниченности модифицированной пленки $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{MgO}$ при ее охлаждении в нулевом магнитном поле и при приложении поля. Расхождение этих кривых характерно для суперпарамагнитных кластеров и спинового стекла, в частности для манганитов.

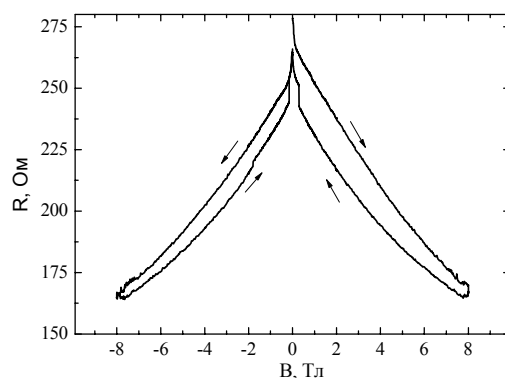


Рис. 3. Магнитосопротивление модифицированной пленки $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ для $T=4$ К. Стрелками указано направление изменения магнитного поля

ЛИТЕРАТУРА

1. *Dagotto, E.* Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance. Springer-Verlag, 2003. 459 P.
2. *Moshnyaga, V.* Valence-band structure of self-assembled InAs quantum dots studied by capacitance spectroscopy / V. Moshnyaga [et al.] // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. P. 7360.
3. *Zhao, G.* Electrical transport in the ferromagnetic state of manganites: small-polaron metallic conduction at low temperatures / G. Zhao [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 95. P. 6086.

СООТНОШЕНИЕ КВАНТОВЫХ ПОПРАВК К ПРОВОДИМОСТИ В МЕТАЛЛО-УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В. А. Доросинец, Хо Вьет

Белорусский государственный университет, dorosinets@bsu.by

Квантовые поправки к проводимости, обусловленные эффектами электрон-электронного взаимодействия и слабой локализации, характерны для объемных и двумерных полупроводниковых соединениях с вырожденными электронами вблизи перехода металл-диэлектрик (ПМД). С интенсивным развитием нанoeлектроники, проектированием и созданием ее элементной базы с использованием квантовых эффектов, исследование влияния данных эффектов на электрофизические свойства материалов нанoeлектроники, приобретает первостепенное значение.

Для исследований квантовых поправок нами была приготовлена серия образцов металло-углеродных материалов, синтезированных путем термоконверсии в вакууме при температуре 900°C допированных катионами кобальта волокон трикарбоксил-целлюлозы [1]. Катионы кобальта вводились в исходные волокна путем замены ими протонов COOH -групп методом ионообменной сорбции. Введенный металл (кобальт) служит в качестве катализатора, вызывая структурирования углеродной матрицы, причем степень структурирования и, соответственно, проводимость образцов

легко регулируется путем подбора концентрации катионов кобальта и режима отжига.

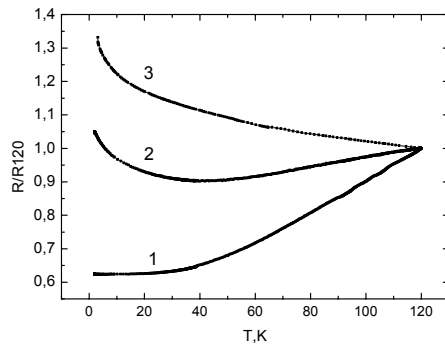


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образцов $C(Co)$, нормированная на сопротивление при $T=255$ К

На рис.1 представлен характер изменения температурной зависимости сопротивления $R(T)$ синтезированных образцов по мере роста удельного сопротивления образцов. Кривая 1 имеет типичный для металла вид с насыщением при низких температурах. По мере удаления от ПМД наклон кривой уменьшается, а при низких температурах происходит изменение знака температурного коэффициента электрического сопротивления вследствие квантовых поправок к проводимости (кривая 2). При дальнейшем смещении от ПМД кривые $R(T)$ приобретают вид, свойственный прыжковому либо активационному типу проводимости (кривая 3), однако абсолютное значение изменения сопротивления в температурном интервале 3 – 300 К по-прежнему незначительно.

