

# Скейлинг магнитосопротивления углеродных наноматериалов в области прыжковой проводимости моттовского типа

© С.В. Демишев, А.Д. Божко, В.В. Глушков, Е.А. Катаева, А.Г. Ляпин\*, Е.Д. Образцова, Т.В. Ищенко, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991 Москва, Россия

\* Институт физики высоких давлений Российской академии наук, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

E-mail: demis@lt.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2007 г.)

Предложена методика анализа данных прыжковой проводимости моттовского типа в магнитном поле  $\rho \sim \exp[(T_0/T)^\alpha]$ , основанная на выполнении скейлингового соотношения  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] = (T_0/T)^\alpha F(H/T)$  для спин-поляризационного вклада в магнитосопротивление. Этот общий подход был проверен для углеродного наноматериала, синтезированного из одностеночных углеродных нанотрубок при высоком (до 7 ГПа) давлении. Эксперименты подтвердили теоретические результаты в диапазоне температур 1.8–12 К в магнитном поле до 70 кОе и позволили корректно определить все параметры локализованных состояний, фигурирующие в модели. На примере углеродных наноматериалов, синтезированных на основе одностеночных углеродных нанотрубок и смеси фуллеренов  $C_{2N}$ , получены экспериментальные указания на возможный эффект перенормировки магнитного момента электронов, участвующих в прыжковом транспорте.

Работа выполнена в рамках проекта 2.8 Программы фундаментальных исследований президиума РАН „Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред“ при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-1608 и 05-02-165969) и Программы Президиума РАН по веществу в экстремальных условиях.

PACS: 72.80.Rj, 72.20.Ee, 72.15.Gd, 72.25.Dc

## 1. Введение

Во многих случаях углеродные наноматериалы, т.е. материалы, структура которых характеризуется естественными или искусственными наноразмерными неоднородностями, обладают прыжковой проводимостью. В теории режим прыжковой проводимости является следствием формирования эффективной сетки сопротивления Миллера–Абрахамса, которая в явном виде не зависит от структурных особенностей образца. Поэтому анализ данных прыжковой проводимости может быть использован для получения независимой информации об электронных состояниях и структуре образцов, например о радиусе локализации [1–3].

Обычно предполагается, что в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, когда удельное сопротивление зависит от температуры по закону

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[(T_0/T)^\alpha], \quad (1)$$

положительная часть магнитосопротивления связана со сжатием волновой функции локализованного состояния в магнитном поле [1,4,5]. В пределе слабых магнитных полей ( $a < l_H$ ) эффект сжатия задается выражением

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = t_d \left( \frac{a}{l_H} \right)^4 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{3\alpha}, \quad (2)$$

где  $a$  — радиус локализации,  $l_H = \sqrt{\hbar c / eH}$  — магнитная длина, а  $t_d$  — численный коэффициент [1,4]. Во многих

случаях в углеродных наноматериалах дальнедействующие кулоновские корреляции малы [6]; тогда показатель степени  $\alpha$  и характерная температура  $T_0$  могут быть представлены в виде

$$\alpha = \frac{1}{d+1}, \quad (3)$$

$$T_0 = \frac{\eta_c}{g(E_F) a^d k_B}. \quad (4)$$

Здесь  $d$  — размерность пространства, в котором происходят прыжки, а  $g(E_F)$  — плотность состояний в пространстве соответствующей размерности. Численные коэффициенты  $\eta_c$  и  $t_d$  известны и в случае  $d = 3$  равны 17.6 и 5/2016 соответственно [1,2]. Так как параметры  $T_0$  и  $\alpha$  в выражении (1) могут быть определены из анализа проводимости на постоянном токе, формула (2) позволяет находить радиус локализации из измерений магнитосопротивления. Далее по формуле (4) можно вычислить плотность локализованных состояний, а также судить об эффективной транспортной размерности (см. (3)), которая определяется особенностями морфологии образца.

К сожалению, рассматриваемая процедура „моттовской спектроскопии“ локализованных состояний в общем случае неудовлетворительно описывает экспериментальные данные и приводит к температурным зависимостям радиуса локализации, лишенным физического смысла [6]. Кроме того, ситуация часто осложняется

необходимостью учета отрицательного вклада в магнитосопротивление, обусловленного интерференционными эффектами [5]. В результате практическая реализация такого подхода сопряжена со значительными трудностями.

