

Магнітоопір модифікованих вуглецевих нанотрубок

Т.А. Лень¹, І.В. Овсієнко¹, Л.Ю. Мацуй¹, І.Б. Беркутов^{2, 3}, І.Г. Мірзоев², Д. Гніда⁴, Ю.А. Куницький¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, просп. Глушкова, 4, 01601 Київ, Україна

² Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАНУ, просп. Науки, 47, 61103 Харків, Україна

³ Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, USA

⁴ Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, P.O. Box 1410, 50-950 Wrocław, Poland

(Получено 09.11.2016; в отредактированной форме – 07.02.2017; опубликовано online 20.02.2017)

Досліджено вплив модифікації вуглецевих нанотрубок оксидами заліза на їх електро- та магніто-транспортні властивості. Показано, що для модифікованих вуглецевих нанотрубок в електро- та магнітоопорі має місце прояв ефектів двовимірної слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду. За даними низькотемпературних досліджень магнітоопору встановлений вигляд температурної залежності часу релаксації фази хвильової функції та оцінено зміщення рівня Фермі в модифікованих вуглецевих нанотрубках.

Ключові слова: Багатостінні вуглецеві нанотрубки, Електроопір, Магнітоопір, Модифікація .

DOI: [10.21272/jnep.9\(1\).01018](https://doi.org/10.21272/jnep.9(1).01018)

PACS numbers: 61.48.De, 88.30.rh

1. ВСТУП

Для розв'язання задач нанотехнології вимагається створення нових наноматеріалів, зокрема, на основі вуглецевих нанотрубок (ВНТ) [1-4]. ВНТ є функціональним матеріалом, завдяки унікальним електричним та магнітним властивостям. Дослідження властивостей ВНТ дало поштовх сучасному етапу розвитку уявлень про алотропію вуглецю й ініціювало багаточислені експериментальні та теоретичні роботи з пошуку і отримання нових нанорозмірних форм вуглецю. Особливості структури ВНТ визначають їх хімічні, теплофізичні, електричні, магнітні, оптичні і спектроскопічні властивості. Ще одна перспективна область застосування наноматеріалів – створення на їх основі нових магнітних матеріалів з унікальними властивостями шляхом функціоналізації і модифікування металами. Це зумовлено як перспективністю практичного використання таких матеріалів, так і необхідністю з'ясування фізичної природи формування їх властивостей. Дослідження магнітоопору в магнітному полі є важливим методом отримання інформації про механізми розсіювання електронів провідності. Модифікація металами ВНТ, тобто приєднання елементів до поверхні ВНТ чи заповнення внутрішніх порожнин ВНТ, приводить до суттєвих змін їх електронної структури та фізичних властивостей. Модифікування ВНТ дозволяє отримувати нові наноматеріали з новими напередзаданими фізичними властивостями. Проте, на сьогоднішній час недостатньо дослідженим є питання експериментальних досліджень транспортних властивостей модифікованих ВНТ та пояснення механізму формування транспортних властивостей.

Метою даної роботи було встановлення впливу модифікації вуглецевих нанотрубок на їх електро- та магніто-транспортні властивості та оцінка за даними низькотемпературних досліджень магнітоопору зміни параметрів електронної структури при модифікації.

2. ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Об'єктом дослідження були багатостінні вуглецеві нанотрубки, модифіковані оксидом заліза. Вихідні для модифікації ВНТ були отримані CVD-методом з використанням в якості каталізатору нікелю. Детально структура вихідних ВНТ описана в [4]. Відповідно до даних електронної мікроскопії внутрішній діаметр ВНТ складає (10-20) нм, а середня довжина трубок приблизно 15 мкм. За даними рентгенівської дифракції розмір кристалітів у вихідних ВНТ складає ~ 10 нм, відстань між сусідніми шарами $d_{002} = 0.336$ нм.

Модифікація ВНТ оксидами заліза була проведена методом відновлення оксиду металу з солі при просоченні ВНТ водно-сольовим розчином [Ошибка! Закладка не определена.]. Концентрація оксидів заліза в модифікованих ВНТ складала 10 % мас.

На рис. 1 наведений фрагмент типової дифрактограми, отриманої для модифікованих ВНТ.

