

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОГЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**В. А. Борисов**

*Белорусский государственный университет, г. Минск;*

*velo\_to@mail.ru; науч. рук. – В. А. Доросинец*

Проведены экспериментальные исследования температурной зависимости сопротивления и магнитосопротивления композитных металлоуглеродных образцов C(Co), проявляющих эффект слабой локализации. Магнитосопротивление при температуре  $T = 2,2$  К является знакопеременным, что объясняется вкладом механизма спин-орбитального взаимодействия. Анализ кривых магнитосопротивления позволил рассчитать значения параметров, характеризующих время потери фазы волновой функции при неупругом рассеянии и время спин-орбитального взаимодействия.

**Ключевые слова:** углеродные материалы; квантовая поправка; слабая локализация; магнитосопротивление.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование механизмов электропроводности и извлечение микроскопических параметров гетерогенных (композитных) материалов, характеризующих их электрофизические свойства, представляет собой сложную задачу из-за неоднородности материалов, одновременного совместного проявления нескольких механизмов электропроводности, соотношение вкладов которых изменяется для разных типов экспериментов и при изменении условий. К такому классу объектов относятся в частности металлоуглеродные материалы C(Co). Следствием неидеальности строения графеновых плоскостей является наблюдение для образцов с подобной структурой эффекта слабой локализации при низких температурах [1].

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ В ИССЛЕДУЕМОМ ОБРАЗЦЕ

На Рис.1 представлены температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  исследованного образца. Видно, что в области температур ниже перегиба (при  $T = 41$  К) экспериментальная кривая  $R(T)$  хорошо описывается логарифмической зависимостью, с небольшим отклонением от нее для самых низких температур эксперимента ( $T < 3$  К). Такое поведение зависимости  $R(T)$  характерно при учете квантовой поправки к классической проводимости Друде для двумерного случая проявления эффекта слабой локализации и наблюдается для тонких слоев углерода в предграфитном состоянии [2].

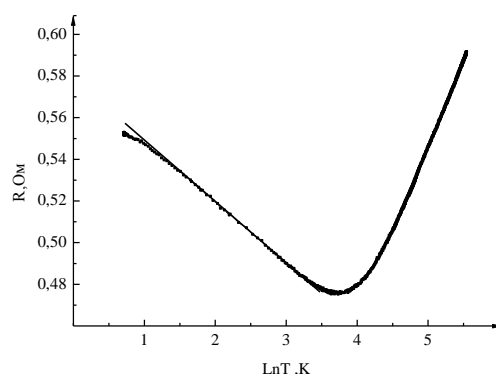


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца С(Со): прямая линия соответствует идеальной логарифмической зависимости

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ

На Рис. 2 представлена экспериментальная кривая магнитосопротивления исследованного образца для температуры  $T = 2,2$  К. Рисунок свидетельствует о знакопеременном характере магнитосопротивления. Поскольку эффект слабой локализации для рассматриваемого образца при  $T = 2.2$  К имеет двумерный характер, полная кривая изменения электропроводности  $\Delta\sigma(B)$  при приложении магнитного поля  $B$  может быть описана формулой Хиками [3]:

$$(1)$$

где  $\Psi$  - дигамма-функция,  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$  – параметры, характеризующие процессы потери фазы волновой функции электронов в процессе неупругого рассеяния на примесях и в результате спин-орбитального взаимодействия. Они в свою очередь представляют собой комбинации параметров:

$$B_x = \hbar / 4eDt_x : \quad (2)$$

$$B_1 = B_0 + B_{SO} + B_S, \quad B_2 = B_1 + 4 B_{SO}/3 + 2B_S/3, \quad B_3 = B_1 + 2B_S, \quad (3)$$

где ( $X=0,I, SO,S$ ),  $\hbar$  – постоянная Планка,  $D$  – коэффициент диффузии,  $t_x$  – время рассеяния:  $t_0$  – упругого,  $t_1$  – неупругого,  $t_{SO}$  – за счет спин-орбитального взаимодействия,  $t_S$  – на магнитной примеси.

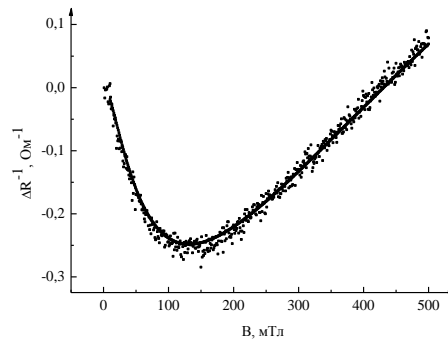


Рис. 2. Зависимость обратного сопротивления образца от магнитного поля при  $T=2,2$  К (точки) и ее аппроксимация формулой 1 (сплошная линия)