Целью настоящей работы является разработка корректного алгоритма анализа положительного магнитосопротивления в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка и его экспериментальная проверка на примере различных углеродных наноматериалов.

## 2. Алгоритм анализа положительного магнитосопротивления

Недавно было показано, что для корректного описания положительного вклада в магнитосопротивление требуется помимо эффекта сжатия волновой функции учитывать спин-зависимый транспорт [6,7]. Это означает, что эффективная сетка Миллера–Абрахамса в общем случае образуется как однократно ( $D^0$ ), так и двукратно ( $D^-$ ) занятыми состояниями. Так как двукратное заполнение центра требует противоположной ориентации спинов, а магнитное поле стремится ориентировать спины в одинаковом направлении, наличие  $D^-$ -центров приводит к появлению дополнительного вклада в магнитосопротивление. Для описания этого эффекта были предложены две модели. Первая из них основана на учете зеemanовского расщепления энергетической полосы в окрестности уровня Ферми, где возникает прыжковая проводимость [8,9]. Однако это приближение дает некорректную полевую и температурную зависимости магнитосопротивления в слабых магнитных полях [6]. Вторая модель предполагает, что вероятность прыжков с участием  $D^-$ -состояний определяется степенью поляризации спиновой части волновой функции в магнитном поле [6]. Детальный сравнительный анализ этих двух теоретических подходов является предметом отдельного сообщения, и в настоящей работе мы рассмотрим только вклад от спин-поляризационного механизма, поскольку учета именно этого вклада достаточно для количественного анализа данных магнитосопротивления в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в пределе слабых магнитных полей [6].

Существенно, что характерной чертой спин-зависимого магнитосопротивления является скейлинговое соотношение вида [6,9]

$$\ln \left[ \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \right] = \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha F(x), \quad (5)$$

где  $T_0$  и  $\alpha$  те же, что и в формуле (1),  $F(x)$  — скейлинговая функция, а  $x(H, T)$  — параметр скейлинга, различающийся в разных моделях. Отметим, что для спин-зависимого магнитосопротивления формула (5) справедлива при произвольных значениях магнитного поля. Для рассматриваемого нами спин-поляризационного

механизма  $x = \mu H/k_B T$  и скейлинговая функция была найдена в [6]

$$F(x) = (1 - A \tanh^2(x))^{-\alpha} - 1, \quad (6)$$

где  $A = (g_2 a_2^d - g_1 a_1^d)/(g_2 a_2^d + g_1 a_1^d)$ . Здесь и далее  $\mu$  — эффективный магнитный момент электрона, а иденксы 1 и 2 у плотности состояний на уровне Ферми  $g$  и радиуса локализации  $a$  обозначают параметры  $D^0$ - и  $D^-$ -состояний соответственно. При этом величина  $T_0$  в формулах (1) и (5) задается выражением  $T_0 = 2\eta_c/(g_2 a_2^d + g_1 a_1^d)k_B$  [6].

Приведем теперь экспериментальные аргументы, свидетельствующие о справедливости скейлингового подхода в рамках спин-поляризационной модели. В качестве примера рассмотрим опубликованные ранее в работе [7] данные по магнитосопротивлению углеродного наноматериала, синтезированного в условиях высокого давления из смеси фуллеренов  $C_{2N}$ . На рис. 1 приведены полевые зависимости магнитосопротивления при различных температурах для образца с прыжковой проводимостью моттовского типа с  $\alpha = 1/4$  и  $T_0 = 33666$  К. Хорошо видно, что имеет место заметное отклонение от асимптотики слабого магнитного поля  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$  уже в области  $H^2 \geq 700-900$   $\text{kOe}^2$  ( $H \geq 26-30$   $\text{kOe}$ ). Представление данных рис. 1 в координатах  $(T/T_0)^{1/4} \ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H/T)$  показывает, что в рассматриваемом случае выполняется скейлинговое соотношение, ожидаемое для спин-поляризационного магнитосопротивления (рис. 2). Кроме того, формула (6) позволяет хорошо описать экспериментальные данные (сплошная линия на рис. 2), и двухпараметрическая подгонка дает  $\mu = (0.82 \pm 0.01) \mu_B$  и  $A = (9.09 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$ . Значение последнего параметра согласуется с величинами  $A$ , определенными ранее для других углеродных наноматериалов [6].