Для анализа квантовых поправок был выбран образец, вид $R(T)$ для которого соответствует кривой 2 на рис.1 (образец 1), и образцы 2 и 3, имеющие $R(T)$, соответствующие кривой 3, но отличающиеся повышенным значения удельного сопротивления при комнатной температуре для образца номер 3.

Для анализа квантовых поправок был выбран образец, вид $R(T)$ для которого соответствует кривой 2 на рис.1 (образец 1), и образцы 2 и 3, имеющие $R(T)$, соответствующие кривой 3, но отличающиеся повышенным значения удельного сопротивления при комнатной температуре для образца номер 3.

Аппроксимация кривых $R(T)$ образцов 2 и 3 формулами, описывающими активационную и прыжковую проводимость, либо приводит к плохому совпадению экспериментальных и расчетных кривых либо дает нефизические значения для параметров аппроксимации, что позволяет заключить о преобладании при низких температурах вкладов, обусловленных квантовыми поправками, даже для образцов с «полупроводниковым» типом $R(T)$ при небольшом удалении от ПМД. Одной из целей работы являлось проследить изменение соотношения видов квантовых поправок при плавном прохождении ПМД.

Аппроксимация кривых $R(T)$ формулами типичными для слабой локализации либо электрон-электронного взаимодействия как для двумерного так и для трехмерного случая также не приводит к удовлетворительному результату. В предположение, что данное расхождение обусловлено одновременным проявлением эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия далее для аппроксимации использовались зависимости вида [2]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2} + PT^{p/2} \quad (1)$$

и

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2} + S \ln(T), \quad (2)$$

где m , P и S - подгоночные параметры.

Аппроксимация $R^{-1}(T)$, что эквивалентно аппроксимации $\sigma(T)$, зависимостью вида (1), которая предполагает трехмерность обоих квантовых эффектов, дает для всех рассмотренных образцов отрицательные значения P , что не имеет физического смысла. Для зависимости (2), среднеквадратичное отклонение точек экспериментальной и аппроксимационной кривых является наименьшим, а параметры имеют

физически допустимые значения. Данная зависимость предполагает, что электрон-электронное взаимодействие имеет трехмерный характер, в то время как интерференционные эффекты, приводящие к слабой локализации имеют двумерный характер. Такое поведение не является противоречивым [2], поскольку двумерный характер эффекта слабой локализации является проявлением слоистой структуры областей углеродной матрицы, однако высокая степень дефектности этих областей имеет следствием трехмерный характер электрон-электронного взаимодействия. Отличие в величине размерности эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия обусловлено тем, что эти эффекты характеризуются различными параметрами: длиной Таулеса $L_{Th} = (D\tau_{in})^{1/2}$, где τ_{in} - интервал времени между двумя неупругими столкновениями, а D – коэффициент диффузии и характеристической длиной кулоновского взаимодействия $L_C = (\hbar D / k_B T)^{1/2}$, соответственно. Наблюдаемая температурная зависимость проводимости металло-углеродных образцов возможна при выполнении условия $L_C < L_{Th}$, т.е. $\hbar / \tau_{in} < k_B T$ и для среднего времени между двумя неупругими столкновениями из данного неравенства получается условие $\tau_{in} > 10^{-14}$ с что соответствует литературным данным. Из анализа значений параметра m можно заключить об ограниченном влиянии кулоновского экранирования на проявление эффекта электрон-электронного взаимодействия.

На рисунках 2а и 2б представлены рассчитанные вклады эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия для образцов 2 и 3, соответственно.