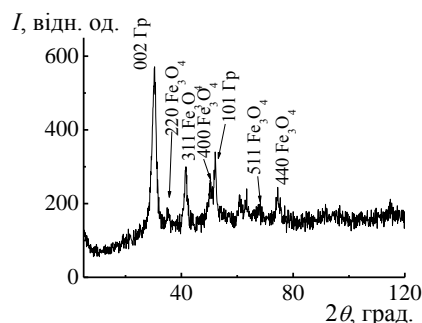


Рис. 1 – Рентгенівська дифрактограма для модифікованих ВНТ

Як видно з рисунку, на дифрактограмі присутні наряду з рефлексами, що відповідають відбиттям від графітових площин, рефлекси, що відповідають оксидам заліза Fe_3O_4 та FeO . Відносна інтенсивність рефлексів, що відповідають оксиду заліза FeO , є бі-

льшою, ніж інтенсивність відбиттів, що відповідають оксиду заліза Fe_3O_4 , хоча відносні інтенсивності цих рефлексів є суттєво меншими, ніж інтенсивність графітового 002-рефлексу. Отже, в результаті модифікації на поверхні ВНТ утворюються частинки оксидів заліза Fe_3O_4 та FeO , вміст яких не перевищує 10 %.

Електроопір зразків у магнітному полі та при зміні температури вимірювався стандартним чотиризондовим компенсаційним методом [5]. Вимірювання проводилися в інтервалі температур від 2 К до 300 К і в магнітних полях до 10 Т. Магнітоопір зразків визначався як:

$$\Delta\rho/\rho = (\rho_B - \rho_0)/\rho_0,$$

де ρ_B – опір в магнітному полі з індукцією B , ρ_0 – опір при нульовому магнітному полі при $B = 0$. Зразки для досліджень виготовлялися методом холодного пресування у вигляді брусків з розмірами $2 \text{ мм} \times 3.5 \text{ мм} \times 15 \text{ мм}$ [6].

Усі виміри електрофізичних та магнітних параметрів проводилися на 5-7 зразках та оброблялись методами математичної статистики.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА ТА АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для виявлення впливу хімічної модифікації на електрофізичні властивості ВНТ були проведені дослідження температурних залежностей питомого опору ВНТ в інтервалі температур 4.2-300 К.

На рис. 2 наведено типові залежності $\rho(T)$ для вихідних та модифікованих оксидами заліза ВНТ.

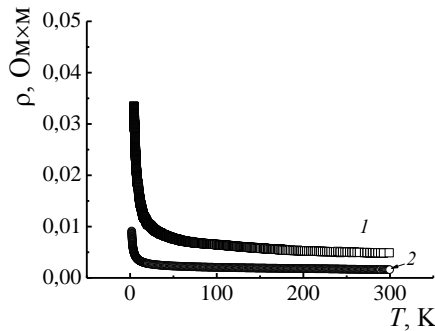


Рис. 2 – Типові температурні залежності питомого електроопору вихідних (1) та модифікованих ВНТ (2)

Як випливає з рис. 2, модифікація ВНТ приводить до зменшення величини питомого електроопору у порівнянні з вихідними ВНТ, хоча вигляд залежностей $\rho(T)$ для вихідних та модифікованих ВНТ є подібним. Зменшення питомого опору при збільшенні температури спостерігається для обох зразків ВНТ. Проте, характер температурної залежності електроопору для вихідних та модифікованих ВНТ є дещо різним. Так, для вихідних ВНТ відношення ρ_{5K}/ρ_{300K} складає 6, а для модифікованих ВНТ це відношення дорівнює 2.9.

Як показано у роботах [4, 7-9], для дрібнокристалічних графітових матеріалів та для багатостінних

ВНТ, які за параметрами структури можна віднести до дрібнокристалічних графітів, електропровідність слабо залежить від температури, що пов'язане з переважним зернограничним розсіюванням носіїв заряду, яке є температуро незалежним [7, 8]:

$$\sigma = \frac{\Delta E_F e^2 L_b}{\sqrt{3} \pi \hbar \alpha_0 \gamma_0 d_{002}} \quad (1)$$

де E_F – енергія на рівні Фермі, e – заряд електрона, L_b – ефективна довжина вільного пробігу носіїв заряду, γ_0 – інтеграл перекриття, який характеризує взаємодію між атомами, α_0 – стала решітки, d_{002} – відстань між сусідніми графітовими шарами.

За низьких температур для таких матеріалів має місце прояв ефектів слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду, причому для ВНТ ці ефекти розглядаються як двовимірні [4-6].