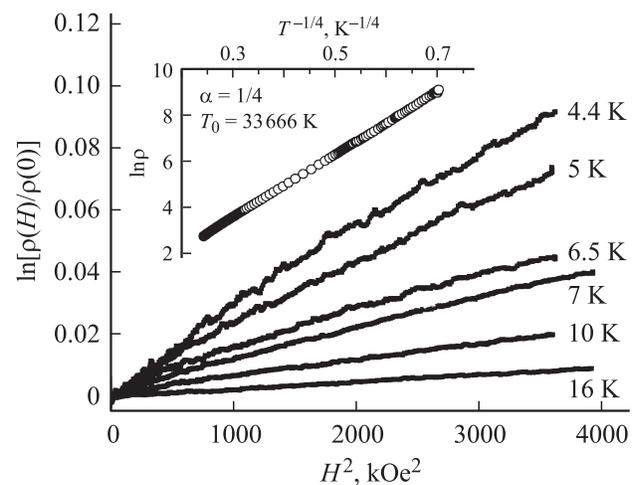
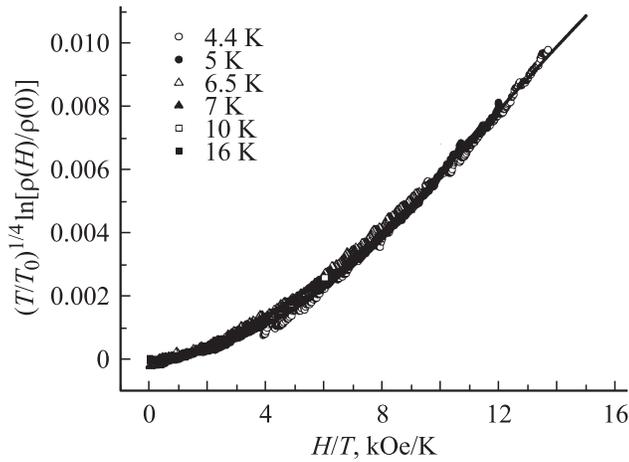


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления и полевые зависимости магнитосопротивления в области прыжковой проводимости для образца углеродного наноматериала, полученного из смеси фуллеренов  $C_{2N}$  (по работе [7]).



**Рис. 2.** Скейлинг магнитосопротивления углеродного наноматериала, полученного из смеси фуллеренов  $C_{2N}$ . Сплошная линия — расчет по формуле (6).

Несколько неожиданным оказывается найденная из расчета величина магнитного момента электрона, которая хотя и близка к магнетону Бора, но все же оказывается несколько меньше ожидаемого „из общих соображений“ для немагнитной системы значения  $\mu = \mu_B$ .

Из проведенного анализа следует, что для образца  $C_{2N}$  спин-поляризационный вклад в магнитосопротивление доминирует, а вклад, обусловленный сжатием волновой функции, в исследованной области параметров пренебрежимо мал. Если потребовать, чтобы для всех значений температуры и магнитного поля амплитуда магнитосопротивления, возникающая в результате эффекта сжатия, не превышала бы 0.01 от экспериментально наблюдаемой величины, то это дает оценку сверху для радиусов локализации:  $a_1, a_2 \leq 10 \text{ \AA}$ . Отметим, что с представлением о сильной степени локализации волновой функции в исследуемом образце согласуется и высокое значение параметра  $T_0$ .

Приведенный пример показывает, что для тех объектов, в которых необходимо учитывать как спин-поляризационный вклад, так и вклад от эффекта сжатия, часто может реализовываться ситуация, когда условия  $a < l_H$  и  $x = \mu H/k_B T \sim 1$  будут выполняться одновременно. Иными словами, для механизма сжатия будет справедлива асимптотика слабого поля, в то время как для спин-поляризационного вклада будет наблюдаться отклонение от закона  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$ , обусловленное насыщением этого эффекта (см. (6)). В такой ситуации можно предложить следующий алгоритм количественного анализа экспериментальных данных положительного магнитосопротивления, позволяющий существенно расширить диапазон магнитного поля и выйти за пределы стандартного квадратичного магнитосопротивления.

