

М.А. Рувінський¹, Б.М. Рувінський²

Електронний механізм поглинання гіперзвуку в прямолінійних смужках графену

¹ Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул.Шевченка, 57, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна,

² Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул.Карпатська, 15, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна,
bruvinsky@gmail.com

Досліджено поглинання гіперзвуку при внутрішньозонних електронних переходах в прямолінійних смужках графену. Розраховано коефіцієнти поглинання обмежених акустичних фонових гіперзвуку з урахуванням екранування деформаційної електрон-фонові взаємодії носіями заряду. Показано, що спектральні залежності поглинання гіперзвуку виявляють характерні особливості різних законів дисперсії діраківських електронних станів та інші квантово-розмірні обмеження електронів і фонових у прямолінійних смужках графену.

Ключові слова: прямолінійний графеновий дріт, обмежені акустичні фони, внутрішньозонні електронні переходи, поглинання гіперзвуку.

Стаття поступила до редакції 12.03.2008; прийнята до друку 15.06.2008.

Вступ

Одним із видатних експериментальних досягнень останнього часу є отримання графену [1] та відкриття його дивних і цікавих для сучасної наноелектроніки фізичних властивостей. Графен являє собою єдину площину графіту, з товщиною в один атом. Щілина між валентною зоною і зоною провідності графену дорівнює нулю, рівні нулю і ефективні маси електронів і дірок. Тому електрони і дірки графену описуються рівнянням Дірака, але з масою рівною нулю (як у нейтрино). Більшість робіт присвячено електричним і оптичним властивостям безмежного графену. В роботах [2-4] теоретично досліджені електронні стани в обмежених смужках графену. В [4] розглянуто різні моделі графенового дроту.

Акустичної методи широко використовуються у фізиці твердого тіла, і при цьому зростає роль квантової акустики [5-7], пов'язаної з поширенням високочастотних гіперзвукових хвиль в мезоскопічних і наноструктурних матеріалах [7]. В [8] проведено порівняльне дослідження дисперсії фонових графіту і безмежного графену. В [9] розглянуто акустичні коливання в моделі двовимірної прямолінійної смужки графену, де розраховано дисперсійні криві обмежених акустичних фонових гібридних мод для різних ширин графенового квантового дроту. Метою даної

роботи є визначення коефіцієнтів електронного поглинання найнижчої моди гіперзвуку при внутрішньозонних переходах в прямолінійному графеновому дроті.

I. Обмежені акустичні фони і електрони в прямолінійній смужці графену

Розглянемо модель плоского графенового дроту з необмеженою довжиною в напрямку осі x і шириною $2d$ в напрямку осі y ($-L/2 \leq x \leq L/2$, $-d \leq y \leq d$, $L \gg 2d$). Найнижчу моду обмежених акустичних фонових з частотою $\omega_\gamma = c_\gamma \gamma$ і хвильовим вектором γ в напрямку осі x хвильоводу визначимо з дисперсійного рівняння [9]:

$$\frac{\operatorname{tg}(\pi\sqrt{X-\Psi})}{\operatorname{tg}(\pi\sqrt{\delta X-\Psi})} = -\frac{\Psi\sqrt{X-\Psi}\sqrt{\delta X-\Psi}}{(0.5X-\Psi)^2}, \quad (1)$$

де

$$\omega_\gamma = \frac{\pi c_s}{d} \sqrt{X}, \quad \gamma = \frac{\pi}{d} \sqrt{\Psi}, \quad (2)$$

$$\delta = (c_s / c_d)^2 = (1 - 2\sigma) / 2(1 - \sigma). \quad (3)$$

c_d і c_s – швидкості поздовжнього і поперечного звуку в необмеженому графені. Розраховані дисперсійні криві найнижчої акустичної моди при

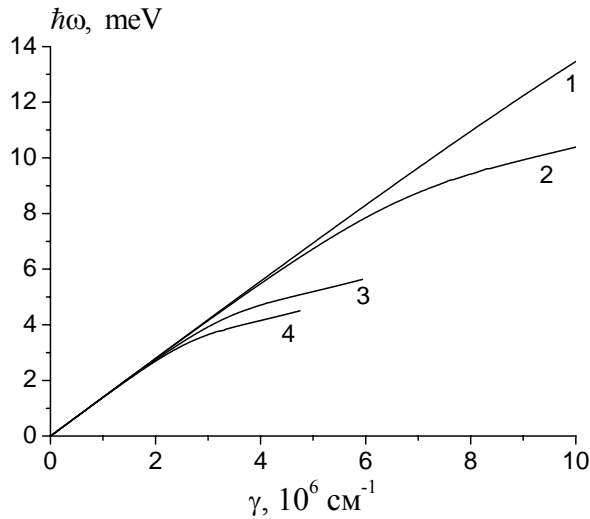


Рис. 1. Дисперсійні криві найнижчої моди акустичних фононів прямолінійного графенового дроту при ширинах: 1 – 20Å, 2 – 40Å, 3 – 80Å, 4 – 100Å.