В рамках теорії слабкої локалізації і взаємодії носіїв струму, електрична провідність системи може бути записана у вигляді [10-13]:

$$\sigma(T) = \sigma_0(T) + \sigma_q(T) \quad (2)$$

$$\sigma_q(T) = \Delta\sigma_{loc}(T) + \Delta\sigma_{el-el}(T) \quad (3)$$

де σ_0 – це класична провідність, σ_q – внесок до провідності за рахунок квантових ефектів, а саме за рахунок ефектів слабкої локалізації σ_{loc} та взаємодії носіїв струму σ_{el-el} . У двовимірному випадку [8]:

$$\Delta\sigma_{2loc}(T) = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \alpha \ln\left(\frac{\tau_0}{\tau_\phi}\right) \quad (4)$$

$$\text{де } \tau_\phi = A^* T^{-p}$$

$$\Delta\sigma_{2el-el}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \gamma \ln\left(\frac{k_B T \tau_0}{\hbar}\right) \quad (5)$$

де A^* та p коефіцієнти, α – числовий коефіцієнт, який залежить від відношення між τ_0 і τ_ϕ , $\tau_0 = L_a/V_F$ – час релаксації носіїв струму при різних механізмах розсіювання, тут τ_ϕ – час релаксації фази хвильової функції електронів, p – коефіцієнт, який відповідає за тип розсіювання осіїв струму, γ – коефіцієнт, що характеризує екранування носіїв заряду.

Двовимірна добавка до провідності пов'язана з квантовими ефектами локалізації та взаємодії складає [9]

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{2q}(T) &= \Delta\sigma_{2loc}(T) + \Delta\sigma_{2el-el}(T) = \\ &= \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[(\alpha p + \gamma) \ln(T) + \right. \\ &\left. + \gamma \ln\left(\frac{2\pi k_B T \tau_0}{\hbar}\right) + \alpha \ln\left(\frac{\tau_0}{A^*}\right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

або в спрощеній формі

$$\Delta\sigma_{2q}(T) = K \ln T + E, \quad (7)$$

де

$$K = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}(\alpha\rho + \gamma)$$

$$E = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\gamma \ln \left(\frac{2\pi k_B T \tau_0}{\hbar} \right) + \alpha \ln \left(\frac{\tau_0}{A^*} \right) \right] \quad (8)$$

Отже, для двовимірних систем внесок до провідності за рахунок ефектів слабкої локалізації та взаємодії носіїв струму пропорційний $\ln T$.

На рис. 3 подано залежність $\Delta\sigma(T)/\sigma_0 = (\sigma(T)/\sigma_0 - 1)$ від $\ln T$,

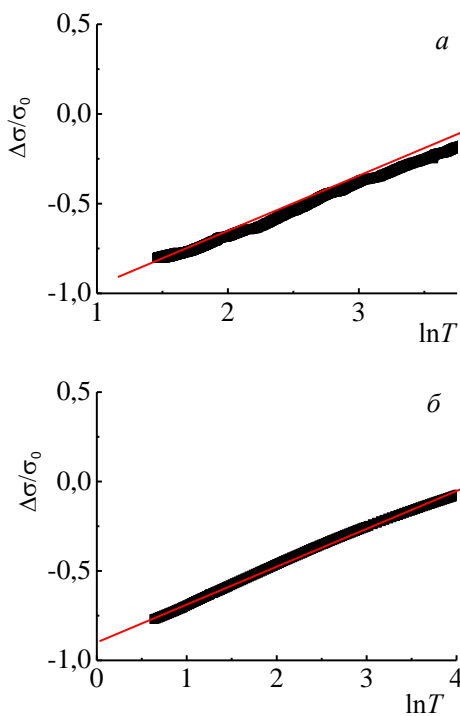


Рис. 3 – Залежність $\Delta\sigma(T)/\sigma_0$ від $\ln T$ для вихідних (а) та модифікованих (б) ВНТ

де σ_0 – провідність при температурі, де залежність $\sigma(T)$ відхиляється від прямої. Як видно із рис. 3, лінійна залежність $\Delta\sigma/\sigma_0$ від $\ln T$ спостерігається для обох зразків. Тому можна припустити, що для зразків, що досліджувалися, при низьких температурах має місце прояв ефектів слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду в двовимірному випадку.