Предположим, что нам известны температурная зависимость проводимости при постоянном токе и полевая зависимость магнитосопротивления в режиме прыжковой

проводимости с переменной длиной прыжка при разных температурах. Тогда в качестве первого шага следует найти  $T_0$  и  $\alpha$  из проводимости при постоянном токе (см. (1)).

На втором шаге следует проанализировать область квадратичного магнитосопротивления в соответствии с подходом, предложенным в работе [6]. В этом диапазоне в дополнение к спин-поляризационному механизму легко учесть поправку на сжатие волновой функции. Можно показать, что для этого может быть использована формула (2), в которой радиус локализации  $a$  заменен эффективной величиной  $a_{\text{eff}} = [(a_1^4 + \epsilon a_2^4)/(1 + \epsilon)]^{1/4}$  (где  $\epsilon = g_2 a_2^d/g_1 a_1^d$ ), которая благодаря очевидному условию  $a_1 < a_2$  (для водородоподобного центра  $a_2 \approx 4a_1$  [10]) и экспериментально найденным величинам  $\epsilon \sim 1$  для различных углеродных наноматериалов [6] сводится к  $a_{\text{eff}} \sim a_2$ . В пределе слабых магнитных полей ( $x \ll 1$ ) формула (6) дает  $F(x) \approx \alpha A x^2$ , и общее выражение для магнитосопротивления, учитывающего спиновую поляризацию и эффект сжатия, принимает вид [6]

$$\ln \left[ \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \right] = \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha A_{\text{eff}}(T) \left( \frac{\mu_B H}{k_B T} \right)^2, \quad (7a)$$

$$A_{\text{eff}} = A(\mu/\mu_B)^2 + (t_d e^2 a_{\text{eff}}^4 k_B^2 T_0^{2\alpha} / c^2 \hbar^2 \alpha) T^{2-2\alpha}. \quad (7b)$$

Тогда из данных магнитосопротивления в слабых полях можно найти величину  $A_{\text{eff}}(T)$  и построить ее график как функцию  $T^{2-2\alpha}$  (см. (7a) и (7b)). Видно, что экстраполяция зависимости  $A_{\text{eff}}(T)$  к значению  $T = 0$  позволяет определить комбинацию параметров  $A(\mu/\mu_B)^2$ , а наклон прямой в координатах  $A_{\text{eff}} = f(T^{2-2\alpha})$  дает возможность рассчитать  $a_{\text{eff}}$ , определив тем самым вклад от механизма сжатия при произвольной температуре в пределе слабого поля для этого эффекта.

Теперь можно сделать третий шаг и выбрать диапазон магнитных полей, где эффект сжатия описывается выражением (2), т. е. полей, в которых выполняется неравенство  $l_H = \sqrt{\hbar c/eH} < a_{\text{eff}}$ . В этом интервале вклад эффекта сжатия в полевую зависимость магнитосопротивления может быть вычислен для каждой температуры и вычтен из экспериментальных кривых. Остаток должен соответствовать чисто спин-поляризационному механизму, и, если температура достаточно мала, можно достигнуть диапазона  $x \sim 1$ , где скейлинговая функция (6) отклоняется от квадратичной асимптотики (хотя асимптотика  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$  для сжатия волновой функции сохраняется). Критерием корректности проведенного разделения вкладов в магнитосопротивление будет выполнение скейлинга для спин-поляризационной части, задающегося выражением (5), т. е. все данные в координатах  $(T/T_0)^\alpha \ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H/T)$  должны образовывать единую кривую.

На заключительном этапе анализа данных можно найти параметры  $A$  и  $\mu$  путем аппроксимации скейлинговой кривой с помощью формулы (6). Так как комбинация  $A(\mu/\mu_B)^2$  уже известна из анализа квадратичного магнитосопротивления, подгонка будет однопараметрической.

Видно, что приведенный алгоритм анализа данных положительного магнитосопротивления позволяет определить все параметры модели:  $a_{\text{eff}} \sim a_2$ ,  $\mu$  и  $A$ . Далее из значений  $T_0$  и  $A$  могут быть рассчитаны величины  $g_{1,2}a_{1,2}^4$ . Подчеркнем, что в отличие от обычной „моттовской спектроскопии“ (см. (1)–(4)) эта процедура не позволяет находить радиус локализации  $a_1$  и плотности состояний для  $D^0$ - и  $D^-$ -центров. Для того чтобы оценить эти параметры, необходимо сделать дополнительное предположение о величине отношения  $a_2/a_1$ .

