

Б.М. Рувінський¹, М.А. Рувінський²

Вплив класичних розмірних ефектів на міжзонну динамічну провідність прямолінійної смужки графену

¹ Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул.Карпатська, 15, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна, bruvinsky@gmail.com

² Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул.Шевченка, 57, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна

Досліджено теоретично вплив дзеркально-дифузного механізму відбивання носіїв заряду на міжзонну динамічну провідність плоского прямолінійного графенового дроту, довжина якого набагато більша за його ширину. Проведено порівняння з відповідним впливом на внутрішньозонну провідність. Для міжзонного струму вплив класичних розмірних ефектів виявляється в кубічному наближенні за амплітудою змінної напруги.

Ключові слова: прямолінійна смужка графену, міжзонна динамічна провідність, дзеркально-дифузне відбивання носіїв заряду.

Стаття постуила до редакції 15.06.2012; прийнята до друку 05.09.2012.

Вступ

У зв'язку з можливим практичним застосуванням графену, крім досліджень фізичних властивостей необмеженого графену (напр., [1,2]), стає актуальним і розгляд впливу різноманітних крайових умов для випадку обмежених зразків графену різної геометрії. В залежності від характерних розмірів системи розрізняють квантові розмірні ефекти і класичні. Квантовими розмірними ефектами можна нехтувати, якщо лінійні розміри системи перевищують середню "теплову" довжину хвилі де Бройля носіїв заряду. У цих умовах на перший план виступають класичні розмірні ефекти, особливо, коли лінійний розмір системи є сумірним або меншим за довжину вільного пробігу носіїв заряду. В роботах [1,2] розглянуто, зокрема, теорію динамічної провідності безмежного графену, яка складається з двох частин – внутрішньозонної провідності і міжзонної. Остання зумовлена переходами електронів між валентною зоною і зоною провідності. Внаслідок відсутності енергетичної щільності між зонами графену міжзонна провідність переважає при більш високих частотах (або низьких температурах) $\omega > T/\hbar$, де T – абсолютна температура в енергетичних одиницях, $\hbar = h/2\pi$, h – стала Планка.

В [3,4] досліджено внутрішньозонну провідність обмеженого графену – ефективної прямолінійної смужки – з врахуванням класичних розмірних ефектів, пов'язаних з механізмом дифузного та

дзеркально-дифузного відбивання носіїв заряду від бічних меж розглянутої моделі графенового дроту. Для внутрішньозонного струму крайовий ефект виявляється вже в лінійному наближенні за амплітудою змінного електричного поля. В [5] була здійснена спроба оцінити цей ефект для міжзонного струму.

Метою даної роботи є узагальнення і уточнення роботи [5]. Розраховано залежність міжзонної інтегральної провідності від частоти і амплітуди зовнішнього поля, розмірів дроту і довжини вільного пробігу електронів при різних значеннях параметрів дзеркально-дифузного механізму відбивання електронів.

І. Густина міжзонного струму

Розглянемо модель [3-5] прямолінійного графенового дроту з великою довжиною L в напрямку осі x і шириною $2d$ в напрямку осі y . Вважаємо, що $L \gg 2d \gg \lambda$, де λ – середня довжина хвилі де Бройля електронів і дірок, $-L/2 \leq x \leq L/2$, $-d \leq y \leq d$, причому довжина вільного пробігу носіїв заряду $l \gg \lambda$ (без обмежень на співвідношення між шириною дроту $2d$ і l). Однорідне і змінне з частотою ω електричне поле $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$ направлено вздовж осі x дроту і викликає в ньому появу високочастотного струму густини \vec{j} . Гамільтоніан системи поблизу

"діраківських" точок у псевдоспіновому просторі підграток графену має вигляд

$$\hat{H} = u\sigma p + i \frac{eu}{\omega} \hat{\sigma}_x E_x, \quad (1)$$

де для простоти запису опущено спряжений вираз від другого доданку в (1), $\hat{\sigma}$ – матриці Паулі, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, $u \approx 10^8$ см/с – характерна для графену фермієвська швидкість, e – заряд електрона. Оператор густини міжзонного струму

$$\hat{j} = eu\hat{\sigma}. \quad (2)$$

Для матричних елементів статистичного оператора $\hat{\rho}$ [6] у випадку міжзонних переходів маємо рівняння:

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = (H_{11} - H_{22})\rho_{12} + (\rho_{22} - \rho_{11})H_{12}, \quad (3)$$

де "1" – індекс стану електрона в зоні провідності, а "2" – у валентній зоні. За базисну систему функцій обираємо власні функції оператора $\hat{H}_0 = u\hat{\sigma}p$ при відсутності зовнішнього електричного поля [5,7]:

$$| \mathbf{r}, s \rangle = \frac{1}{\sqrt{2dL}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \mathbf{r} p\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} s \\ e^{i\varphi_p} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$s = +1$ для стану 1 (електрона в зоні провідності) і $s = -1$ для стану 2 (електрона у валентній зоні), $p_x = p \cos \varphi_p$, $p_y = p \sin \varphi_p$. Власні значення оператора \hat{H}_0 , що відповідають незбуреним станам електрона (4) в зоні провідності і валентній зоні

$$(H_0)_{\alpha\alpha} = s\epsilon = sE \quad (s = \pm 1, \alpha = 1, 2). \quad (5)$$

Оператор взаємодії електрона з електричним полем

$$\hat{V}(t) = i \frac{eu}{\omega} \hat{\sigma}_x E_0 \exp(-i\omega t), \quad (6)$$

Недіагональні матричні елементи $\hat{V}(t)$, що

відповідають міжзонним переходам, в базисній системі функцій (4) дорівнюють

$$V_{\alpha\beta}(t) = (-1)^\alpha \frac{eu}{\omega} \frac{p_y}{p} E_0 e^{-i\omega t}, \quad (7)$$

де $\alpha \neq \beta = 1, 2$. Матричні елементи ρ_{11} і ρ_{22} в (3) відповідають внутрішньозонним переходам. У наближенні лінійного відгуку за часовим множником $e^{-i\omega t}$ і незалежності від часу ρ_{11} і ρ_{22} з (3) і (5) маємо

$$\rho_{\alpha\beta}(t) = \frac{\rho_{\beta\beta} - \rho_{\alpha\alpha}}{\hbar\omega + 2E(-1)^\alpha} \cdot V_{\alpha\beta}(t) \quad (\alpha \neq \beta). \quad (8)$$

Діагональні матричні елементи ρ_{11} і ρ_{22} мають зміст внутрішньозонних функцій розподілу стаціонарного і, взагалі кажучи, нерівноважного стану.

Густину міжзонного струму визначаємо за формулою

$$\langle j_x \rangle = Sp \hat{\rho} \hat{j}_x = \sum_p \sum_{\alpha, \beta, \alpha \neq \beta} \rho_{\alpha\beta}(j_x)_{\beta\alpha}, \quad (9)$$

де

$$(j_x)_{\alpha\beta} = (-1)^\beta \frac{ieup_y}{p} \cdot \frac{1}{2dL} \quad (\alpha \neq \beta = 1, 2). \quad (10)$$

В (9) слід врахувати кратності спінового і долинного виродження електронних станів графену g_s і g_v ($g_s = g_v = 2$). Крім того, після підстановки в (9) формул (8), (7) і (10) для знаходження скінченного струму $\langle j_x \rangle$ слід відняти від отриманого виразу (9) той же вираз при $\omega \rightarrow 0$. Це пов'язано з тим [1,2], що струм $\langle j_x \rangle$ повинен обертатися в нуль, якщо вектор-потенціал електричного поля не залежить від часу і координат. Тоді, замість формули (18) в [5], будемо мати при $\eta \rightarrow +0$

$$\langle j_x \rangle = g_s g_v \sum_p i \frac{e^2 u^2 \hbar^2 \omega}{2\epsilon dL} \left(\frac{p_y}{p} \right)^2 \frac{\rho_{22} - \rho_{11}}{\hbar^2 (\omega + i\eta)^2 - (2E)^2} E_0 e^{-i\omega t}, \quad (11)$$

що еквівалентно в (18) [5] заміні $\epsilon \rightarrow (\hbar\omega)^2 / 4\epsilon$.