різних ширинах дроту $2d = 20\text{Å}, 40\text{Å}, 80\text{Å}, 100\text{Å}$ наведено на рис. 1 з використанням даних роботи [8] для безмежного графену: $c_s = 1.28 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $c_d = 2.12 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\delta = 0.36$, $\sigma \approx 0.22$. Визначені квантово-розмірні обмеження для акустичних фононів у прямолінійній смужці графену пов'язані з одночасним врахуванням поздовжніх і поперечних атомних зміщень і з істотною залежністю спектра фононів від ширини смужки при достатньо великих γ .

В роботі [4] на основі розгляду рівняння Дірака з нульовою ефективною масою для електрона було показано існування зв'язаних станів завдяки одновимірній симетричній потенціальної ямі: $w(y) = -w_0$ при $|y| \leq d$ і $w(y) = 0$ при $y < -d$, $y > d$ ($w_0 > 0$). Зв'язаний стан в напрямку осі y визначається двокомпонентним спінором, а в

напрямку осі x має місце трансляційний рух електрона з хвильовим вектором k . Аналітичні вирази для енергетичного спектра зв'язаних діраківських електронних станів прямолінійної смужки графену отримано в [4] для трьох важливих граничних випадків. Перший випадок відповідає лінійному закону дисперсії $E_1(k) = \hbar |k| u |\cos(2q_0 d)|$ при $|k| \ll q_0$, $\cos(2q_0 d) \neq 0$, де $q_0 = w_0 / \hbar u$, $u \approx 10^8 \text{ см/с}$ – характерна для графену швидкість. При $|k| \ll q_0$, $\cos(2q_0 d) = 0$ одержано квадратичний закон дисперсії $E_2(k) = \hbar^2 k^2 u^2 / w_0$. При малих глибинах ями і ширинах смужки $w_0 \rightarrow 0$ і $d \rightarrow 0$ закон дисперсії знову стає лінійним: $E_3(k) = \hbar |k| u [1 - 2(q_0 d)^2]$. Нормована хвильова функція електрона провідності з енергією E_k має вигляд:

$$\Psi_k(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \begin{pmatrix} \Psi_1(y) \\ e^{i0k} \Psi_2(y) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

де $\Psi_1(y) = A_1 e^{\chi y}$ при $y < -d$, $\Psi_1(y) = A_3 e^{-\chi y}$ при $y > d$, $\Psi_1 = X_1(y)$ при $|y| \leq d$, $\chi = \sqrt{k^2 - (E_k / \hbar u)^2}$,

$$\Psi_2(y) = \frac{\hbar u}{E_k + w_0} \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} + k \Psi_1 \right), \quad (5)$$

$$X_1(y) = B_1 \sin(qy) + B_2 \cos(qy), \quad (6)$$

$$X_2(y) = \frac{\hbar u}{E_k + w_0} \left(\frac{\partial X_1}{\partial y} + k X_1 \right), \quad (7)$$

$q = \sqrt{[(E_k + w_0) / \hbar u]^2 - k^2}$. Граничні умови, яким задовільняє функція $\Psi_1(y)$, визначаються рівняннями:

$$\Psi_1(\pm d + 0) = \Psi_1(\pm d - 0), \quad (8)$$

$$[\ln \Psi_1(\pm d + 0)]' - [\ln \Psi_1(\pm d - 0)]' \pm \frac{w_0}{E_k + w_0} [\ln \Psi_1(\pm d - 0)]' \pm \frac{w_0 k}{E_k + w_0} = 0. \quad (9)$$

В межах моделі із скінченною шириною дроту гамільтоніан взаємодії електрона з найнижчою модою гіперзвуку, з частотою ω_γ і хвильовим

вектором γ , відмінний від нуля при $|y| \leq d$ і дорівнює

$$\hat{H} = E_a \text{div } \hat{u}(x, y, t) = E_a A_\gamma \frac{\omega_\gamma^2}{c_d^2 k_1} \cos(k_1 y) \left[\hat{b}_\gamma e^{i\gamma(x - c_\gamma t)} + \text{h.c.} \right], \quad (10)$$

де E_a – константа деформаційного потенціалу, \hat{u} – квантовий вектор зміщень [9], \hat{b}_γ і \hat{b}_γ^+ – оператори

знищення і народження фононів; $k_1 = \gamma \sqrt{(c_\gamma / c_d)^2 - 1}$, A_γ – амплітуда відповідної

моди, що визначається формулою (12) в [9]. Екранування електрон-фононної взаємодії носіями заряду можна врахувати звичайним чином [10] з необхідною модифікацією для плоского випадку прямолінійної смужки графену.