В случае когда магнитосопротивление в области прыжковой проводимости моттовского типа помимо положительной части содержит отрицательный вклад, анализ данных становится более сложным. В настоящий момент теория прыжковой проводимости [5] не дает явных аналитических выражений, пригодных для описания отрицательного магнитосопротивления в широком диапазоне полей. Следовательно, учет этого слагаемого может быть выполнен лишь в рамках более или менее разумных предположений о его зависимости от магнитного поля и температуры. Тем не менее и в этом случае критерием корректности разделения вкладов в магнитосопротивление может служить выполнение универсального скейлингового соотношения для спин-поляризованной части. В следующем разделе применение предложенной схемы анализа данных продемонстрировано на примере углеродного наноматериала с прыжковой проводимостью, магнитосопротивление которого содержит положительный и отрицательный вклады.

### 3. Прыжковая проводимость и магнитосопротивление углеродного наноматериала на основе одностеночных углеродных нанотрубок

Исследуемые образцы синтезировались из одностеночных углеродных нанотрубок методом термобарической закалки в условиях высокого давления. В качестве исходного использовался материал, полученный осаждением в дуговом разряде и содержащий примесь никелевого катализатора. Содержание магнитной примеси никеля определялось с помощью вибрационного магнитометра. Дальнейшая обработка при высоком давлении и температуре проводилась в камере типа „Тороид“ [11] с использованием изолирующего контейнера из NaCl. Структура приготовленных таким образом образцов характеризуется высокой степенью разупорядочения, и на кривых рентгеновской дифракции обнаруживается лишь несколько широких максимумов. Оценка корреляционной длины неупорядоченной углеродной сетки дает значение 1–2 nm. Более подробное описание влияния условий синтеза на структуру полученного нами углеродного наноматериала будет опубликовано отдельно.

Обнаружено, что проводимость образцов, синтезированных при  $p_{\text{syn}} = 7 \text{ GPa}$  и  $T_{\text{syn}} = 300^\circ\text{C}$  и содержа-

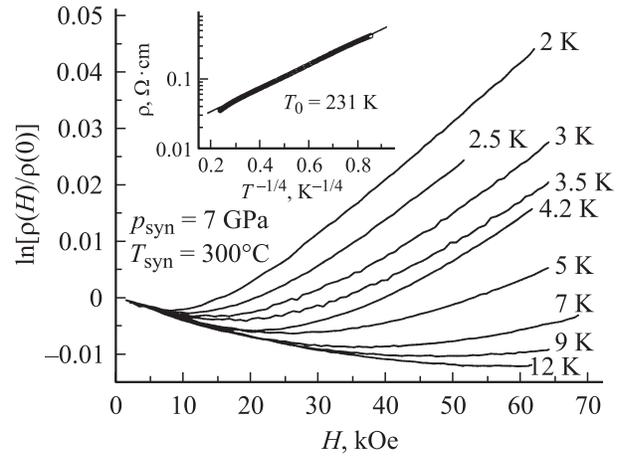
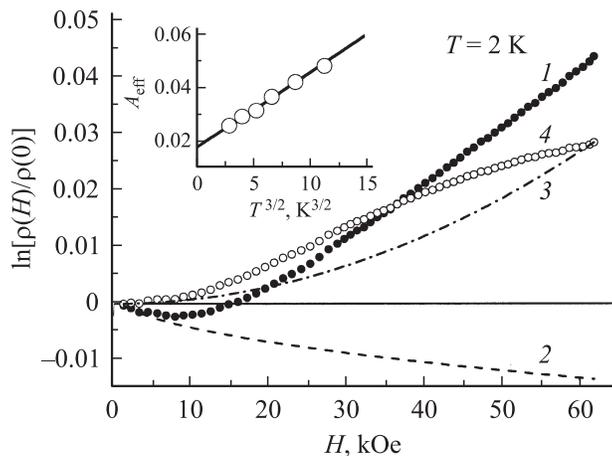


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления и полевые зависимости магнитосопротивления в области прыжковой проводимости для образцов углеродного наноматериала, полученного из одностеночных углеродных нанотрубок.

