

# Магнитосопротивление нанокуглеродных материалов на основе углеродных нанотрубок

Т.А. Лень, Л.Ю. Мацуй, И.В. Овсиенко, Ю.И. Прилуцкий

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
ул. Владимирская, 64, г. Киев, 01601, Украина  
E-mail: talen@univ.kiev.ua*

В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, Г.Е. Гречнев, Ю.А. Колесниченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: berkutov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2011 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитосопротивления нанокуглеродного материала (НУМ), содержащего углеродные нанотрубки, в магнитном поле до 5 Тл и температуре до 0,54 К. Полученные экспериментальные кривые магнитосопротивления НУМ удовлетворительно описываются в рамках эффекта сжатия волновой функции локализованного состояния в магнитном поле и спин-поляризационного механизма.

Представлено результати експериментальних досліджень магнітоопору нанокуглецевого матеріалу (НВМ), що містить вуглецеві нанотрубки, у магнітному полі до 5 Тл та температурі до 0,54 К. Отримані експериментальні криві магнітоопору НВМ задовільно описуються в рамках ефекту стиснення хвильової функції локалізованого стану в магнітному полі та спин-поляризаційного механізму.

PACS: 72.80.Rj Фуллерены и родственные материалы;  
72.60.+g Смешанная проводимость и проводящие переходы;  
81.40.Rs Электрические и магнитные свойства, связанные с условиями обработки.

Ключевые слова: нанокуглеродный материал, углеродные нанотрубки, магнитосопротивление.

## 1. Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) демонстрируют целый спектр самых неожиданных электрических, магнитных и оптических свойств, что делает их одними из основных материалов наноэлектроники [1]. Например, в зависимости от конкретной схемы сворачивания графена УНТ могут быть и проводниками, и полуметаллами, и полупроводниками. Известны работы по изучению электрической проводимости одной УНТ [1,2]. В действительности исследователи работают с материалом, состоящим из определенного количества УНТ, а также других углеродных фаз (фуллеренов, аморфного углерода) и частиц металла-катализатора, т.е. с так называемым нанокуглеродным материалом (НУМ). УНТ, входящие в состав НУМ, имеют различные дефекты структуры, что влияет на электрическую проводимость такого материала [2]. В процессе получения УНТ мо-

гут образовываться маты или жгуты. В работе [3] показано, что для описания проводимости жгутов и матов из УНТ, кроме электрического сопротивления отдельных УНТ, необходимо учитывать контактное сопротивление между ними. Авторы работы [4] показали, что проводимость НУМ, который содержит упорядоченную и неупорядоченную углеродную фазы, а также частицы металла-катализатора, может быть описана в рамках модели последовательных соединений эффективных сопротивлений с разными температурными зависимостями. Поскольку из данных по изучению структурно-фазового состава следует, что большую часть данного НУМ составляет неупорядоченная углеродная фаза, то проводимость такого НУМ описывается прыжковым механизмом проводимости с переменной длиной прыжка [5].

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование магнитосопротивления НУМ, содержа-

