

УДК 537.632/636, 538.94

И. В. КОМИССАРОВ¹, И. А. СВИТО², А. К. ФЕДОТОВ², С. Л. ПРИЩЕПА¹**ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ В МАССИВАХ ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК**

(Представлено академиком В. А. Лабуновым)

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь
komissarov@bsuir.by; prischepa@bsuir.by²Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
master184@rambler.ru; fedotov@bsu.by

Экспериментально исследуется электро- и магнитотранспорт массивов преимущественно вертикально ориентированных многослойных углеродных нанотрубок. Показано, что ниже 50 К наиболее адекватной моделью для описания экспериментальных зависимостей удельной проводимости от температуры является модель двумерной слабой локализации. Из аппроксимации экспериментальных данных в рамках этой модели оценены удельное сопротивление углеродных нанотрубок $(1,2-1,5) \cdot 10^{-3}$ Ом · см и температурная зависимость диффузионной длины потери фазы $L_{th} \sim T^{-p/2}$ с $p = 0,78$.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки (УНТ), электротранспорт, магнитотранспорт, слабая локализация.

I. V. KOMISSAROV¹, I. A. SVITO², A. K. FEDOTOV², S. L. PRISCHEPA¹**ELECTRON TRANSPORT IN ARRAYS OF ALIGNED MULTI-WALLED CARBON NANOTUBES**¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus
komissarov@bsuir.by; prischepa@bsuir.by²Belarusian State University, Minsk, Belarus
master184@rambler.ru; fedotov@bsu.by

Electrical and magnetotransport in arrays of aligned multi-walled carbon nanotubes are investigated. It is shown that for temperatures below 50 K the 2D weak localization model is the most reliable model for approximation of the experimental data. Electrical resistivity, $(1,2-1,5) \cdot 10^{-3}$ Ohm · cm, and the temperature dependence of the phase coherence length, $L_{th} \approx T^{p/2}$ with $p = 0,78$, are evaluated from the experimental data in the framework of the 2D weak localization model.

Keywords: carbon nanotubes (CNT), electrotransport, magnetotransport, weak localization.

Влияние структуры углеродных нанотрубок (УНТ) на их электронные свойства определяет целый ряд уникальных явлений, которые предсказывались и были в них обнаружены. Так, авторами работы [1] экспериментально было показано, что на расстояниях до 1,6 мкм (длина свободного пробега носителей заряда) в однослойных углеродных нанотрубках (ОСУНТ) с металлическим типом проводимости наблюдается баллистический транспорт, и проводимость таких трубок выражается через квант проводимости $G_0 = 4e^2 / h$. Множитель 4 в приведенном выражении указывает на двойное вырождение квантового состояния электрона по спину и по орбитальному моменту. Более того, для одномерных объектов, к которым при определенных условиях можно отнести УНТ, даже очень слабое кулоновское взаимодействие приводит к сильным возмущениям, что в свою очередь вызывает спин-зарядовое разделение. Такое поведение, в отличие от модели Ферми жидкости, объясняется в рамках модели жидкости Латтинжера. В этом случае наблюдается степенная зависимость проводимости от температуры, $G \sim T^a$, а также степенная зависимость дифференциальной проводимости от напряжения, $dI / dV \sim V^a$. Такого рода зависимости для проводимости и дифференциальной проводимости массива ОСУНТ впервые наблюдались в работе [2]. Более того, поведение проводимости, характерное для жидкости Латтинжера, было экспериментально обнаружено и для многослойных УНТ [3]. Следует отметить еще одно явление, относящееся к квантовой природе электротранспорта в УНТ, обусловлен-