щих 5% примеси никеля, имеет прыжковый характер и в диапазоне  $T < 100 \text{ K}$  следует закону Мотта (1) с  $\alpha = 1/4$  (см. вставку к рис. 3). При этом на полевых зависимостях магнитосопротивления, измеренных в магнитном поле до 70 kOe, наблюдаются положительный и отрицательный вклады (рис. 3). Отметим, что такая структура магнитосопротивления качественно согласуется с результатами опубликованных ранее исследований прыжковой проводимости образцов, приготовленных на основе одностеночных углеродных нанотрубок с примесью никеля и имевших показатель степени прыжковой проводимости  $\alpha = 1/3$  [12].

Для применения сформулированного в предыдущем разделе алгоритма анализа данных  $\ln[\rho(H)/\rho(0)]$  необходимо вычесть отрицательный вклад. Для аналитического описания этого члена мы использовали модельные соотношения  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\tanh^2(H/H^*)$  и  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\sqrt{H}$ , которые передают две различные физические ситуации: насыщение или некоторую слабую полевую зависимость отрицательного магнитосопротивления в сильном магнитном поле. Выполненные расчеты показали, что параметры модели спин-зависимого прыжкового транспорта, получаемые из положительной части магнитосопротивления, в двух исследованных случаях различались по абсолютной величине не более чем на 15%. В то же время модель отрицательного вклада  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\tanh^2(H/H^*)$  характеризовалась меньшей точностью аппроксимации формы полевых зависимостей магнитосопротивления, и по сравнению с моделью  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\sqrt{H}$  величина среднего квадратичного отклонения увеличивалась в 1.5–2.5 раза. Следствием этого являлось также соответствующее увеличение погрешности определения параметров спин-поляризационной модели при использовании зависимости отрицательного магнитосопротивления вида  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\tanh^2(H/H^*)$ . Так



**Рис. 4.** Пример разделения различных вкладов в магнитосопротивление. 1 — экспериментальная кривая, 2 — отрицательный вклад, 3 — магнитосопротивление, обусловленное эффектом сжатия волновой функции, 4 — спин-поляризационная часть магнитосопротивления. На вставке показана температурная зависимость  $A_{\text{eff}}$  (см. текст).

как модельный корневой закон отрицательного магнитосопротивления обеспечивает лучшее воспроизведение экспериментального вида кривых  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H)$  и дает минимальную ошибку в определении параметров спин-поляризационного транспорта, далее мы рассмотрим результаты, полученные для этого случая.

Следует отметить, что аппроксимирующее выражение для отрицательного магнитосопротивления  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -\sqrt{H}$  некорректно в пределе  $H \rightarrow 0$ , где должна выполняться асимптотика  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim -H^2$  (эта ситуация хорошо известна в теории квантовых поправок [13,14]). Чтобы избежать излишнего усложнения аналитического выражения для отрицательного вклада, мы ограничились снизу диапазон магнитного поля величиной  $H_{\text{min}} \sim 2$  kOe и добавили в подгоночную формулу постоянный член. Таким образом, для описания полевых зависимостей магнитосопротивления в области слабого магнитного поля мы применяли выражение вида

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = A_2 H^2 - A_{1/2} \sqrt{H} + A_0, \quad (8)$$

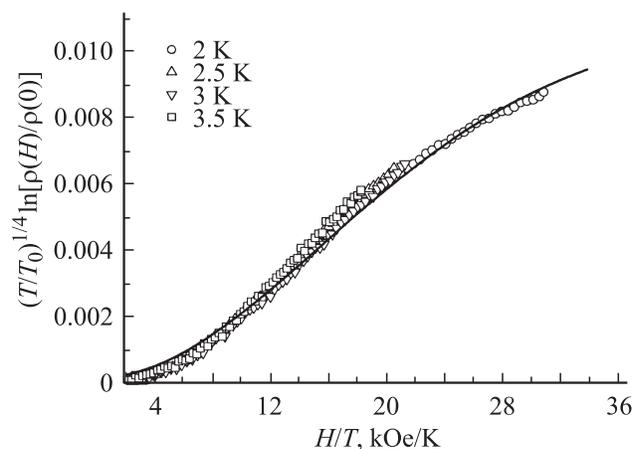
которое было использовано для подгонки в диапазоне  $H_{\text{min}} < H < H_{\text{max}}$ . Ограничивающее сверху магнитное поле  $H_{\text{max}}(T)$  зависит от температуры и соответствует пределу применимости квадратичной асимптотики  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$  для положительного магнитосопротивления.