Вид формул (1–3) позволяет предположить, что аппроксимация экспериментальных кривых магнитосопротивления формулой (1) может позволить извлечь значения параметров  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$ , на основании которых можно извлечь непосредственно времена, определяющие процессы рассеяния. Наилучших результатов аппроксимации экспериментальной кривой на Рис.2 с использованием метода наименьших квадратов математического пакета Matlab удалость достичь для параметров  $B_1 = 9.3 \cdot 10^3$ ,  $B_2=49,13$  и  $B_3=8,73$  мТ, соответственно. Для проверки корректности полученных величин  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$  проведена проверка вариативности результата расчета по формуле (1) при изменении значений параметров в окрестности их рассчитанных значений. Анализ показал, что в то время когда незначительное отклонение от полученных значений для  $B_2$  и  $B_3$  приводило к существенному возрастанию ошибки, кратное же изменение параметра  $B_1$  имело лишь незначительный эффект на точность аппроксимации. С целью определения достоверности полученного значения  $B_1$  была проведена следующая процедура. Из Рис. 2 определялось значение индукции магнитного поля, при котором кривая магнитосопротивления пересекала ось  $X$  ( $B_c = 430,6$  мТл), и в формулу (2) подставлялось это значение и значения для индукции магнитного поля  $B$ . Строились зависимости функции  $\Delta R^{-1}$  для этих параметров в зависимости от параметра  $B_1$ , которая представляет абсолютную ошибку для данного значения индукции магнитного поля, Рис.3. Дополнительно оценивалось влияние шумов измерения на точность определения параметра  $B_1$ .

Для расчета характеристических времен в формуле (3) мы можем сохранить только доминирующий вклад от неупругого рассеяния  $B_1$  и рассчитанное значение для  $t_1$  равно значению времени потери фазы волновой функции электрона  $t_\phi$  составит  $3,5 \cdot 10^{-11}$  с. Из выражения для  $B_2$  формулы (3)  $t_{SO}$  составляет  $1,09 \cdot 10^{-11}$  с. Учитывая неопределенность в определении параметра  $B_1$  для максимального значения времени упругого рассеяния электронов  $t_0$  при использовании полученного минимального значения для  $B_1$  получим  $9,1 \cdot 10^{-14}$  с.

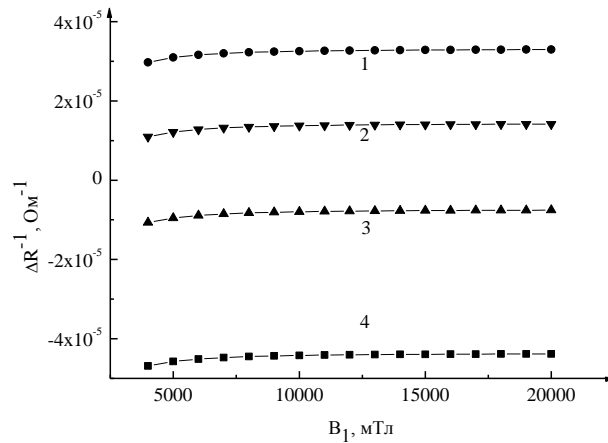


Рис. 3. Ошибка отклонения рассчитанного значения  $\Delta R^{-1}$  в точке пересечения аппроксимирующей кривой по формулу (1) оси X от значения параметра  $B_1$ .

Номера кривых соответствуют значениям параметра  $B_C$  :

1 – 430,6; 2 – 428; 3 – 425; 4 – 415 мТл

Для сравнения для меди из данных работы [4] для времен рассеяния при  $T = 2$  К можно получить значения  $t_1 = 7,9 \cdot 10^{-11}$  с,  $t_0 = 6,5 \cdot 10^{-15}$  с,  $t_{SO} = 3,5 \cdot 10^{-14}$  с, соответственно.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ кривых магнитосопротивления в температурной области, где наблюдаются квантовые поправки к электропроводности Друде позволяют рассчитать значения микроскопических параметров, характеризующих электропроводящие свойства гетерогенных металлоуглеродных материалов. Особенную тщательность при проведении аппроксимации необходимо проявлять при определении параметра  $B_1$ , характеризующего время упругого рассеяния носителей заряда.

## Библиографические ссылки

1. Two dimensional weak localization in partially graphitic carbons / V. Bayot [et al.] // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40, № 6. P. 3514–3523.
2. Получение и электрофизические свойства кобальтосодержащих углеродных волокон / И. А. Башмаков [и др.] // Физика твердого тела. 2002. Т. 44, № 9. С. 1614–1621.
3. Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y. Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System // Prog. Theor. Phys. 1980. Vol. 63, № 2. P. 707–710.
4. Rosenbaum R. Superconducting fluctuations and magnetoconductance measurements of thin films in parallel magnetic fields // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32, № 4. P. 2190–2199.