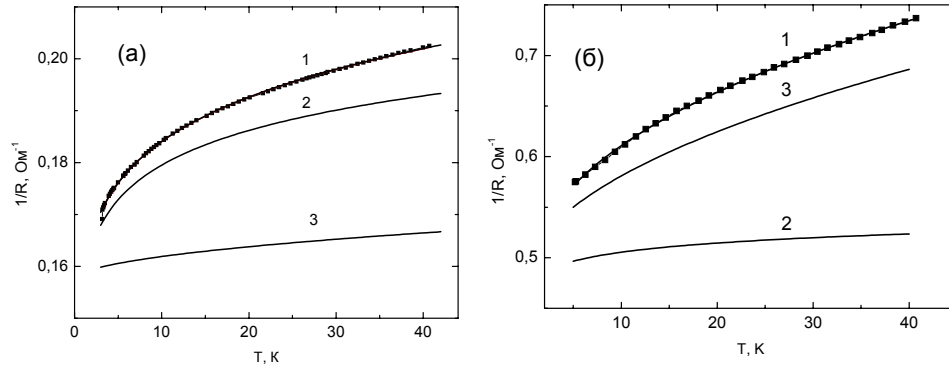


Рис. 2. Зависимость обратного сопротивления образцов C (Co) от температуры.

Кривая 1 – экспериментальная кривая и ее аппроксимация формулой (2), кривая 2 – вклад слабой локализации, кривая 3 – вклад электрон-электронного взаимодействия

Для образца 2 вклад от слабой локализации существенно выше, чем от электрон-электронного взаимодействия. Качественно схожая картина наблюдается и для образца 1 (не представленная на рисунке), из чего можно сделать вывод, что, несмотря на существенно различный тип $R(T)$ в области высоких температур, при низких температурах образцы 1 и 2 имеют тот же характер квантовых поправок, поскольку находятся в ближайшей области ПМД. При дальнейшем удалении от ПМЖ (образец 3, рис.2б) наблюдается обратное соотношение вкладов, т.е. преобладание электрон-электронного взаимодействия.

Последовательное изменение верхней границы температурного интервала, использующегося для аппроксимации показывает стабильность параметров аппроксимации до 60 К для образца 2 и 40 К для образца 3, что указывает на сужения области наблюдения квантовых поправок по мере удаления от ПМД. Данный вывод согласуется с теорией [3], поскольку размытие особенностей в спектре плотности состояний на уровне Ферми, являющихся первопричиной квантовых поправок и определяющихся концентрацией носителей заряда, должно происходить при более низкой температуре при понижении концентрации носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bashmakov, I. A.* Preparation, structure, and magnetic properties of cobalt nanoparticles in carbon fibers / I. A. Bashmakov [et al.] // *Journal of Materials Research*. 2001. Vol. 16. P. 2832.
2. *Gerber, A.* Temperature dependence of resistance and magnetoresistance of nanogranular Co-Ag films / A. Gerber [et al.] // *Phys. Rev.* 1998. Vol. B57. P. 13667.
3. *Гантмахер, В.Ф.* Электроны в неупорядоченных средах. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2013. 288 с.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ УЗКИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ ТРЕУГОЛЬНОЙ И СТУПЕНЧАТОЙ ФОРМЫ

О. Г. Жевняк

Белорусский государственный университет, Zhevnyakol@tut.by

Стремительный прогресс, достигнутый во флеш-технологиях, ставит перед исследователями ряд специфических задач в изучении процесса туннелирования электронов через потенциальные барьеры различной формы, которые составляют основную структуру элементов флеш-памяти (см., например, [1]). Обычно эти барьеры имеют прямоугольную форму с вершиной различного среза – ступенчатого или, чаще всего, треугольного вида. Теория туннелирования электронов через потенциальные барьеры хорошо разработана, но для некоторых случаев она крайне сложна [2 – 3]. В частности, для барьеров треугольной формы из-за специфического вида волновой функции электронов внутри барьеров коэффициент туннелирования через них описывается с помощью функций Эйри, представляющих собой бесконечные ряды (см., например, [4; 5, с. 264–270]). Целью настоящей работы является вывод удобных для компьютерных вычислений аналитических формул коэффициента туннельного прохождения электронов через прямоугольные потенциальные барьеры с вершинами ступенчатого и треугольного среза, а также проведение сравнительного анализа процессов туннелирования электронов через такие барьеры малой ширины.

На рис. 1 приведены энергетические диаграммы четырех потенциальных барьеров прямоугольного типа, туннелирование через которые будет рассмотрено в настоящей статье.