Найденные для каждой температуры коэффициенты  $A_0$  и  $A_{1/2}$  определяют отрицательный вклад в магнитосопротивление, вычитание которого позволяет найти положительный вклад в магнитосопротивление, который необходимо проанализировать в рамках предлагаемого теоретического подхода. Полученные в результате подгонки коэффициенты  $A_2$  в выражении (8) были использованы для вычисления  $A_{\text{eff}}$  (см. (7b)). Из вставки к рис. 4

видно, что температурная зависимость этого параметра хорошо согласуется с теоретически предсказанной для случая, когда одновременно необходимо учитывать спин-поляризационный механизм и эффект сжатия волновой функции (см. (7b)). По зависимости  $A_{\text{eff}}(T)$  было определено значение  $a_{\text{eff}} \sim a_2 \sim 6$  nm, которое оказывается меньше магнитной длины  $l_H(70 \text{ kOe}) \sim 10$  nm. Таким образом, формула (2) с  $a = a_{\text{eff}}$  может быть использована для расчета вклада от эффекта сжатия в положительное магнитосопротивление для каждой исследованной температуры. В результате мы видим, что для экспериментальных данных рис. 3 можно найти спин-поляризационный вклад путем вычитания отрицательного магнитосопротивления и вклада от эффекта сжатия. Эта процедура проиллюстрирована на рис. 4, где показаны различные компоненты магнитосопротивления при  $T = 2$  K.

Теперь можно проверить справедливость скейлингового соотношения (5) для спин-поляризационной части магнитосопротивления. Из данных рис. 5 следует, что ожидаемый в теории скейлинг хорошо выполняется, что подтверждает корректность выполненного разделения магнитосопротивления на различные вклады в присутствии отрицательного магнитосопротивления. Более того, формула (6) для  $F(x)$  удовлетворительно передает форму кривой, включая тенденцию к насыщению при  $H/T > 16$  kOe/K (сплошная линия на рис. 5). При этом найденное значение эффективного магнитного момента составляет  $\mu = 0.66 \pm 0.07 \mu_B$ . Подчеркнем, что подгонка данных рис. 5 с помощью формулы (6) является однопараметрической, поскольку величина  $A_{\text{eff}}(T = 0) = (\mu/\mu_B)^2 A$  известна (см. вставку к рис. 4).

Полученные значения  $\mu$  позволяют найти  $A = (4.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$  и оценить отношение  $\varepsilon = g_2 a_2^d / g_1 a_1^d \approx 1.08$ . Эти результаты согласуются со значениями параметров, найденными в предыдущих ра-



**Рис. 5.** Скейлинг спин-поляризационной части магнитосопротивления углеродного наноматериала, полученного из одностеночных углеродных нанотрубок. Сплошная линия — расчет по формуле (6).

ботах для различных углеродных наноматериалов [6,7]. Исходя из величины характерной температуры в законе Мотта  $T_0 = 231$  К (см. вставку к рис. 3) можно оценить значение параметра  $g_1 a_1^3 \approx 0.85 \text{ meV}^{-1}$ . Принимая для радиуса локализации оценку  $a_1 \sim 1.5\text{--}2 \text{ nm}$ , соответствующую отношениям  $a_2/a_1 \sim 3\text{--}4$ , находим, что плотность состояний в углеродном наноматериале на основе одностеночных углеродных нанотрубок должна быть  $g_1 \sim (1.1\text{--}2.5) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{meV}^{-1}$ .

#### 4. Заключение

В настоящей работе предложена процедура анализа данных прыжковой проводимости моттовского типа ( $\alpha = 1/4$ ), основанная на учете спин-поляризационного механизма. Основной идеей развитого нами подхода является скейлинг прыжкового магнитосопротивления вида  $(T/T_0)^\alpha \ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H/T)$ , который, во-первых, позволяет расширить диапазон магнитного поля и, во-вторых, может служить критерием правильности разделения различных вкладов в магнитосопротивление. Указанная процедура была экспериментально проверена для сложного случая, когда магнитосопротивление имеет несколько вкладов, включая вклад от эффекта сжатия, спин-поляризационный и отрицательный вклады. Мы показали, что рассмотренная схема анализа данных позволяет найти все параметры локализованных состояний, фигурирующие в теории. Установлено, что скейлинговая функция (6) хорошо описывает экспериментальные данные для углеродных наноматериалов на основе смеси фуллеренов  $C_{2N}$  и одностеночных углеродных нанотрубок с магнитной примесью.