ное их квазиодномерностью. Так, авторами [4] было показано, что для массива многослойных УНТ магнитотранспорт может быть описан в модели одномерной слабой локализации. Вышеперечисленные явления экспериментально наблюдались либо для индивидуальных нанотрубок, либо для массива УНТ, где геометрия нанотрубок и путь протекания тока строго определены. Для систем, где геометрия нанотрубок и протекание тока заданы не так строго, вышеперечисленные эффекты не являются определяющими, и доминирующую роль играют другие механизмы переноса заряда. Например, в работе [5] показано, что для сети ОСУНТ имеет место как механизм прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, отвечающий сильной локализации, так и механизм двумерной слабой локализации. Таким образом, механизм переноса заряда в массивах УНТ определяется не только размерностью нанотрубок, но и их взаимным расположением. С этой точки зрения массивы вертикально ориентированных УНТ являются интересным объектом для изучения механизмов переноса заряда, в котором возможно проявление «индивидуальных» свойств нанотрубок как следствие их заданной ориентации в массиве.

В данной работе приводятся результаты исследования проводимости и магнитосопротивления в широком диапазоне температур и магнитных полей для массивов вертикально ориентированных УНТ разного диаметра, синтезированных методом химического парофазного осаждения (ХПО) при различных концентрациях ферроцена. Экспериментальные данные анализируются с учетом нескольких возможных механизмов переноса заряда, которые могут быть реализованы в исследуемом сложном объекте.

Массивы вертикально ориентированных УНТ синтезировались инъекционным ХПО методом с использованием термического пиролиза раствора ферроцена в ортоксилоле. Процесс синтеза проводился при атмосферном давлении в трубчатом реакторе. Для осаждения массивов использовались ситалловые и Si/SiO₂ подложки. Были синтезированы образцы с концентрацией ферроцена 1 % (образец 1), 5 % (образец 2) и 10 % (образец 3). Как было показано в [6], диаметр УНТ увеличивался с ростом концентрации ферроцена от 20 нм при 1 % до 50 нм при 10 %. Концентрация ферроцена в инъектируемом растворе, тип подложки и конфигурация контактных площадок представлены в таблице.

Тип подложки, концентрация ферроцена в растворе, а также конфигурация контактных площадок и отношения интенсивностей D и G полос КРС образцов

Образец	Тип и размеры подложки	Концентрация раствора ферроцена, %	Конфигурация контактных площадок	I_D / I_G
1	SiO ₂ /Si, 10 × 10 мм ²	1	Ван дер Пау	0,63
2	SiO ₂ /Si, 10 × 10 мм ²	5	Ван дер Пау	0,43
3	Ситалл, 9 × 3 мм ²	10	линейная	0,55

Для измерения сопротивления массивов УНТ как функции температуры и магнитного поля на поверхность образцов наносились по 4 контактные площадки из серебра в линейной конфигурации либо в конфигурации Ван дер Пау. Измерения спектров комбинационного рассеяния света (КРС) проводились на конфокальном микроскопе Nanofinder HighEnd компании LotisTII с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Исследования морфологии массивов УНТ проводились при помощи сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-4800. Результаты этих исследований синтезированных образцов представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, УНТ в исследованных образцах действительно имеют ориентацию близкую к вертикальной. Тем не менее, она не является идеально вертикальной, поскольку нанотрубки имеют множественные изгибы, выступы и межтрубочные соединения. Совершенство кристаллической структуры графитовых стенок самих нанотрубок оценивалось с помощью КРС. Для структур на основе графита критерием дефектности, как правило, выступает отношение интенсивностей (I_D / I_G) полос D и G в спектре КРС [7]. В таблице приведены значения соответствующих отношений для исследуемых образцов.

На рис. 2 приведены температурные зависимости удельной проводимости σ исследуемых массивов УНТ. Видно, что для всех образцов σ растет с температурой. Следует отметить, что возрастание концентрации ферроцена также приводит к увеличению удельной проводимости.