II. Внутрішньозонні функції розподілу при дзеркально-дифузному розсіянні

Враховуючи класичні розмірні ефекти дзеркально-дифузного розсіяння, знайдемо стаціонарну нерівноважну функцію розподілу ρ_{11} електронів в зоні провідності у вигляді

$$\rho_{11} = f_0(\epsilon) + f_1(\mathbf{r}, \hat{p}) + f_2(\mathbf{r}, \hat{p}), \quad (12)$$

де $f_{1,2}(\mathbf{r}, \hat{p})$ – нерівноважні відхилення ρ_{11} від

рівноважної фермієвської функції розподілу $f_0(\epsilon) = (\exp[(\epsilon - \mu)/T] + 1)^{-1}$, причому $f_1 \propto E_0$, а $f_2 \propto E_0^2$. Для електронів у валентній зоні

$$\rho_{22} = f_0(-\epsilon) + f_1(\mathbf{r}, -\hat{p}) + f_2(\mathbf{r}, -\hat{p}), \quad (13)$$

$$f_0(-\epsilon) = (\exp[(-\epsilon + \mu)/T] + 1)^{-1}.$$

При малих відхиленнях від рівноважного стану $|f_2| \ll |f_1| \ll f_0$. Просторова неоднорідність $f_{1,2}$ виникає лише внаслідок крайових умов. Використовуючи для електронів в зоні провідності стаціонарні кінетичні рівняння Больцмана [8] у

наближенні часу релаксації $\tau \equiv 1/\Gamma$, легко знайти

функції f_1^0 і f_2^0 при відсутності крайових умов

$$f_1^0 = -\frac{eE_0}{\Gamma} \frac{\partial f_0}{\partial p_x} = -\frac{euE_0}{\Gamma} \frac{p_x}{p} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}, \quad (14)$$

$$f_2^0 = -\frac{eE_0}{\Gamma} \frac{\partial f_1^0}{\partial p_x} = \left(\frac{eE_0}{\Gamma}\right)^2 \frac{u}{p} \left(\frac{p_y}{p}\right)^2 \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} + \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \left(\frac{p_x}{p}\right)^2 \frac{\partial^2 f_0}{\partial \epsilon^2}. \quad (15)$$

Функції f_1^0 для електронів в обох зонах є непарними функціями p_x , при переході в (11) від підсумовування до інтегрування в симетричних межах по dp_x вони дають для $\langle j_x \rangle$ нульовий внесок, що має місце і для f_1 в (12), (13) при врахуванні дзеркально-дифузного розсіяння від бічних меж прямолінійного дроту. Розглянемо відповідні крайові умови [8,9] для нерівноважних відхилень $f_2(\mathbf{r}, \mathbf{p})$:

$$f_2(x, y, p_x, p_y) = \alpha f_2(x, y, p_x', p_y') \text{ при } \begin{cases} |y| = d, \\ |p_y| < 0, \end{cases} \quad (16)$$

де (x, y) і (p_x, p_y) – складові радіус-вектора електрона \mathbf{r} та імпульсу \mathbf{p} відповідно; $p_y' = [1 - (2y^2/d^2)]p_y$ – складова імпульсу, яка при дзеркальному відбиванні в точці з $y = \pm d$ переходить в p_y ; α – коефіцієнт дзеркальності (ймовірність дзеркального відбивання), $0 \leq \alpha \leq 1$. При $\alpha = 0$ маємо умову дифузного відбивання, а при $\alpha = 1$ – умову чисто дзеркального відбивання. Значення $\alpha \neq 0$ і $\alpha \neq 1$ відповідають різним варіантам змішаного (дзеркально-дифузного)

відбивання електронів. Розв'язок кінетичного рівняння

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{r}} + eE_0 \frac{\partial f_1^0}{\partial p_x} = -\frac{f_2}{\tau} \quad (17)$$

($\mathbf{v} = (\partial \epsilon / \partial \mathbf{p}) = u\mathbf{p}/p$) при умовах (16) знаходимо методом характеристик [10], враховуючи стрибок [9] функції f_2 в точці відбивання t_n :

$$f_2(t_n + 0) = \alpha f_2(t_n - 0), \quad (18)$$

де знак "+" або "-" позначає границю функції f_2 справа або зліва за часом прольоту вздовж траєкторії (характеристики). Остаточоно отримаємо вираз для функції f_2 :

$$f_{2k} = f_2^0 \left[1 - \frac{(1-\alpha) \exp(-\Gamma t_k)}{1 - \alpha \exp(-\Gamma t_0)} \right], \quad k=1, 2. \quad (19)$$

$$t_k \geq 0, t_0 > 0, t_1 = \frac{y-d}{v_y} \text{ при } 0 \leq y \leq d, p_y < 0; \quad (20)$$

$$t_2 = \frac{y+d}{v_y} \text{ при } -d \leq y \leq 0, p_y > 0, t_0 = 2d/|v_y|. \quad (21)$$