Іншим проявом ефектів слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду є від’ємний магнітоспр, тобто зменшення електроопору зразків при збільшенні індукції магнітного поля.

На рис. 4 наведені експериментальні залежності магнітоопору модифікованих ВНТ за різних температур (рис. 4 а та рис. 4 б).

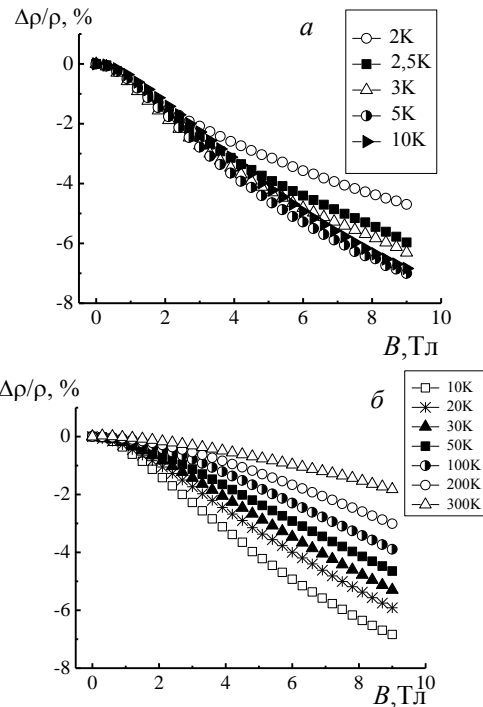


Рис. 4 – Залежності магнітоопору модифікованих ВНТ за різних температур

Як видно із рис. 4, магнітоспр модифікованих ВНТ є від’ємний для всіх температур досліджень від 2 К до 300 К в усьому інтервалі магнітних полів. На польових залежностях електроопору не спостерігається гістерезису залежності $\Delta\rho/\rho(B)$. При магнітних полях до 10 Т магнітоспр не досягає насичення при всіх температурах дослідження. На залежностях $\Delta\rho/\rho(B)$ відсутні різкі стрибки та зміна знаку магнітоопору. Отже, на основі експериментальних досліджень можна стверджувати, що для даних зразків не спостерігаються ефекти гігантського та анізотропного магнітоопору, виявлені, зокрема в роботах [3, 14] для ВНТ, заповнених у внутрішній порожнині частинками заліза та оксиду заліза. Дані ефекти пов’язані із взаємодією електронів провідності ВНТ з магнітними моментами атомів магнітної фази. Відсутність даних ефектів в зразках модифікованих ВНТ, що досліджуються, пов’язана, очевидно, з малим вмістом модифікуючої магнітної компоненти. Як наслідок, вплив спінових механізмів розсіювання на рухливість носіїв заряду в ВНТ є мінімальним. Проте, як випливає з рис. 2, модифікація ВНТ приводить до суттєвої зміни питомого електроопору ВНТ (відношення опорів чистого і модифікованого). Отже, можна припустити, що модифікація ВНТ приводить до зміни параметрів електронної структури.

Застосуємо для оцінки зміни параметрів електронної структури ВНТ після модифікації до результатів досліджень магнітоопору модифікованих ВНТ, які будемо аналізувати в рамках теорії слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду для двовимірного випадку. Такий підхід був використаний нами для аналізу впливу функціоналізації та азотування ВНТ на електронну структуру нанотрубок [4, 14].

Внесок до провідності у магнітному полі за раху-

нок ефекту слабкої локалізації носіїв заряду у двовимірному випадку визначається як [15-17]:

$$\Delta\sigma_{loc}(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} Y\left(\frac{4eDB\tau_\varphi}{\hbar}\right) \quad (9)$$

$$Y(x) = \begin{cases} x^2/24, & x \geq 1 \\ \ln(x), & x \leq 1 \end{cases} \quad (10)$$

де $D = (L_T^2 k_B T)/\hbar$ – коефіцієнт дифузії. Характеристичне поле слабкої локалізації визначається як [15-16]:

$$B = \frac{\hbar}{4eD\tau_\varphi} \quad (11)$$

Внесок до провідності в магнітному полі за рахунок ефекту взаємодії носіїв заряду в двовимірному випадку визначається як:

$$\Delta\sigma_{el-el}(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} g(T, B) f_2\left(\frac{2eDB}{\pi k_B T}\right) \quad (12)$$

$$f_2(x) = \begin{cases} 0.3x^2, & x \geq 1 \\ \ln(x), & x \leq 1 \end{cases} \quad (13)$$

де $g(T, B)$ – параметр взаємодії носіїв заряду. Характеристичне поле в цьому випадку визначається як [Ошибка! Закладка не определена.]:

$$B_{el-el} = \frac{\pi k_B T}{2eD} \quad (14)$$

Отже, для двовимірних систем у випадку малих магнітних полів (які менші за характеристичне поле) обидва внески до провідності пропорційні квадрату магнітної індукції. При великих магнітних полях залежність обох внесків від магнітного поля має логарифмічний характер.