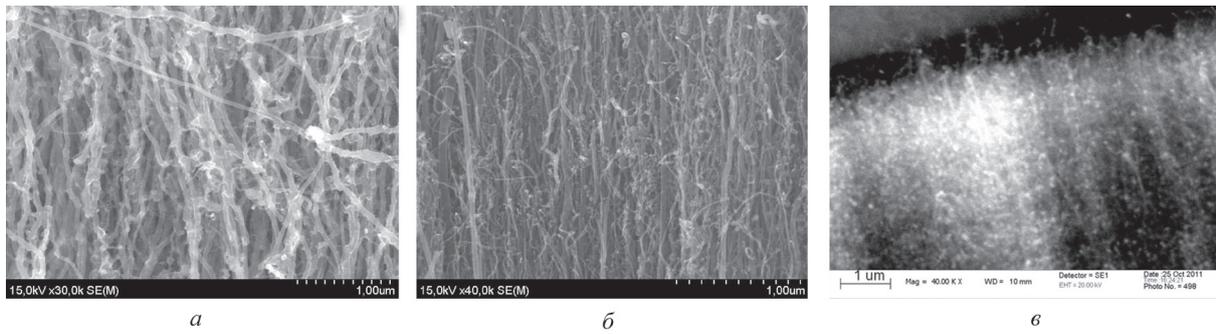


Рис. 1. Изображение в растровом электронном микроскопе поперечного сечения массивов УНТ, синтезированных с разной концентрацией ферроцена: *a* – 1 %, *б* – 5 %, *в* – 10 %

С целью выявления механизмов электротранспорта в исследованных образцах оценим применимость моделей жидкости Латтинжера, прыжковой проводимости и моделей слабой локализации к описанию полученных зависимостей $\sigma(T)$.

Как следует из данных растровой электронной микроскопии, исследуемые массивы могут быть в значительной мере представлены как сеть хаотически соединенных между собой УНТ, где перенос заряда между трубками может осуществляться как за счет прямого транспорта вдоль трубок, так и туннелирования через межтрубочные соединения (контакты) между ними. Согласно работе [8], проводимость туннельного контакта, сформированного касаящимися друг друга УНТ, имеет степенную зависимость от температуры. Действительно, ниже 50 К проводимость достаточно хорошо аппроксимируется степенной функцией температуры (рис. 3, *a*). Показатели степени α зависимости $G \sim T^\alpha$ равны 0,14, 0,18 и 0,13 для образцов 1, 2 и 3 соответственно. Однако полученные значения показателя степени α не согласуются с литературными данными для туннельных контактов, образованных многослойными углеродными нанотрубками, для которых наблюдались значения $\alpha \sim 0,25-0,35$ [9].

Следует отметить, что степенная зависимость проводимости от температуры в квазиодномерных системах может быть объяснена также в рамках механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH-variable range hopping) [10]. Для механизма VRH удельная проводимость обычно описывается известным соотношением [11]

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\frac{T_0}{T}\right]^{1+D}, \quad (1)$$

где D – размерность системы; T_0 – характеристическая температура в (1). В результате проведенных исследований установлено, что размерность $D = 3$ в (1) наилучшим образом описывает экспериментальные кривые (рис. 3, *б*). Из представленных на рис. 3, *б* данных можно оценить значения $T_0 = 3,4, 25,0$ и $1,1$ К для образцов 1, 2 и 3 соответственно. Согласно [11], $T_0 = 21,2 / k_B \xi^3 N_F$, где ξ – радиус локализации; N_F – плотность состояний на уровне Ферми; k_B – постоянная Больцмана. Принимая максимально известное из литературы значение $N_F \sim 5 \cdot 10^{21} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ [12], получаем нижний предел ξ для наших образцов, который изменяется в диапазоне от 13 до 40 нм. Данные значения минимально возможного радиуса локализации представляются существенно завышенными для модели сильной локализации. Известно, что в случае сильной локализации характерные значения ξ не превышают 7–8 нм [13].