Густина міжзонного струму, згідно (11)-(13), (15), (19)-(21), дорівнює

$$\langle j_x \rangle = \frac{g_s g_v}{(2\pi)^2} i(eu)^2 \omega E_0 e^{-i\omega \tau} \int \frac{d^2 \mathbf{p}}{\epsilon} \cdot \left(\frac{p_y}{p}\right)^2 \frac{1}{\mathbf{h}^2(\omega + i\eta)^2 - (2\epsilon)^2} \times \\ \times \left\{ G(\epsilon) + \left[\left(\frac{eE_0}{\Gamma}\right)^2 \frac{u}{p} \left(\frac{p_y}{p}\right)^2 G'(\epsilon) + \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \left(\frac{p_x}{p}\right)^2 G''(\epsilon) \right] \sum_{k=1}^2 \left[1 - \frac{(1-\alpha) \exp(-\Gamma t_k)}{1 - \alpha \exp(-\Gamma t_0)} \right] \gamma(t_k) \right\}, \quad (22)$$

де

$$G(\epsilon) = f_0(-\epsilon) - f_0(\epsilon) = \frac{\text{sh}(\epsilon/T)}{\text{ch}(\mu/T) + \text{ch}(\epsilon/T)} \quad (23)$$

– різниця фермієвських функцій, введена в роботах Фальковського [1,2];

$$\gamma(t_k) = \begin{cases} 1 & \text{при } t_k \geq 0, \\ 0 & \text{при } t_k < 0. \end{cases} \quad (24)$$

III. Інтегральна міжзонна провідність графенового дроту

При інтегруванні в (22) використаємо формулу Сохоцького

$$\left[\mathbf{h}^2(\omega + i\eta)^2 - (2\epsilon)^2 \right]^{-1} = P \left[(\mathbf{h}\omega)^2 - (2\epsilon)^2 \right]^{-1} - i\pi \delta \left[(\mathbf{h}\omega)^2 - (2\epsilon)^2 \right], \quad (25)$$

де P – головне значення інтеграла.

Оскільки густина струму є просторово-

неоднорідною, проінтегруємо (22) по ширині дроту і визначимо повний струм

$$I = \int_{-d}^d \langle j_x \rangle dy = \sigma^{\text{int}} U,$$

$U = E_0 L e^{-i\omega t}$ – напруга на кінцях дроту, σ^{int} – комплексна інтегральна провідність. Для дійсної частини інтегральної провідності одержимо

$$\text{Re } \sigma^{\text{int}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) + \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \left[\frac{3}{2\hbar\omega} G'\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) \varphi_1(q, \alpha) + \frac{1}{4} G''\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) \varphi_2(q, \alpha) \right] \right\} \frac{2d}{L}, \quad (26)$$

$$\varphi_1(q, \alpha) = 1 - \frac{8}{3\pi q} \cdot (1 - \alpha) \cdot F_{1/2}(q, \alpha); \quad \varphi_2(q, \alpha) = 1 - \frac{8}{\pi q} \cdot (1 - \alpha) \cdot F_{-1/2}(q, \alpha); \quad (27)$$

$$F_j(q, \alpha) = \int_1^\infty \frac{[1 - \exp(-q\xi)] d\xi}{\xi^6 (\xi^2 - 1)^j [1 - \alpha \exp(-2q\xi)]} \quad \left(j = \pm \frac{1}{2} \right); \quad (28)$$

$q = (\Gamma d / u) = (d / \mathbf{l})$ – безрозмірна обернена довжина вільного пробігу $\mathbf{l} = u\tau$ електрона.