На рис. 5 наведені експериментальні залежності відносної провідності $\Delta\sigma(B)/\sigma_0 = \sigma(B)/\sigma_0 - 1$ як функції магнітного поля для модифікованих ВНТ при температурах 2 К та 5 К

Як видно з рис. 5, залежність $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ при обох температурах у малих магнітних полях може бути апроксимована виразом типу $y_1 = \alpha_1 B^2$, а при великих магнітних полях виразом – $y_2 = b + \alpha_2 \ln(B)$. Аналогічні залежності відносної провідності $\Delta\sigma(B)/\sigma_0 = \sigma(B)/\sigma_0 - 1$ від магнітного поля спостерігаються для зразків модифікованих ВНТ і при всіх інших температурах вимірювання. Таким чином, добавка до відносної провідності в магнітному полі при малих магнітних полях пропорційна квадрату індукції магнітного поля, а при великих магнітних полях – пропорційна логарифму індукції магнітного поля B .

Оцінімо значення характеристичного поля взаємодії носіїв заряду. Для цього скористаємося виразом (14) і врахуємо вираз для коефіцієнту дифузії D

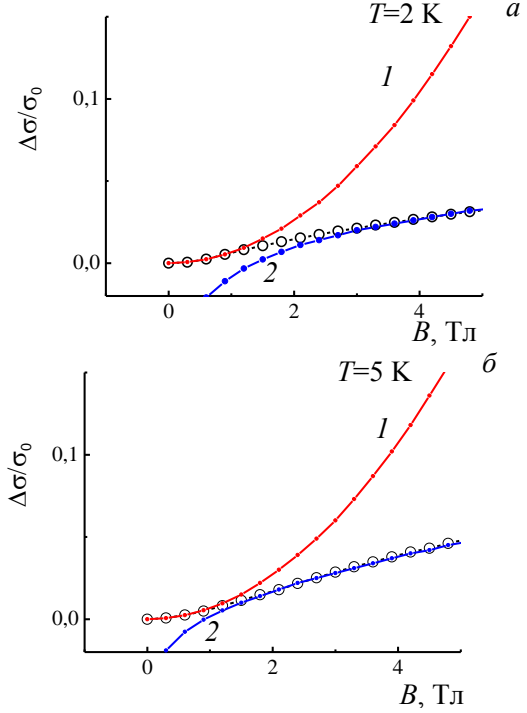


Рис. 5 – Залежність відносної провідності $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ для модифікованих ВНТ при $T = 2$ К (а) та $T = 5$ К (б), 1 – апроксимація залежністю типу $y_1 = \alpha_1 B^2$, 2 – апроксимація залежністю типу $y_2 = b + \alpha_2 \ln(B)$

$$B_{el-el} = \frac{\pi k_B T}{2eD} = \frac{\pi k_B T \hbar}{2eL_T^2 k_B T} = \frac{\pi \hbar}{2eL_T^2}$$

Будемо вважати в першому наближенні, що когерентна довжина L_T дорівнює ефективній довжині вільного пробігу носіїв заряду, яка у випадку переважного зернограничного розсіювання визначається як середній розмір кристалітів у ВНТ, що досліджуються, і не залежить від температури. Таким чином, B_{el-el} не залежить від температури і визначається тільки розмірами кристалітів в ВНТ. Оцінка значення характеристичного поля B_{el-el} для модифікованих ВНТ дає величину ~ 10 Т, що суттєво більше, ніж значення характеристичного поля для вихідних ВНТ ($B_{el-el} \sim 2.5$ Т) [4]. Це пов'язано із зміною розмірів кристалітів в ВНТ в процесі модифікування. Як видно з рисунку 5, магнітне поле, при якому залежність $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ починає відхилятися від квадратичної, є суттєво меншим. Будемо вважати, що саме це поле, при якому залежність $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ починає відхилятися від квадратичної, і є характеристичним полем локалізації.