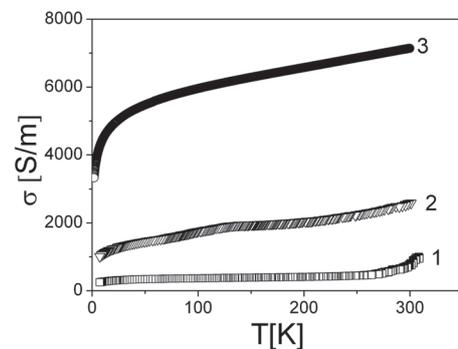


Рис. 2. Зависимость удельной проводимости исследуемых образцов от температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице

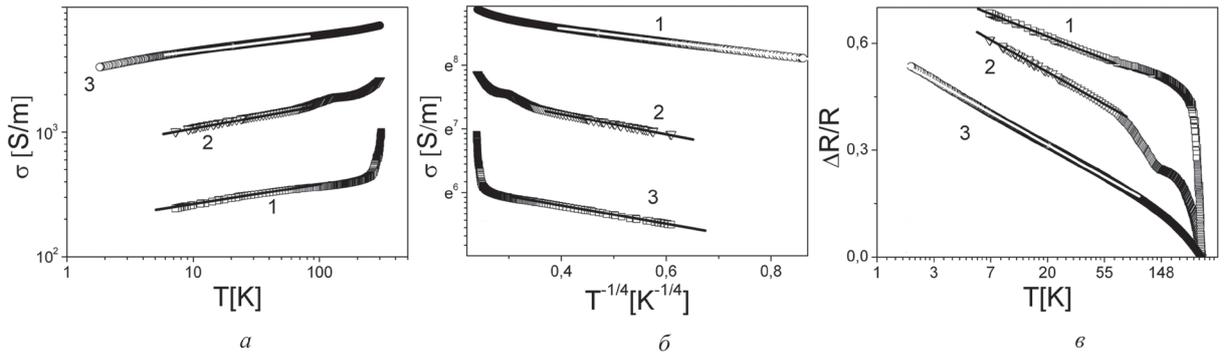


Рис. 3. Зависимость: *a* – удельной проводимости от температуры в log-log координатах; *б* – натурального логарифма удельной проводимости от $T^{-1/4}$; *в* – относительного сопротивления от натурального логарифма температуры. Сплошные линии являются результатом аппроксимации данных согласно моделям, описанным в тексте. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице

С другой стороны, величины $T_0 = 3,4$ и $1,1$ К меньше температуры измерения для кривых 1 и 3. Это означает, что энергия прыжка меньше энергии фононов $k_B T$. Следовательно, это не активационный (не прыжковый) механизм проводимости. Об этом говорит и степенной характер зависимостей на рис. 3, *a* при низких температурах. Таким образом, завышенные значения ξ и низкая энергия активации свидетельствуют о недостаточности лишь одной модели сильной локализации для описания электротранспорта в исследуемой системе.

Проведем оценку возможной степени локализации. Согласно критерию Иоффе–Регеля, в случае слабой локализации произведение радиуса сферы Ферми на длину свободного пробега значительно больше единицы, $k_F l \gg 1$, а в случае сильной локализации $k_F l \ll 1$. Исходя из концентрации носителей для графитоподобных материалов, с $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, радиус сферы Ферми составляет $k_F \sim 2,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Верхнюю границу длины свободного пробега носителей ограничим средним размером кристаллитов стенок УНТ. Оценка размеров кристаллита L_a можно произвести согласно формуле [7]

$$L_a = (2,4 \cdot 10^{-10}) \lambda_{\text{laser}}^4 \left(\frac{I_D}{I_G} \right)^{-1},$$

где λ_{laser} – длина волны лазерного излучения. Согласно данным КРС (см. таблицу), L_a составляет 19, 21 и 26 нм для образцов 1, 2 и 3 соответственно. Таким образом, получаем произведение $k_F l \sim 5$, что позволяет говорить о слабой локализации.

В системах со слабой локализацией при низких температурах основной вклад в проводимость могут вносить также так называемые квантовые поправки [14]. Зависимость сопротивления от температуры, обуславливаемая квантовыми поправками, определяется размерностью системы. Учитывая геометрию многослойных УНТ (конечную толщину стенок и наличие полостей), логично предположить, что размерность системы является промежуточной между одномерной и трехмерной, т. е. можно считать, что $D = 2$. В этом случае вклад квантовых поправок в сопротивление от температуры может иметь логарифмический характер [14]. Действительно, экспериментальные данные при температуре $T < 50$ К на рис. 3, *в* хорошо аппроксимируются выражением $\Delta R / R \sim \ln(T)$.