Уявну частину інтегральної провідності можна записати через головні значення інтегралів:

$$\text{Im } \sigma^{\text{int}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{4\hbar\omega}{\pi} \cdot P \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon) d\varepsilon}{(\hbar\omega)^2 - (2\varepsilon)^2} + \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \left[\frac{3\hbar\omega}{\pi} \varphi_1(q, \alpha) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times P \int_0^\infty \frac{[G'(\varepsilon) / \varepsilon] d\varepsilon}{(\hbar\omega)^2 - (2\varepsilon)^2} + \frac{\hbar\omega}{\pi} \varphi_2(q, \alpha) \cdot P \int_0^\infty \frac{[G''(\varepsilon)] d\varepsilon}{(\hbar\omega)^2 - (2\varepsilon)^2} \right] \right\} \cdot \frac{2d}{L}. \quad (29)$$

При достатньо низьких температурах $T \ll \mu$ з (26)-

(28) маємо:

$$\text{Re } \sigma^{\text{int}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{arctg} \frac{(\hbar\omega - 2\mu)}{2T} + \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \cdot \sum_{s=1}^2 Q_s(\omega, T) \varphi_s(q, \alpha) \right] \cdot \frac{2d}{L}, \quad (30)$$

де

$$Q_1(\omega, T) = \begin{cases} \frac{3}{8\hbar\omega T} \text{sech}^2\left(\frac{\hbar\omega - 2\mu}{4T}\right) & \text{при } \hbar\omega \gg 4T, \\ \frac{3}{\hbar\omega T} \exp(-\mu/T) \cdot \text{ch}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) & \text{при } \hbar\omega \ll 4T; \end{cases} \quad (31)$$

$$Q_2(\omega, T) = \begin{cases} \frac{1}{4T^2} \cdot \frac{\exp(x)[1 - \exp(x) - 8 \cdot \exp(-2\mu/T)]}{[1 + \exp(x)]^3}, \quad x = \frac{\hbar\omega - 2\mu}{2T} & \text{при } \hbar\omega \gg 4T, \\ \frac{1}{2T^2} \exp(-\mu/T) \cdot \text{sh}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) & \text{при } \hbar\omega \ll 4T. \end{cases} \quad (32)$$

Слід зауважити, що доданки, залежні від поля E_0 в формулах (26), (29), (30), отримані при малих відхиленнях від рівноваги в зонах, тому вони справедливі лише при малих значеннях характерних

параметрів задачі $|e|uE_0 / \hbar\omega\Gamma$ або $|e|uE_0 / T\Gamma \ll 1$.

Враховуючи (23) і (29), при низьких температурах $T \ll \mu$ отримаємо уявну частину інтегральної провідності

$$\text{Im } \sigma^{\text{int}} = -\frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \frac{1}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2} - \left(\frac{euE_0}{\Gamma}\right)^2 \left[\frac{3\hbar\omega \varphi_1(q, \alpha)}{\pi\mu[(\hbar\omega)^2 - (2\mu)^2]} + \frac{8\mu\hbar\omega \varphi_2(q, \alpha)}{\pi[(\hbar\omega)^2 - (2\mu)^2]^2} \right] \right\} \cdot \frac{2d}{L}. \quad (33)$$

Подібно до [1,2] розбіжності в (33) при $\hbar\omega = 2\mu$

обрізаються температурою (або релаксацією носіїв)

при замінах

$$(\hbar\omega - 2\mu)^2 \rightarrow (\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2T)^2, \quad (34)$$

$$(\hbar\omega)^2 - (2\mu)^2 \rightarrow \left\{ \left[(\hbar\omega)^2 - (2\mu)^2 \right]^2 + (2T)^2 (\hbar\omega + 2\mu)^2 \right\}^{1/2}. \quad (35)$$

У випадку невідродженої статистики, при $T \gg \mu$, дійсна частина інтегральної провідності має

вигляд:

$$\text{Re } \sigma^{\text{int}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left\{ \text{th} \left(\frac{\hbar\omega}{4T} \right) + \left(\frac{euE_0}{\Gamma} \right)^2 \cdot \text{sech}^2 \left(\frac{\hbar\omega}{4T} \right) \left[\frac{3}{4\hbar\omega T} \varphi_1(q, \alpha) - \frac{1}{8T^2} \varphi_2(q, \alpha) \text{th} \left(\frac{\hbar\omega}{4T} \right) \right] \right\} \frac{2d}{L}, \quad (36)$$