На відміну від характеристичного поля взаємодії B_{el-el} характеристичне поле локалізації B_{loc} може мати температурну залежність. Згідно з рівнянням (11), температурна залежність характеристичного поля локалізації B_{loc} визначається температурною залежністю двох параметрів: температурної залежністю коефіцієнта дифузії, що лінійно зростає з тем-

пературою згідно до (15), та температурною залежністю часу релаксації фази хвильової функції τ_φ , що зменшується при зростанні температури згідно до (4). Для двовимірних систем p може приймати значення від 0.5 до 2 [9].

Розглянемо залежність логарифма характеристичного поля локалізації B_{loc} від логарифма температури. Для цього прологарифмуємо вираз (11), враховуючи вирази для коефіцієнта дифузії D та для часу релаксації фази хвильової функції τ_φ :

$$\ln(B_{loc}) = \ln\left(\frac{\hbar^2}{4eL_T^2 k_B A^*}\right) + (p-1)\ln(T) \quad (17)$$

Якщо у виразі (4) для температурної залежності часу релаксації хвильової функції коефіцієнт p не дорівнює одиниці, логарифм характеристичного поля локалізації лінійно залежить від логарифма температури.

Проаналізуємо експериментально отриману температурну залежність магнітного поля B_{loc}^* , при якому залежність $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ починає відхилятися від квадратичної.

На рис. 6 наведено типову залежність $\ln(B_{loc}^*)(T)$ від $\ln T$ для модифікованих оксидами заліза ВНТ.

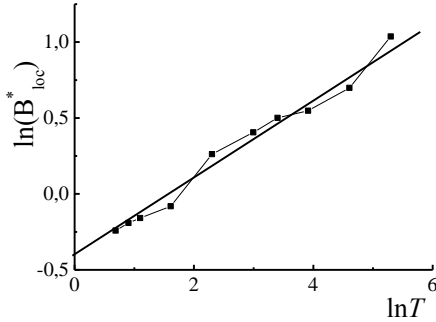


Рис. 6 – Залежність $\ln(B_{loc}^*)$ від $\ln T$ для модифікованих ВНТ

Як видно з рисунку, спостерігається лінійна залежність $\ln(B_{loc}^*)$ від $\ln T$. З наведеної експериментальної залежності з використанням (17) були оцінені значення p та A^* для модифікованих ВНТ, які складають $p = 1.25$, а $A^* = 1.8 \cdot 10^{-11}$. Отже, вираз для температурної залежності часу релаксації хвильової функції може бути записаний, як $\tau_\varphi = 1.8 \cdot 10^{-11} T^{-1.25}$. Відмітимо, що зменшення часу релаксації хвильової функції τ_φ у порівнянні з вихідними ВНТ, для яких $\tau_\varphi = A^*/T$, спостерігалось і при азотуванні ВНТ ($p = 1.20$), і при функціоналізації ВНТ ($p = 1.36$) [4, 14].

Відносний вклад до двовимірної провідності за рахунок ефектів слабкої локалізації та взаємодії носіїв струму в магнітному полі, яке менше за характери-

стичне поле локалізації з врахуванням (9), (10), (12), (13) може бути записаний у вигляді:

$$\frac{\Delta\sigma_{B^2}}{\sigma_0} = \frac{\sqrt{3}e^2 D^2 \gamma_0 a_0}{2\pi E_F L_T} \left(\frac{\tau_\varphi^2}{3\hbar^2} + \frac{1.2G}{\pi^2 k_B^2 T^2} \right) B^2 = a_{1c} B^2 \quad (18)$$

Розглянемо детально у (18) коефіцієнт пропорційності при B^2 для модифікованих ВНТ, який позначимо a_{1c} . З врахуванням виразів для D та τ_φ коефіцієнт пропорційності a_{1c} набуває вигляду:

$$a_{1c} = \frac{\sqrt{3}e^2 L_T^3 k_B^2 \gamma_0 a_0}{2\pi E_F \hbar^2} \left(\frac{(A^*)^2}{3\hbar^2 T^{0.25}} + \frac{1.2G}{\pi^2 k_B^2} \right) = C_1 T^{-0.25} + C_2 \quad (19)$$

$$\text{де } C_1 = \frac{\sqrt{3}e^2 L_T^3 k_B^2 \gamma_0 a_0 (A^*)^2}{2\pi E_F \hbar^4}, \quad C_2 = \frac{1.2 \cdot \sqrt{3}e^2 L_T^3 k_B^2 \gamma_0 a_0}{2\pi^3 E_F \hbar^2 k_B^2}$$

Таким чином, для модифікованих ВНТ коефіцієнт a_{1c} при B^2 повинен лінійно залежати від $T^{-0.25}$.