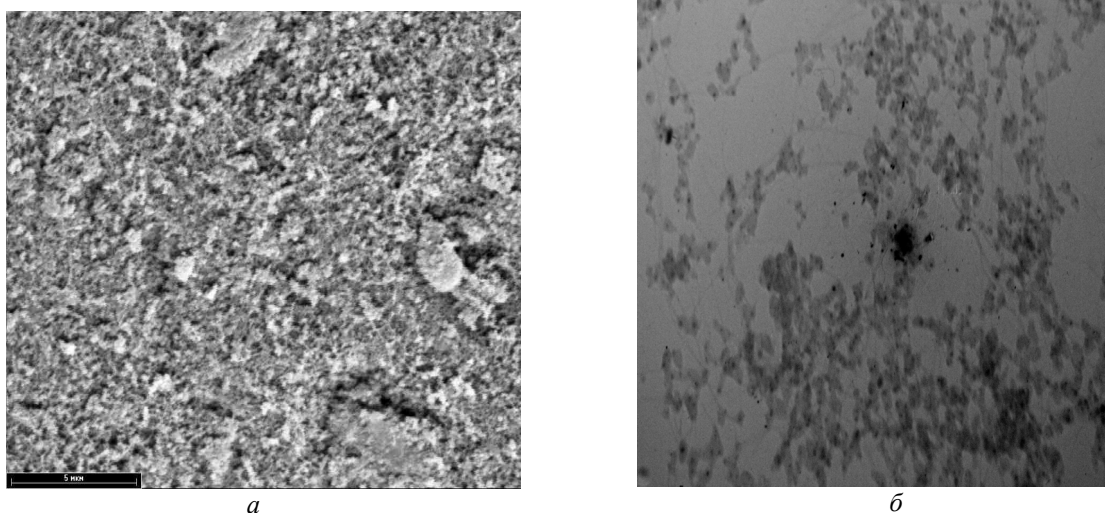


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения образца НУМ: СЭМ (а), ПЭМ (x37000) (б).

щего жгуты УНТ, при низких температурах в зависимости от величины приложенного магнитного поля, а также определение возможных механизмов его магнитосопротивления.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованный НУМ получен методом каталитического разложения газообразного углеводорода [5]. В качестве катализаторов были использованы Ni и Y.

Структуру НУМ исследовали с помощью сканирующей (СЭМ) и просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии [5].

На рис. 1 приведены типичные СЭМ и ПЭМ изображения образца НУМ. Согласно результатам электронной микроскопии, НУМ состоит из жгутов УНТ со средним диаметром от 6 до 54 нм и длиной от 0,36 до 1,8 мкм, углеродных частиц размером 12–85 нм, а также частиц металла-катализатора размером 4–9 нм. Таким образом, в состав исследуемого НУМ входит не только упорядоченная углеродная фаза (жгуты УНТ), но также и неупорядоченная углеродная фаза. Содержание неупорядоченной углеродной фазы в данном НУМ характеризуется относительным весовым коэффициентом 0,95, а упорядоченная углеродная фаза, которую составляют жгуты УНТ, имеет относительный весовой коэффициент 0,05.

Для измерения магнитосопротивления из НУМ изготавливали образцы прямоугольной формы путем холодного прессования. Для НУМ, содержащего УНТ, было исследовано магнитосопротивление в температурном интервале 0,54–5,6 К и в магнитном поле с индукцией до 5 Тл стандартным четырехзондовым методом.

На рис. 2 приведены полученные экспериментально зависимости магнитосопротивления от величины индукции магнитного поля для исследуемого НУМ в области температур  $T = 0,54–5,6$  К. Как видно на рисун-

ке, абсолютная величина магнитосопротивления НУМ имеет относительно малые значения даже при низких температурах. При  $T = 0,54, 0,59$  и  $0,93$  К магнитосопротивление НУМ уменьшается с изменением индукции от 0 до 1,8 Тл, а потом возрастает и принимает положительные значения при максимальном значении магнитной индукции. При  $T = 5,6$  К величина магнитосопротивления имеет положительные значения в области  $B = 0–5$  Тл. Малые значения магнитосопротивления НУМ обусловлены присутствием относительно большого количества неупорядоченной углеродной фазы в нем.

Рассмотрим, какие механизмы обуславливают обнаруженный экспериментально вид температурной и полевой зависимости магнитосопротивления НУМ.

Как упоминалось выше, неупорядоченные углеродные материалы характеризуются прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка, для которого

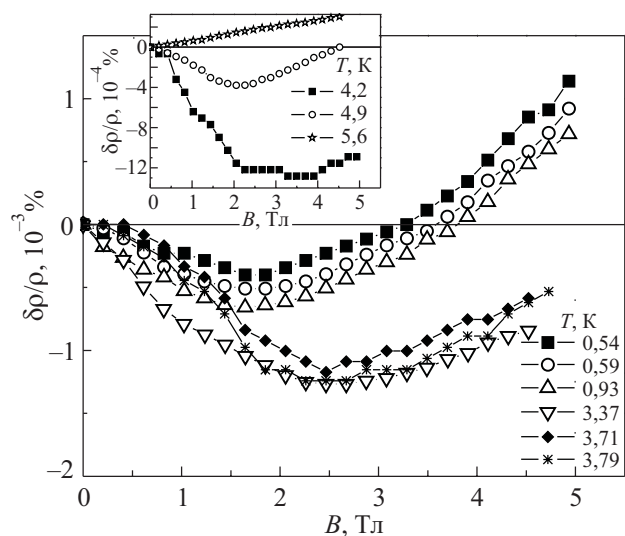


Рис. 2. Экспериментальные зависимости магнитосопротивления НУМ при температурах  $T = 0,54–5,6$  К.