II. Поглинання гіперзвуку електронами при внутрішньозонних переходах в прямолінійних смужках графену

Для височастотного звуку поглинання можна

$$\alpha = \frac{2\pi}{\hbar c_\gamma} g_s g_v \sum_{k, k'} \left| \langle k' | \hat{H} | k \rangle \right|^2 (f_k - f_{k'}) \cdot \delta(E_{k'} - E_k - \hbar\omega_\gamma), \quad (11)$$

де g_s і g_v – спінове і долинне виродження відповідно ($g_s = g_v = 2$), f_k – функція розподілу Фермі-Дірака,

$$|k\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \begin{pmatrix} X_1(y) \\ e^{i\theta_k} X_2(y) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Нижче ми наводимо остаточні результати для коефіцієнта електронного поглинання гіперзвуку в

розглядати як процес абсорбції обмежених акустичних фононів, які поширюються вздовж осі дроту x з хвильовим вектором γ , що відповідає випадку $\gamma\ell \gg 1$, де ℓ – середня довжина вільного пробігу електрона в напрямку осі дроту. Використовуючи золоте правило Фермі для внутрішньозонних електронних переходів в околі К-точки зони Бріллюена, гамільтоніан електрон-фононної взаємодії (10) і компоненти спінора (6), (7), маємо загальний вираз для коефіцієнта поглинання гіперзвуку:

прямолінійній смужці графену з врахуванням екранування деформаційної електрон-фононної взаємодії для трьох важливих граничних випадків, для яких отримано [4] аналітичні вирази для енергетичного спектра зв'язаних діраківських електронних станів.

1. Лінійний закон дисперсії:

$$E_1(k) = \hbar|k|u|\cos(2q_0d)|, |k| \ll q_0, \cos(2q_0d) \neq 0, c_\gamma < \tilde{v}_F = u|\cos(2q_0d)|, \gamma d \ll 1.$$

$$\alpha_1 = \frac{E_a^2 G_{\gamma 1}(\xi)(\gamma d)^2 \omega_\gamma^3}{2\hbar c_\gamma u p d a B_\gamma (c_d^2 k_1)^2} \left(1 - \frac{c_\gamma^2}{\tilde{v}_F^2} \right) F(\xi) [f(\hbar\tilde{v}_F | \gamma^{(-)} |) - f(\hbar\tilde{v}_F | \gamma^{(+)} |)] \cdot 8.686 \text{ dB/cm}, \quad (13)$$

де

$$\gamma^{(-)} = -\frac{\gamma}{2} \left(1 - \frac{c_\gamma}{\tilde{v}_F} \right), \gamma^{(+)} = -\frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{c_\gamma}{\tilde{v}_F} \right), \xi = q_0 d, \quad (14)$$

$$F(\xi) = \frac{(\sin^4 2\xi)(1 - \varphi^{(+)}\varphi^{(-)})^2}{\xi^2 |\cos(2\xi)| (\sin^2 \xi + \varphi^{(+2)}) (\sin^2 \xi + \varphi^{(-2)})}, \quad (15)$$

вираз B_γ в (13) визначається формулами (П1)-(П3) роботи [10],

$$\varphi^{(\pm)} = \frac{|\cos(2\xi)| \cos \xi + (|\sin(2\xi)| \pm 1) \sin \xi}{|\cos(2\xi)| \cos \xi - (|\sin(2\xi)| \pm 1) \sin \xi}, \quad (16)$$

$$f(E) = \left[\exp\left(\frac{E - \mu}{\theta}\right) + 1 \right]^{-1}, \theta = k_B T, G_{\gamma 1}(\xi) = \left(\frac{\gamma}{\gamma + \tilde{K}_{F1}} \right)^2, \quad (17)$$

$$\tilde{K}_{F1} = \frac{2e^2 \left(1 - \frac{c_\gamma}{\tilde{v}_F} \right)^2 \gamma^2 d}{\epsilon_L \hbar \tilde{v}_F (\sin^2 \xi + \varphi^{(-2)})^2} \left\{ (1 + \varphi^{(-2)})^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{16} \frac{\sin(4\xi)}{\xi} \right) + \right.$$

$$+ \frac{1}{2} [\varphi^{(-2)} + \frac{1}{2} (1 + \varphi^{(-2)})^2] \left(1 - \frac{\sin(4\xi)}{4\xi} \right) \Bigg\}, \quad (18)$$