Побудуємо температурну залежність коефіцієнтів a_1 з функцій $y = a_1 B^2$, за допомогою яких ми описували експериментальні залежності $\Delta\sigma(B)/\sigma_0$ для модифікованих ВНТ при різних температурах в малих магнітних полях (рис. 5). На рис. 7 наведена залежність коефіцієнтів a_1 від $T^{-0.25}$.

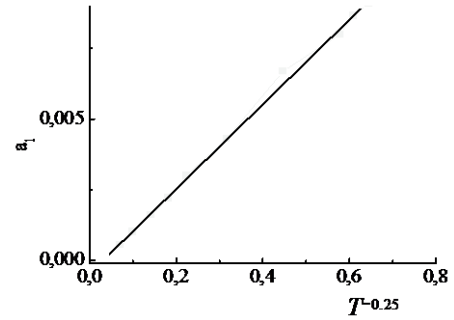


Рис. 7 – Температурна залежність коефіцієнту $a_1(T)$ для модифікованих ВНТ

Як видно з рисунку, дійсно спостерігається лінійна залежність a_1 від $T^{-0.25}$.

Параметри C_1 та C_2 були визначені із експериментальної залежності $a_1(T^{-0.25})$, що дозволило оцінити значення енергії Фермі і константи G для модифікованих ВНТ. Величина енергії Фермі E_F для модифікованих ВНТ складає 0.12 еВ, що у 1.5 рази перевищує значення енергії Фермі у вихідних для модифікації ВНТ ($E_F = 0.08$ еВ) [4]. Значення константи G складає $G = 0.6$. Значення G вкладається в умови $G < 1$ при малих магнітних полях, проте саме значення G є дещо більшим, ніж, наприклад, значення G , отримане для функціоналізованих ВНТ у роботі [4]. Можливе зростання константи взаємодії відображає наявність незначної кількості магнітної

модифікуючої компоненти.

ВИСНОВКИ

На основі досліджень встановлені деякі особливості впливу модифікації поверхні ВНТ частинками оксидів металу на електротранспортні властивості та параметри електронної структури ВНТ.

1. Модифікація ВНТ приводить до зменшення величини питомого електроопору. Такі тенденції спостерігаються і при азотуванні ВНТ, на відміну від функціоналізації ВНТ, при якій питомий електроопір зростає.

2. Модифікація поверхні ВНТ магнітними матеріалами, що містять залізо, при їх концентрації < 10 % не приводить до появи специфічних магнітотранспортних властивостей, таких як гігантський та

анізотропний магнітоопір. Дані властивості є характерними для структур, в яких має місце взаємодія носіїв заряду з магнітними моментами атомів магнітної фази.

3. Для модифікованих ВНТ добавка до відносної провідності в магнітному полі при малих магнітних полях пропорційна квадрату індукції магнітного поля, а при великих магнітних полях – пропорційна логарифму індукції магнітного поля B .

4. За даними низькотемпературних досліджень магнітоопору встановлена температурна залежність часу релаксації фази хвильової функції.

5. Зміщення рівня Фермі у валентну зону при модифікації ВНТ, а значення енергії на рівні Фермі зростає в 1,5 раз у порівнянні з вихідними ВНТ.

Magnetoresistance of Modified Carbon Nanotubes

T.A. Len¹, I.V. Ovsienko¹, L.Yu. Matzui¹, I.B. Berkutov^{2,3}, I.G. Mirzoiev², D. Gnida⁴, Yu.A. Kunitskyi¹

¹ Taras Shevchenko National University of Kyiv, Physical faculty, 4, Glushkov ave., 01601 Kyiv, Ukraine

² Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the NAS of Ukraine, 47, Science ave., 61103 Kharkiv, Ukraine

³ Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, USA

⁴ Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, P.O. Box 1410, 50-950 Wroclaw, Poland

The effect of modification of carbon nanotubes with iron oxides on their electrical and magnetotransport properties is investigated. It was shown that the two-dimensional effects of weak localization and interaction of charge carriers are manifested in electrical and magnetoresistance of modified carbon nanotubes. The temperature dependence of wave function relaxation phase and displacement of the Fermi level in valence band are estimated on the base of low-temperature magnetoresistance data.