удельное сопротивление зависит от температуры по закону

$$\rho = \rho_0 \exp\left[\left(T_0/T\right)^{1/4}\right], \quad (1)$$

где  $T_0$  и  $\rho_0$  — коэффициенты, которые изменяются в широком диапазоне в зависимости от степени упорядочения углеродной фазы [6–11]. Известно также, что для материалов, у которых наблюдается прыжковый механизм проводимости, абсолютная величина магнитосопротивления положительна и зависит от индукции магнитного поля следующим образом:

$$\ln[\rho(B)/\rho(0)] \sim B^2, \quad (2)$$

в частности и для НУМ, содержащих УНТ [12–17]. Такой положительный вклад в магнитосопротивление (2) принято связывать с эффектом сжатия волновой функции локализованного состояния в магнитном поле [18–21]. Такая интерпретация положительного магнитосопротивления была предложена авторами работ [12,14,16]. Из экспериментальных данных по измерению температурных зависимостей магнитосопротивления НУМ, содержащего УНТ (рис. 2), видно, что магнитосопротивление принимает не только положительные значения, но и отрицательные. Из анализа магнитосопротивления НУМ в координатах  $\ln[\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$  при  $T = 0,54\text{--}5,6$  К (рис. 3) можно сделать вывод о том, что в зависимостях магнитосопротивления имеются отклонения от прямой линии при значениях магнитной индукции  $B^2 = 0\text{--}25$  Тл<sup>2</sup>. Другими словами, для описания экспериментальных данных по магнитосопротивлению НУМ, который содержит УНТ, недостаточно учитывать только механизм сжатия локализованной волновой функции в магнитном поле [18,19]. Возможные отклонения от прямой в зависимости (2) для материалов с прыжковой проводимостью обсуждались в рабо-

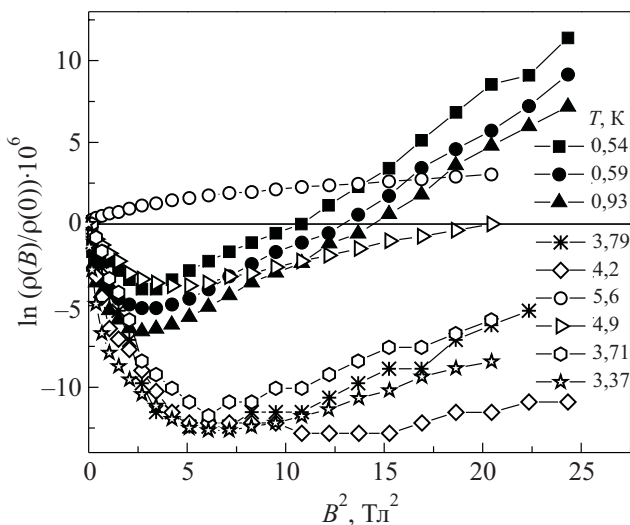


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления НУМ при разных температурах в координатах  $\ln[\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$ .

тах [19,20]. На примере исследования температурных зависимостей удельного электрического сопротивления и полевых зависимостей магнитосопротивления для углеродных наноматериалов, которые синтезированы из одностенных УНТ и смеси фуллеренов, показано, что отрицательная составляющая их магнитосопротивления может быть обусловлена спин-поляризационным механизмом [20].

Рассмотрим детально оба упомянутых выше механизма магнитосопротивления НУМ. В слабых магнитных полях при  $a < l_B$  эффект сжатия локализованной волновой функции описывается выражением [19,20]

$$\ln[\rho(B)/\rho(0)] = t_d \left(\frac{a}{l_B}\right)^4 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3\alpha}, \quad (3)$$

где  $a$  — радиус локализации волновой функции,  $l_B$  — магнитная длина

$$l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}, \quad (4)$$

$d$  — размерность пространства, в котором происходят прыжки,  $t_d$  — числовой коэффициент, который для  $d = 3$  равняется  $5/2016$  и

$$\alpha = \frac{1}{d+1}, \quad (5)$$

причем для  $d = 3$   $\alpha = 1/4$  [18,21].