Как известно, магнитное поле подавляет слабую локализацию, что обусловлено нарушением интерференции электронных волн на самопересекающихся траекториях, дающих вклад в виде поправки в амплитуду рассеяния электронов. В результате, в случае слабой локализации (без учета электрон-электронного взаимодействия) наблюдается отрицательное магнитосопротивление. На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости магнитосопротивления, $MR = [R(B) - R(0)] / R(0)$, для образца 3 при $T < 50$ К. Как следует из эксперимента, магнитосопротивление является отрицательным и его абсолютное значение уменьшается с ростом температуры. Аналогичные результаты получены для образцов 1 и 2.

В случае двумерной слабой локализации магнитосопротивление можно выразить следующей формулой [15]:

$$\frac{\Delta R_{\text{sqr}}(B, T)}{R_{\text{sqr}}(0, T)} = -R_{\text{sqr}}(0, T) \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left\{ \psi \left[\frac{1}{2} + \frac{B_i}{B} \right] - \ln \left[\frac{B_i}{B} \right] \right\}, \quad (2)$$

где R_{sqr} – слоевое сопротивление; B – индукция магнитного поля; ψ – дигамма функция; $B_i = \hbar / (4eD_d \tau_{\text{Th}})$, D_d – коэффициент диффузии носителей заряда; τ_{Th} – время сбоя фазы. Результаты аппроксимации формулой (2), представленные на рис. 4, в виде сплошных линий, хорошо аппроксимируют экспериментальные зависимости для случая положительного магнитного поля. Указанная аппроксимация проводилась всего с двумя подгоночными параметрами, B_i и R_{sqr} . Необходимость выбора слоевого сопротивления R_{sqr} в качестве подгоночного параметра обусловлена высокой развитостью поверхности исследуемого массива УНТ и, как следствие, невозможностью установления точной геометрии (длины и сечения) путей протекания тока. Так, удельное сопротивление, полученное непосредственно из измерений (рис. 2) в приближении сплошной пленки при $T = 5$ К должно составить $2,5 \cdot 10^{-2}$ Ом · см, что представляется достаточно большим. Поверхностное сопротивление, полученное по результатам аппроксимации кривой магнитосопротивления при 5 К, составляет 6,5 кОм/□. Оценим удельное сопротивление в приближении, что $R_{\text{sqr}} = \rho / d$ [14], где ρ – удельное сопротивление, а d – диаметр нанотрубок. Согласно данным электронной микроскопии, для образца 3 диаметр УНТ может быть оценен как 50 нм, что дает $\rho \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ Ом · см. Для образца 2 аппроксимация экспериментальных данных дает значение $R_{\text{sqr}} = 5,3$ кОм/□, что при диаметре нанотрубок ~ 30 нм приводит к значению $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ Ом · см. Эта величина находится в хорошем согласии с литературными данными для удельного сопротивления единичных многослойных УНТ [16]. Из величины B_i можно рассчитать так называемую длину Таулесса $L_{\text{Th}} = \sqrt{D_d \tau_{\text{Th}}}$ или диффузионную длину сбоя фазы при разных температурах. На вставке к рис. 4 показана полученная зависимость длины Таулесса от температуры. Видно, что L_{Th} уменьшается от 18 до 10 нм в представленном диапазоне температур. Согласно теории двумерной локализации, такая зависимость $L_{\text{Th}}(T)$ должна иметь степенной характер, $L_{\text{Th}} \sim T^{-p/2}$, где показатель степени p зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Для систем, в которых электрон-электронное рассеяние является доминирующим, $p = 1$ [17; 18]. В нашем случае показатель степени $p = 0,78$.