Уявна частина при $T \gg \mu$ виявляється рівною

$$\text{Im } \sigma^{\text{int}} = -\frac{e^2}{4\hbar} \left[K_0(\omega, T) + \left(\frac{euE_0}{\Gamma} \right)^2 \cdot \sum_{s=1}^2 K_s(\omega, T) \varphi_s(q, \alpha) \right] \cdot \frac{2d}{L}, \quad (37)$$

де

$$K_0(\omega, T) = \begin{cases} \frac{8T}{\pi\hbar\omega} \left[\ln 2 + 6\zeta(3) \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^2 \right] & \text{при } \hbar\omega \gg 4T, \\ \frac{\hbar\omega}{2\pi T} \cdot \ln \left(\frac{4T}{\hbar\omega} \right) & \text{при } \hbar\omega \ll 4T, \end{cases} \quad (38)$$

$\zeta(3) = 1,20$;

$$K_1(\omega, T) = \begin{cases} -\frac{3\hbar\omega}{\pi} \left[\frac{1}{2(\hbar\omega)^2 T} \ln \left(\frac{\hbar\omega}{4T} \right) + \frac{8T}{(\hbar\omega)^4} \ln 2 \right] & \text{при } \hbar\omega \gg 4T, \\ \frac{3\hbar\omega}{16\pi T} \left[\frac{1}{(\hbar\omega)^2} - \frac{1}{16T^2} \right] & \text{при } \hbar\omega \ll 4T; \end{cases} \quad (39)$$

$$K_2(\omega, T) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi\hbar\omega T} & \text{при } \hbar\omega \gg 4T, \\ -\frac{\hbar\omega}{8\pi T^3} \cdot \ln \left(\frac{4T}{\hbar\omega} \right) & \text{при } \hbar\omega \ll 4T. \end{cases} \quad (40)$$

Дійсна частина інтегральної провідності $\text{Re } \sigma^{\text{int}}$ характеризує дисипацію енергії (поглинання) в графеновому дроті, уявна частина $\text{Im } \sigma^{\text{int}}$ визначає зміщення по фазі $\varphi = \arctg(\text{Im } \sigma^{\text{int}} / \text{Re } \sigma^{\text{int}})$ міжзонного струму від напруги. Індукований міжзонний струм в розглянутому наближенні $I(t) = I(U_0)e^{-i\omega t}$, де $I(U_0) = \sigma_0^{\text{int}} U_0 + \sigma_2^{\text{int}} U_0^3$, σ_0^{int} пропорційна міжзонній диференціальній провідності необмеженого графену [1,2], $U_0 = E_0 L$ – амплітуда напруги на кінцях дроту, σ_2^{int} – коефіцієнт нелінійності, що відповідає механізму дзеркально-дифузного розсіяння на бічних межах дроту. Отже, цей результат, отриманий вже в [5], підтверджується при більш точному визначенні інтегральної провідності в даній роботі. Для внутрішньозонного струму [3,4] вплив класичних крайових умов виявляється вже в лінійній залежності від амплітуди змінного електричного

поля.

На рис. 1 представлено, згідно (30)-(35), (27), (28) частотні залежності $\text{Re } \sigma^{\text{int}}$ (1a) і $\text{Im } \sigma^{\text{int}}$ (1b) в одиницях $(e^2 / 4\hbar)$ для різних значень коефіцієнта дзеркальності α для графенового дроту і амплітуд змінного електричного поля E_0 при температурі $T = 5K$ і концентрації електронів і дірок $n_0 = 10^{11} \text{cm}^{-2}$. Рис. 2 ілюструє відповідні залежності $\text{Re } \sigma^{\text{int}}$ (2a) і $\text{Im } \sigma^{\text{int}}$ (2b), згідно (36)-(40), при температурі $T = 300K$ і концентрації $n_0 = 10^{10} \text{cm}^{-2}$.