Характеристическая температура

$$T_0 = \frac{\eta_c}{g(E_F)a^d k_B}, \quad (6)$$

где  $\eta_c$  — числовой коэффициент, который для  $d = 3$  равняется  $17,6$ ,  $g(E_F)$  — плотность состояний в пространстве соответствующей размерности.

Таким образом, для описания отрицательной части магнитосопротивления НУМ, содержащего УНТ, нужно принимать во внимание модель спин-поляризационного механизма, в рамках которой учитываются прыжки не только по свободным, но и по занятым локализованным состояниям [22–24]. Эта модель учитывает поляризацию спинов электронов в магнитном поле, что приводит к появлению магнитосопротивления.

Уравнение для магнитосопротивления в рамках упомянутой выше модели с учетом спин-поляризационного механизма записывается как [21]:

$$\ln\left[\frac{\rho(B)}{\rho(0)}\right] = \left(\frac{T_0}{T}\right)^\alpha \left[ \left( \frac{1}{1 - A \operatorname{th}^2(\mu B / k_B T)} \right)^\alpha - 1 \right], \quad (7)$$

где  $\mu$  — эффективный магнитный момент электрона и

$$A = \frac{(g_2 a_2^d - g_1 a_1^d)}{(g_2 a_2^d + g_1 a_1^d)}. \quad (8)$$

Здесь  $a_1$  и  $a_2$  — радиусы локализации,  $g_1(E_F) = g_1$  и  $g_2(E_F) = g_2$  — плотности состояний, характеризующие прыжки по однократно занятым ( $g_1, a_1$ ) (или свободным) и двукратно занятым ( $g_2, a_2$ ) состояниям.

Для выражения (7) существуют две асимптотики — слабого магнитного поля и магнитного поля насыщения. Формула (7) дает следующую асимптотику спин-поляризационного механизма в слабом магнитном поле  $\mu B / kT \ll 1$ :

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = \alpha A \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha \left( \frac{\mu B}{k_B T} \right)^2. \quad (9)$$

Выражение для спин-поляризационного эффекта в магнитном поле насыщения  $\mu B / kT \gg 1$  имеет вид

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \left[ \left( \frac{x+1}{2} \right)^\alpha - 1 \right], \quad (10)$$

где 
$$x = \frac{g_2 a_2^d}{g_1 a_1^d}. \quad (11)$$

Из формул (9) и (10) видно, что магнитосопротивление в рамках спин-поляризационного механизма в слабом магнитном поле характеризуется квадратичной зависимостью от напряженности магнитного поля. Следует отметить, что в более сильных магнитных полях квадратичная асимптотика положительного магнитосопротивления нарушается и имеет место его насыщение [23]. Знак магнитосопротивления, согласно (10), зависит от соотношения между параметрами  $g_2 a_2^d$  и  $g_1 a_1^d$ : в случае  $g_2 a_2^d > g_1 a_1^d$  наблюдается положительное магнитосопротивление НУМ, а при  $g_2 a_2^d < g_1 a_1^d$  — отрицательное. При  $g_2 a_2^d = g_1 a_1^d$  в рассматриваемой модели магнитосопротивление НУМ будет отсутствовать потому, что прыжки первого и второго типов оказываются полностью эквивалентными, а приложение внешнего магнитного поля приведет только к формальному перераспределению числа прыжков разного типа.

Из формул (3) и (9) следует, что оба механизма магнитосопротивления квадратичны относительно магнитной индукции в слабых магнитных полях. Поскольку магнитосопротивление при малых магнитных полях отрицательно (рис. 2), а положительная часть магнитосопротивления может быть обусловлена эффектом сжатия локализованной волновой функции, необходимо учитывать и разделять вклады этих двух механизмов (сжатия локализованной волновой функции в магнитном поле и спин-поляризации) в общее значение магнитосопротивления НУМ. Следовательно, нужно рассматривать магнитосопротивление НУМ в пределах двух асимптотик относительно магнитной индукции, а именно — слабое магнитное поле и магнитное поле насыщения.