Обсудим возможные причины отклонения экспериментального значения показателя степени p от 1. Как известно, строгим критерием размерности системы в теории слабой локализации является соотношение толщины проводящего слоя t и L_{Th} – для $L_{\text{Th}} > t$ систему следует рассматривать как двумерную. В нашем случае проводящим слоем является стенка нанотрубки, диаметр которой, как упоминалось выше для образца 3, близок к 50 нм. Согласно [19], для МУНТ диаметр и толщина стенки нанотрубки связаны линейно, $t \sim d / 3$, что дает $t \approx 17$ нм. Строго говоря, согласно приведенному выше критерию размерности, не все нанотрубки являются двумерными, часть нанотрубок (наиболее толстые) являются уже трехмерными. Очевидно, что с ростом температуры доля «трехмерных» нанотрубок возрастает, и для температуры выше 50 К (рис. 3), согласно модели слабой локализации, об исследуемом образце, по-видимому, можно говорить как о трехмерном, т. е. осуществляется температурный кроссовер из двумерного случая в трехмерный.

Приведенные выше аргументы позволяют качественно объяснить отклонение экспериментального значения $p = 0,78$ от теоретического $p = 1$ в предположении доминирующего электрон-электронного рассеяния. Необходимо отметить, что в каналах, в стенках, а также на поверхности нанотрубок исследуемых массивов присутствуют ферромагнитные наночастицы катализатора, причем природа взаимодействия между частицами и УНТ является сложной и в значительной

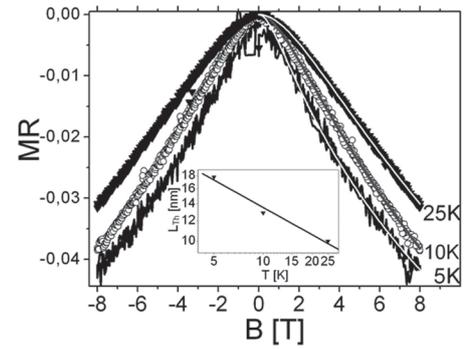


Рис. 4. Магнитосопротивление образца 3 для $T = 5, 10$ и 25 К. Сплошные линии на положительных ветвях экспериментальных кривых построены в соответствии с аппроксимацией данных по (2). На вставке приведена зависимость длины Таулесса L_{Th} от температуры

степени определяется свойствами графитовых стенок нанотрубок [6]. Однако для массивов синтезированных из раствора с низкой концентрацией ферроцена (1 %) расстояние между частицами катализатора превышает 100 нм, что выше приведенных оценочных значений длины свободного пробега. Следовательно, вклад в рассеяние носителей заряда, связанный с магнитными моментами наночастиц, представляется ничтожным. Тем не менее, как известно, для графитовых структур наличие дефектов приводит к возникновению локального магнитного момента (ферромагнитного порядка) [20]. Учитывая высокую дефектность стенок УНТ (таблица), рассеяние на магнитных моментах, индуцированных дефектами, должно быть принято во внимание. Для случая магнитных примесей время потери фазы принимает вид $\tau_{\text{Th}}^{-1}(T) = \tau_{\text{in}}^{-1}(T) + 2\tau_{\text{S}}^{-1}$, где τ_{in} – время, обусловленное электрон-электронным рассеянием, а τ_{S} соответствует рассеянию на магнитных примесях и не зависит от температуры [17]. Необходимость учета дополнительного, помимо неупругого, механизма рассеяния и приводит, скорее всего, к отклонению показателя степени p от 1.

Таким образом, нами были проведены измерения проводимости массивов вертикально ориентированных МУНТ синтезированных методом ХПО. Экспериментальные данные аппроксимировались с использованием моделей Латтинжера, прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (сильная локализация), а также двумерной слабой локализацией. Показано, что наиболее адекватно полученные экспериментальные данные описываются в модели двумерной слабой локализации. Степенная зависимость длины Таулесса от температуры, $L_{\text{Th}} \sim T^{-p/2}$, и оцененные из экспериментальных зависимостей магнитосопротивления значения удельного сопротивления нанотрубок, $(1,2-1,5) \cdot 10^{-3}$ Ом · см, подтверждают правильность выбора модели двумерной слабой локализации для описания транспорта заряда в исследуемой системе для температур ниже 50 К. Величина показателя степени в температурной зависимости длины Таулесса $p = 0,78$ позволяет утверждать, что доминирующим механизмом рассеяния для температур ниже 50 К является электрон-электронное рассеяние, однако нельзя полностью исключать из рассмотрения и рассеяние на магнитных примесях.