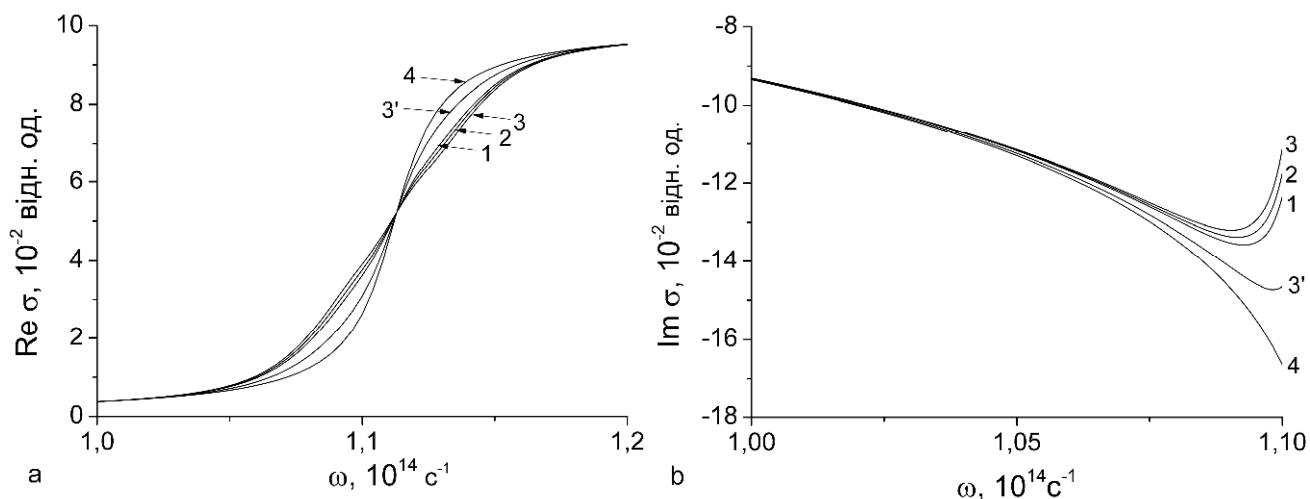


Рис. 1 Частотні залежності, згідно (30)-(35), (27), (28), $\text{Re } \sigma^{\text{int}}$ (a) і $\text{Im } \sigma^{\text{int}}$ (b) в одиницях $(e^2/4h)$ при значеннях коефіцієнта дзеркальності $\alpha = 0,0$ (лінія 1), $0,5$ (лінія 2), $1,0$ (лінія 3, 3') для графенового дроту з густиною носіїв $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температурі $T = 5\text{K}$, якій відповідає значення хімічного потенціалу $\mu = 3,66 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$. Ширина дроту $2d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, довжина дроту $L = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Амплітуда напруженості електричного поля $E_0 = 5 \text{ В/см}$ (лінії 1, 2, 3), 3 В/см (лінія 3'). Лінія 4 – у відсутності електричного поля.