Keywords: Multiwall Carbon nanotubes, Electrical resistance, Magnetoresistance, Modification.

Магнитосопротивление модифицированных углеродных нанотрубок

Т.А. Лень¹, И.В. Овсиенко¹, Л.Ю. Мацуй¹, И.Б. Беркутов^{2,3}, И.Г. Мирзоев², Д. Гнида⁴, Ю.А. Куницкий¹

¹ Киевский национальный университет имени Тараса Шевченка, физический факультет, просп. Глушкова 4, 01601, МСП, Киев, Украина,

² Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАНУ, пр-т Науки, 47, Харьков, 61103 Украина

³ Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, USA

⁴ Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, P.O. Box 1410, 50-950 Wroclaw, Poland

Исследовано влияние модификации углеродных нанотрубок оксидами железа на их электро- и магнитотранспортные свойства. Показано, что для модифицированных углеродных нанотрубок в электро- и магнитосопротивлении имеет место проявление эффектов двумерной слабой локализации и взаимодействия носителей заряда. По данным низкотемпературных исследований магнитосопротивления установлен вид температурной зависимости времени релаксации фазы волновой функции и оценено смещение уровня Ферми для модифицированных углеродных нанотрубок.

Ключевые слова: Многостенные углеродные нанотрубки, Электросопротивление, Магнитосопротивление, Модификация.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. J. Deng, Y. You, V. Sahajwalla, R.K. Joshi, *Carbon* **96**, 105 (2016).
2. N.G. Tsierkezos, M. Puschner, U. Ritter, L. Hafermann, J.M. Köhler, *Ionics* **22**(10), 1957 (2016).
3. T.A. Len, I.E. Ovsienko, L.Yu. Matsui, V.Ya. Tkachuk, *J. Nano- Electron. Phys.* **7** No 2, 02010 (2015).
4. I. Ovsienko, T. Len, L. Matzui, V. Tkachuk, I. Berkutov, I. Mirzoiev, Yu. Prylutsky, N. Tsierkezos, U. Ritter, *Mat.-wiss. Werkstofftech* **47**(2-3), 254 (2016).
5. I. Ovsienko, T. Len, L. Matzui, Yu. Prylutsky, U. Ritter, P. Scharff, P. Eklund, F. Normand, *Physica E* **37**, 78 (2007).
6. L.Yu. Matzui, I.V. Ovsienko, T.A. Len, Yu.I. Prylutsky, P. Scharff, Fullerenes, *Nanotubes Carbon Nanostructures* **13**, 259 (2005).
7. P.R. Wallace, *Phys. Rev. B* **85**(4), 609 (1952).
8. P. Wallace, *Phys. Rev. B* **71**, 622 (1947).
9. I.V. Ovsienko, T.A. Len, L.Yu. Matsui, Yu.I. Prylutsky, I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, I.G. Mirzoiev, G.E. Grechnev, Yu.A. Kolesnichenko, R. Hayn, P. Scharff, *phys. status solidi b* **252**(6), 1402 (2015).
10. B. Altshuler, A. Aronov, A. Larkin, *Phys. JETP* **54**, 441 (1981).
11. P. Lee, T. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
12. B.L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A.I. Larkin, P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980).
13. B. Altshuler, A. Aronov, M. Gershenson, Y. Saharvin, *Soviet Science Review A* 9 (Harwood Academic Publisher GmbH: Chur, Switzerland: 1987).
14. I. V. Ovsienko, L. Yu. Matzui, I. V. Yatsenko, S. V. Khrapatiy, Yu. I. Prylutsky, U. Ritter, P. Scharff, F. Le Normand, *Mat.-wiss. Werkstofftech* **44**, 161 (2013).
15. B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980).
16. A. Pronin, V.V. Glushkov, M.V. Kondrin, A.G. Lyapin, V.V. Brazhkin, N.A. Samarin, S.V. Demishev, *Phys. Solid State* **49** No 7, 1403 (2007).
17. S.V. Demishev, A.A. Pronin, *Phys. Solid State* **48** No 7, 1363 (2006).