Список использованной литературы

1. Electron-phonon scattering in metallic single-walled carbon nanotubes / J. Y. Park [et al.] // Nano Letters. – 2004. – Vol. 4, N 3. – P. 517–520.
2. Luttinger-liquid behaviour in carbon nanotubes / M. Bockrath [et al.] // Nature. – 1999. – Vol. 397, N 18. – P. 598–601.
3. Tomonaga-Luttinger liquid and coulomb blockade in multiwall carbon nanotubes under pressure / M. Monteverde [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 176401.
4. Luttinger Liquid to Al'tshuler – Aronov Transition in Disordered, Many-Channel Carbon Nanotubes / S. Kar [et al.] // ACSNano. – 2009. – Vol. 3, N 1. – P. 207–212.
5. Magnetoresistance of an entangled single-wall carbon-nanotube network / G. T. Kim [et al.] // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 58. – P. 16064.
6. Interplay between exchange interaction and magnetic anisotropy for iron based nanoparticles in aligned carbon nanotube arrays / A. L. Danilyuk [et al.] // Carbon. – 2014. – Vol. 68. – P. 337–345.
7. Studying disorder in graphite-based systems by Raman spectroscopy / M. A. Pimenta [et al.] // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2007. – Vol. 9. – P. 1276–1290.
8. Electrical transport through carbon nanotube junctions created by mechanical manipulation / H. W. Ch. Postma [et al.] // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 62. – P. R10653(R).
9. Suppression of tunneling into multiwall carbon nanotubes / A. Bachtold [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – P. 166801.
10. Rodin, A. S. Apparent power-law behavior of conductance in disordered quasi-one-dimensional systems / A. S. Rodin, M. M. Fogler // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – P. 106801.
11. Шкловский, Б. И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. – Москва: Наука, 1979.
12. Температурная зависимость электросопротивления и магнетосопротивления компактизированных наноконструкций из многослойных углеродных нанотрубок со структурой вложенных конусов / В. И. Цебро [и др.] // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113, № 6. – С. 2221–2228.
13. Spin-polarized and normal hopping magnetoresistance in heavily doped silicon / A. Fedotov [et al.] // Acta Physica Polonica A. – 2014. – Vol. 125, N 6. – P. 1271–1274.
14. Lee, P. A. Disordered electronic systems / P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan // Rev. Mod. Phys. – 1985. – Vol. 57, N 2. – P. 287–337.

15. Electronic properties of graphite nanotubules from galvanomagnetic effects / S. N. Song [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 72. – P. 697.
16. Resistivity reduction of boron-doped multiwalled carbon nanotubes synthesized from a methanol solution containing boric acid / S. Ishii [et al.] // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 92, N 20. – P. 202116.
17. Quantum transport in a multiwalled carbon nanotube / L. Langer [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76, N 3. – P. 479–482.
18. Consistent picture of strong electron correlation from magnetoresistance and tunneling conductance measurements in multiwall carbon nanotubes / N. Kang [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – P. 241403(R).
19. On the elastic properties of carbon nanotube-based composites: modeling and characterization / E. Thostenson [et al.] // J. of Physics D. – 2003. – Vol. 36, N 5. – P. 573–582.
20. *Cervenka, J.* Room-temperature ferromagnetism in graphite driven by two-dimensional networks of point defects / J. Cervenka, M. I. Katsnelson, C. F. J. Flipse // Nature Physics. – 2009. – Vol. 5. – P. 840–844.

Поступило в редакцию 29.06.2015