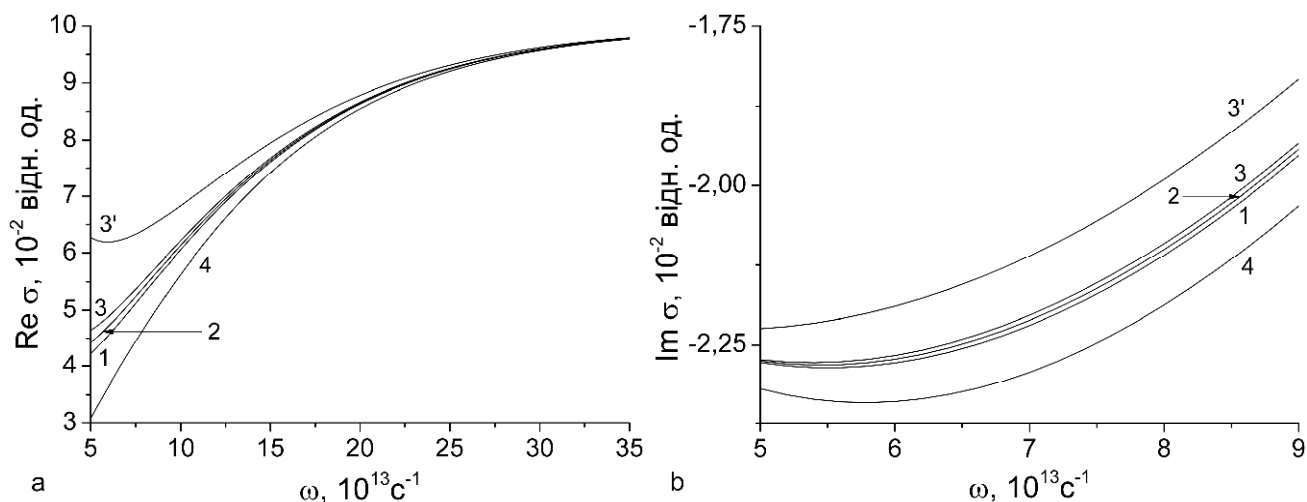


Рис. 2 Частотні залежності, згідно (36)-(40), $\text{Re } \sigma^{\text{int}}$ (a) і $\text{Im } \sigma^{\text{int}}$ (b) в одиницях $(e^2/4h)$ при значеннях коефіцієнта дзеркальності $\alpha = 0,0$ (лінія 1), $0,5$ (лінія 2), $1,0$ (лінія 3, 3') для графенового дроту з густиною носіїв $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при температурі $T = 300\text{K}$, якій відповідає значення хімічного потенціалу $\mu = 1,90 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$. Ширина дроту $2d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, довжина дроту $L = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Амплітуда напруженості електричного поля $E_0 = 70 \text{ В/см}$ (лінії 1, 2, 3), 100 В/см (лінія 3'). Лінія 4 – у відсутності електричного поля.

Висновки

Для міжзонної інтегральної провідності прямолінійного графенового дроту вплив класичних розмірних ефектів, зумовлених дзеркально-дифузним механізмом відбивання носіїв заряду від бічних меж дроту, виявляється через нерівноважні функції розподілу другого порядку, пропорційні квадрату амплітуди змінного електричного поля, а для міжзонного струму – в кубічному наближенні від амплітуди напруги. Для внутрішньозонного

струму [3,4] має місце лінійний ефект (в межах закону Ома). В обох випадках диференціальна провідність достатньо довгого дроту є просторово-неоднорідною по ширині дроту. Інтегральна міжзонна провідність залежить від частоти і амплітуди змінного електричного поля, оберненого часу релаксації носіїв заряду, коефіцієнта дзеркальності і розмірів дроту.

Рувінський Б.М. – к.ф.-м.н., доцент кафедри загальної та прикладної фізики.

Рувінський М.А. – д.ф.-м.н., професор кафедри фізики і хімії твердого тіла.

- [1] L.A. Fal'kovskij. UFN 178(9), 923 (2008).
- [2] L.A. Fal'kovskij. ZhETF 133(3), 663 (2008).
- [3] M. A. Ruvins'kij, B.M. Ruvins'kij. Physics and Chemistry of Solid State, 10(3), 529 (2009).
- [4] M. A. Ruvins'kij, B.M. Ruvins'kij. Physics and Chemistry of Solid State 10(4), 757 (2009).
- [5] M. A. Ruvins'kij, B.M. Ruvins'kij. Physics and Chemistry of Solid State 11(2), 288 (2010); 12(1), 27 (2011).
- [6] R. Fejnman. Statisticheskaja mehanika (Mir, Moskva, 1975).
- [7] T. Ando. J.Phys.Soc.Jpn 75(12), 124701 (2006).
- [8] A.A. Abrikosov. Osnovy teorii metal lov (Nauka, Moskva, 1987).
- [9] I.A. Kuznecova, R.R. Hadchukaev, A.A. Jushkanov. FTT 51(10), 2022 (2009).
- [10] V.I. Smirnov. Kurs vysshej matematiki. T.4 (GITTL, Moskva, 1957).

B.M. Ruvinskii¹, M.A. Ruvinskii²

Influence of Classical Dimensional Effects on Interband Dynamic Conductivity of Straight-Line Graphene Ribbon

¹ *Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,
15, Carpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine,*
² *Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine*
bruvinsky@gmail.com

The influence of specular-diffuse reflection mechanism for charge carriers on the interband dynamic conductivity of plane straight-line graphene wire has been investigated theoretically (the wire length is much greater than its width)/ The comparison with corresponding influence on the intraband conductivity has been fulfilled. The influence of classical dimensional effects for the interband current has been revealed in the cubic approximation on amplitude of the alternating voltage.