Следует отметить, что в предыдущих работах [6,7] был рассмотрен случай только положительного магнитосопротивления и квадратичной асимптотики слабого магнитного поля  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$ , не позволяющей найти значение эффективного магнитного момента, и анализ данных проводится в предположении  $\mu = \mu_B$ . В настоящей работе на примере как немагнитного материала на основе смеси фуллеренов  $C_{2N}$ , так и материала, приготовленного из одностеночных нанотрубок с магнитной примесью никеля, мы показали, что соответствие эксперимента модельному расчету достигается для  $\mu \sim 0.7\text{--}0.8\mu_B$ . Этот результат позволяет предположить, что у углеродных наноматериалов возникает перенормировка эффективного магнитного момента электронов, участвующих в прыжковом транспорте. Природа этой аномалии остается неясной; из полученных данных можно заключить, что в материале с магнитными примесями изменение магнитного момента выражено сильнее.

Указание на возможную перенормировку эффективного магнитного момента у углеродных наноматериалов получено на основании анализа данных прыжкового транспорта и, разумеется, является косвенным. Тем не менее в литературе известны экспериментальные свидетельства того, что магнетизм некоторых слабомагнитных

углеродных систем имеет аномальный характер и, в частности, характеризуется редуцированными значениями эффективного магнитного момента [15,16]. Таким образом, в качестве актуальной научной задачи будущих исследований можно сформулировать изучение магнитных свойств различных углеродных наноматериалов, включая определение величины магнитного момента прямыми спектроскопическими методами.

Авторы признательны А.А. Пронину за помощь в проведении ряда экспериментов.

#### Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979).
- [2] И.П. Звягин. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. Изд-во МГУ, М. (1984).
- [3] С.В. Демишев, Д.Г. Луниц, А.Г. Ляпин, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин. ЖЭТФ **110**, 334 (1996).
- [4] M.E. Raikh, J. Czigong, Qiu-yi Ye, F. Koch, W. Schoepe, K. Ploog. Phys. Rev. B **45**, 6015 (1992).
- [5] V.I. Shklovskii. B.Z. Spivak. In: Hopping transport in solids / Eds M. Pollak, B. Shklovskii. North-Holland, Amsterdam (1991). P. 271.
- [6] С.В. Демишев, А.А. Пронин. ФТТ **48**, 1285 (2006).
- [7] А.А. Пронин, В.В. Глушков, М.В. Кондрин, А.Г. Ляпин, В.В. Бражкин, Н.А. Самарин, С.В. Демишев. ФТТ **49**, 1336 (2007).
- [8] A. Kurobe, H.J. Kamimura. Phys. Soc. Jpn. **51**, 1904 (1982).
- [9] K.A. Matveev, L.I. Glazman, P. Clarke, D. Ephron, M.R. Beasley. Phys. Rev. B **52**, 5289 (1995).
- [10] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. Задачи по квантовой механике. Наука, М. (1981).
- [11] A.G. Lyapin, V.V. Brazhkin, S.G. Lyapin, S.V. Popova, T.D. Varfolomeeva, R.N. Voloshin, A.A. Pronin, N.E. Sluchanko, A.G. Gavriluk, I.A. Trojan. Phys. Stat. Sol. (b) **211**, 401 (1999).
- [12] G.T. Kim, E.S. Choi, D.C. Kim, D.S. Suh, Y.W. Park, K. Liu, G. Duesberg, S. Roth. Phys. Rev. B **58**, 16 064 (1998).
- [13] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ **81**, 768 (1981).
- [14] A. Kawabata. J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 628 (1980).
- [15] С.В. Демишев, Л. Векхёйзен, В.В. Мощалков, А.А. Пронин, Н.Е. Случанко, Н.Г. Спицина, Э.Б. Ягубский. Письма в ЖЭТФ **69**, 733 (1999).
- [16] S.V. Demishev, N.E. Sluchanko, L. Weckhuysen, V.V. Moshchalkov, H. Ohta, S. Okubo, Y. Oshima, N.G. Spitsina. ФТТ **44**, 425 (2002).