Определим относительные вклады эффектов спин-поляризации и сжатия локализованной волновой функции по температурной зависимости магнитосопротивления НУМ. В рамках предложенной модели рассмотрим магнитосопротивление НУМ в случае слабого магнитного поля ( $\mu B / kT \ll 1$ ). Тогда эффект сжатия локализованной волновой функции определяется выражением (3), а спин-поляризационный эффект — выражением (9), и общее магнитосопротивление НУМ запишется так

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = t_d \frac{a^4 e^2 B^2}{\hbar^2 c^2} T_0^{3/4} T^{3/4} + \frac{1}{4} A T_0^{1/4} \frac{\mu^2 B^2}{k_B^2} T^{-9/4}, \quad (12)$$

либо в упрощенном виде

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = B^2 b T^{-3/4} + c T^{-9/4} B^2, \quad (13)$$

где  $b = t_d \left( \frac{a}{l_B} \right)^4 T_0^{3/4} = t_d a^4 \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} T_0^{3/4}$  и  $c = \frac{1}{4} A T_0^{1/4} \frac{\mu^2}{k_B^2}$ .

Первое слагаемое в уравнении (12) описывает эффект сжатия локализованной волновой функции, а второе слагаемое — эффект спин-поляризации магнитосопротивления. В рамках приближения слабого магнитного поля ( $\mu B / kT \ll 1$ ) оба механизма магнитосопротивления демонстрируют квадратичную зависимость от магнитной индукции ( $\sim B^2$ ) (напряженности магнитного поля). Однако они проявляют разную зависимость от температуры, что дает возможность разделить вышеуказанные механизмы и оценить относительный вклад каждого из них в общее значение магнитосопротивления НУМ.

В случае слабого магнитного поля типичные экспериментальная и рассчитанные полевые зависимости магнитосопротивления НУМ в координатах  $\ln [\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$  при  $T = 0,54$  К приведены на рис. 4.

Из уравнения (13) были найдены коэффициенты  $b$  и  $c$ , с помощью которых сделаны оценки относительных вкладов в общее значение магнитосопротивления НУМ за счет эффектов сжатия локализованной волновой функции и спин-поляризации в слабом магнитном поле. Как видно на рис. 4, спин-поляризационный вклад в общее магнитосопротивление НУМ существен и сравним по величине с эффектом сжатия локализованной волновой функции в случае слабого магнитного поля.

В случае магнитного поля насыщения, т.е. при  $\mu B / kT \gg 1$ , эффект сжатия локализованной волновой функции  $\sim B^2$ , а спин-поляризационный эффект не зависит от  $B$ . Выражение для магнитосопротивления НУМ при магнитном поле насыщения

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = t_d \left( \frac{a}{l_B} \right)^4 T_0^{3/4} T^{-3/4} + \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha \left[ \left( \frac{x+1}{2} \right)^\alpha - 1 \right], \quad (14)$$

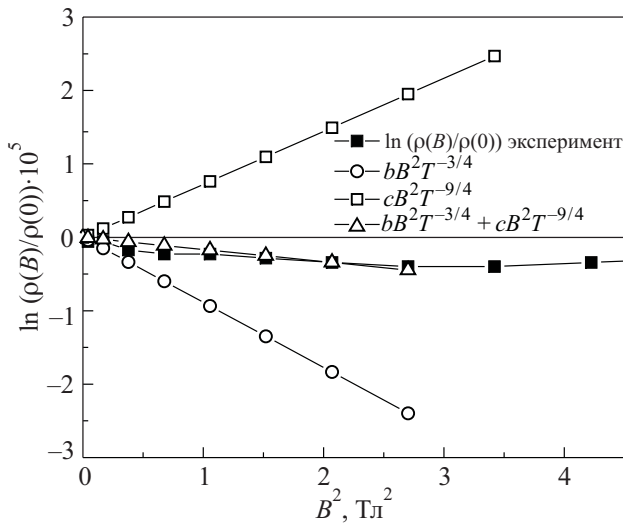


Рис. 4. Экспериментальная и рассчитанные полевые зависимости магнитосопротивления НУМ в координатах  $\ln [\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$  при  $T = 0,54$  К в случае слабого магнитного поля.

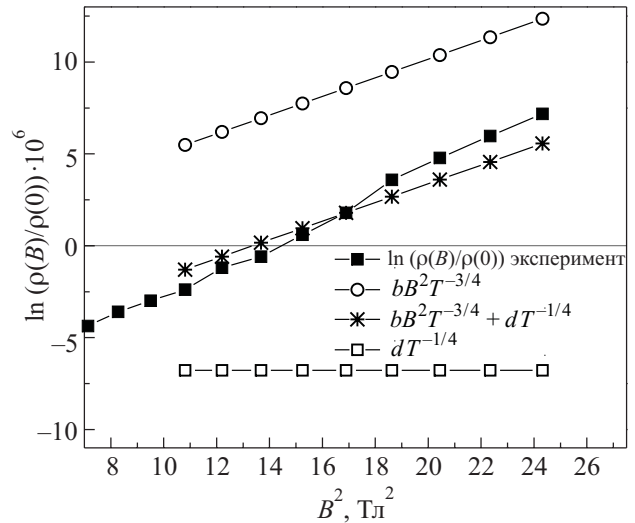


Рис. 5. Экспериментальная и рассчитанные полевые зависимости магнитосопротивления НУМ в координатах  $\ln [\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$  при  $T = 0,93$  К в случае магнитного поля насыщения.

либо в упрощенном виде:

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = B^2 b T^{-3/4} + T^{-1/4} d, \quad (15)$$

где

$$b = t_d \left( \frac{a}{l_B} \right)^4 T_0^{3/4} = t_d a^4 \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} T_0^{3/4},$$

$$d = T_0^{1/4} \left[ \left( \frac{x+1}{2} \right)^{1/4} - 1 \right].$$

Первое слагаемое выражения (15) описывает эффект сжатия локализованной волновой функции, а второе слагаемое — эффект спин-поляризации. Оценим относительный вклад каждого из них в общее значение магнитосопротивления НУМ. Для этого рассмотрим такую зависимость:

$$\ln \left[ \frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] T^{3/4} = B^2 b + T^{1/2} d, \quad (16)$$

где первое слагаемое характеризует эффект сжатия локализованной волновой функции, а второе слагаемое — эффект спин-поляризации. Аналогично, как и в случае слабого магнитного поля, коэффициенты  $b$  и  $d$  определены из решения уравнения (16) при двух близких температурах. С их помощью сделаны оценки относительных вкладов от эффектов сжатия локализованной волновой функции и спин-поляризации в общее значение магнитосопротивления НУМ при магнитном поле насыщения.

В случае магнитного поля насыщения типичные экспериментальная и рассчитанные полевые зависимости магнитосопротивления НУМ в координатах  $\ln [\rho(B)/\rho(0)]$  от  $B^2$  при  $T = 0,93$  К представлены на рис. 5.

Относительные вклады в общее магнитосопротивление НУМ от механизмов сжатия локализованной волновой функции и спин-поляризации в случае магнитного поля насыщения при  $T = (0,54-5,6)$  К по абсолютной величине одного порядка, но разных знаков. При возрастании магнитной индукции слагаемое, связанное с эффектом сжатия локализованной волновой функции в магнитном поле, становится больше по абсолютной величине.

### 3. Заключение

Проведенные исследования зависимостей магнитосопротивления НУМ, содержащего УНТ, выявили, что в области низких температур наблюдается отрицательное магнитосопротивление, которое с увеличением температуры принимает положительные значения. На основе проведенных расчетов показано, что магнитосопротивление НУМ, проводимость которого описывается прыжковым механизмом с переменной длиной прыжка, удовлетворительно описывается в рамках модели, учитывающей совместное влияние спин-поляризационного механизма и эффекта сжатия волновой функции локализованного состояния. Проведенный детальный анализ относительных вкладов от упомянутых выше двух механизмов магнитосопротивления выявил, что при обеих асимптотиках магнитного поля (слабого и насыщения) спин-поляризационный механизм магнитосопротивления сравним по величине с эффектом сжатия локализованной волновой функции в магнитном поле.

1. А.В. Елецкий, *УФН* **179**, 225 (2009).
2. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, *Природа* **13** (2004).
3. D.J. Vae, K.S. Kim, Y.S. Park, E.K. Suh, K.H. An, J.M. Moon, S.C. Lim, S.H. Park, Y.H. Jeong, and H.L. Lee, *Phys. Rev.* **B64**, 233401 (2001).
4. Т.А. Лень, I.B. Овсієнко, Л.Ю. Мацуй, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології* **7**, 383 (2009).
5. I.V. Ovsienko, L.Yu. Matzui, T.A. Len, Yu.I. Prylutskyu, U. Ritter, P. Scharff, F. Le Normand, and P. Eklund, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **468**, 289 (2007).
6. G.C. McIntosh, G.T. Kim, J.G. Park, V. Krstic, M. Burghard, S.H. Jhang, S.W. Lee, S. Roth, and Y.W. Park, *Thin Solid Films* **417**, 67 (2002).
7. L. Piraux, V. Bayot, J.-P. Michenaud, and J.P. Issi, *Phys. Scripta* **37**, 942 (1988).
8. J.L. Spain, *Chem. Phys. Carbon* **8**, 1 (1973).
9. M. Shiraiishi and M. Ata, *Synth. Met.* **128**, 235 (2002).
10. Y. Hishiyama, Y. Kaburagi, and A. Ono, *Carbon* **17**, 265 (1978).
11. A.G. Lyapin, V.V. Brazhkin, S.G. Lyapin, S.V. Popova, T.D. Varfolomeeva, R.N. Voloshin, A.A. Pronin, N.E. Sluchenko, A.G. Gavriluk, and I.A. Trojan, *Phys. Status Solidi* **B211**, 401 (1999).
12. A.W.P. Fung, Z.H. Wang, M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, R.W. Pekala, and M. Endo, *Phys. Rev.* **B49**, 17325 (1994).
13. G.T. Kim, E.S. Choi, D.C. Kim, D.S. Suh, Y.W. Park, K. Liu, G. Duesberg, and S. Roth, *Phys. Rev.* **B58**, 16064 (1998).
14. V.A. Samuilov, J. Galibert, V.K. Ksenevich, V.J. Goldman, M. Rafailovich, J. Sokolov, I.A. Bashmakov, and V.A. Dorosinets, *Physica* **B294–295**, 319 (2001).
15. С.В. Демишев, А.А. Пронин, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, А.Г. Ляпин, В.В. Бражкин, Т.Д. Варфоломеева, С.В. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 547 (2000).
16. С.В. Демишев, А.А. Пронин, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, М.В. Кондрин, А.Г. Ляпин, В.В. Бражкин, Т.Д. Варфоломеева, С.В. Попова, *ЖЭТФ* **122**, 140 (2002).
17. С.В. Демишев, А.А. Пронин, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, М.В. Кондрин, А.Г. Ляпин, В.В. Бражкин, Т.Д. Варфоломеева, С.В. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 984 (2003).
18. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
19. M. E. Raikh, J. Czingon, Qiu-yi Ye, F. Koch, W. Schoepe, and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B45**, 6015 (1992).
20. С.В. Демишев, А.Д. Божко, В.В. Глушков, Е.А. Катаева, А.Г. Ляпин, Е.Д. Образцова, *ФТТ* **50**, 1332 (2008).
21. С.В. Демишев, А.А. Пронин, *ФТТ* **48**, 1285 (2006).
22. И.П. Звягин, *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках*, Изд-во МГУ, Москва (1984).
23. A. Kurobe and H. Kamimura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 1904 (1982).
24. K.A. Matveev, L.I. Glazman, P. Clarke, D. Ephron, and M.R. Beasley, *Phys. Rev.* **B52**, 5289 (1995).

### Magnetoresistance of nanocarbon materials based on carbon nanotubes

T.A. Len, L.Yu. Matzui, I.V. Ovsienko, Yu.I. Prylutskyu, V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, G.E. Grechnev, and Yu.A. Kolesnichenko

The experimental data on magnetoresistance of carbon nanotube — based nanocarbon materials (NCM) in magnetic fields up to 5 T and at temperatures down to 0.54 K are considered. The experimental curves of magnetoresistance NCM obtained are adequately described in terms of both the effect of compression of wave function of localized state in magnetic field and the spin-polarized mechanism.

PACS: 72.80.Rj Fullerenes and related materials;  
**72.60.+g** Mixed conductivity and conductivity transitions;  
 81.40.Rs Electrical and magnetic properties related to treatment conditions.

Keywords: nanocarbon material, carbon nanotubes, magnetoresistance.