ρ – об’ємна густина маси графену, a – товщина моноатомного шару, k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура, ϵ_L – діелектрична проникність ґратки, e – елементарний заряд. При достатньо низьких температурах $\theta \ll \mu_0 = \pi \hbar \tilde{\nu}_F n_s d$ хімічний потенціал електронного газу графену з лінійним законом дисперсії $E_1(k)$

$$\mu \approx \mu_0 \left[1 - \frac{\theta}{\mu_0} e^{-\mu_0/\theta} \right], \quad (19)$$

n_s – поверхнева концентрація електронів графену. Екранування електрон-фононної взаємодії, яке визначається функцією $G_{\gamma 1}(\xi)$ (17) є досить малим, оскільки при $\gamma \sim 10^5 \text{ сі}^{-1}$ $\tilde{K}_{F1} \ll \gamma$. На

рис. 2 показано спектральну залежність коефіцієнта поглинання $\alpha_1(\gamma)$, згідно (13), для смужки графену при $d = 10 \text{ \AA}$, $E_a = 5 \text{ \AA}$, $n_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $T = 4,2 \text{ К}$, $\rho = 2,16 \text{ г/см}^3$, $a = 3.34 \text{ \AA}$ і різних значеннях $\xi = q_0 d$. Із збільшенням глибини потенціальної ями $w_0 \propto q_0$ при фіксованому γ $\alpha_1(\gamma)$ зростає. Із зміною γ при фіксованому q_0 $\alpha_1(\gamma)$ проходить через максимум.

2. Квадратичний закон дисперсії:

$E_2(k) = \hbar^2 k^2 u^2 / w_0$ при $|k| \ll q_0$, $\cos(2q_0 d) = 0$, $(q_0 c_\gamma / \gamma u) > 1$, $\gamma d \ll 1$. В цьому випадку коефіцієнт поглинання гіперзвуку

$$\alpha_2 = \frac{32}{9} \frac{E_a^2 \omega_\gamma^3 \xi(\gamma d)}{\hbar c_\gamma \rho a d B_\gamma (c_d k_1)^2} G_{\gamma 2}(\xi) \left[\left(\frac{\xi c_\gamma}{\gamma du} \right)^2 - 1 \right] [f(E_{\gamma 2}^{(-)}) - f(E_{\gamma 2}^{(+)})] \cdot 8.686 \text{ dB/cm}, \quad (20)$$

$$E_{\gamma 2}^{(\pm)} = \frac{\hbar \gamma^2 u d}{4\xi} \left(\frac{\xi c_\gamma}{\gamma du} \pm 1 \right)^2, \quad G_{\gamma 2}(\xi) = \left(\frac{\gamma}{\gamma + \tilde{K}_{F2}} \right)^2, \quad (21)$$

$$\tilde{K}_{F2} = \frac{8\pi\sqrt{2}e^2 n_s}{\epsilon_L \mu_0} \left(\frac{\xi c_\gamma}{\gamma du} - 1 \right)^2. \quad (22)$$

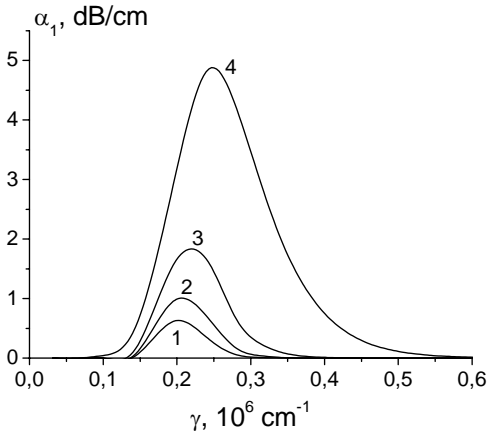


Рис. 2. Коефіцієнт електронного поглинання гіперзвуку найнижчої моди $\alpha_1(\gamma)$ для ширини графенового дроту 20 \AA при значеннях ξ : 1 – $\pi/8$; 2 – $\pi/7$; 3 – $\pi/6$; 4 – $\pi/5$; ($n_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $T = 4,2 \text{ К}$).

Хімічний потенціал електронного газу з квадратичним законом дисперсії $E_2(k)$ при $(\theta/\mu_0)^2 \ll 1$

$$\mu = \mu_0 \left[1 + \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{\theta}{\mu_0} \right)^2 \right], \quad \mu_0 = \frac{32\hbar u}{\xi} \pi^2 n_s^2 d^3. \quad (23)$$

Формула (20) справедлива при достатньо великій глибині потенціальної ями, коли

$$\left(\frac{\xi c_\gamma}{\gamma du} \right)^2 = \left(\frac{q_0 c_\gamma}{\gamma u} \right)^2 > 1.$$

З оцінки фактора $G_{\gamma 2}(\xi)$ випливає, що при квадратичному законі дисперсії істотно зростає роль екранування електрон-фононної взаємодії носіями заряду.

На рис. 3 а, б, с, д наведено залежності

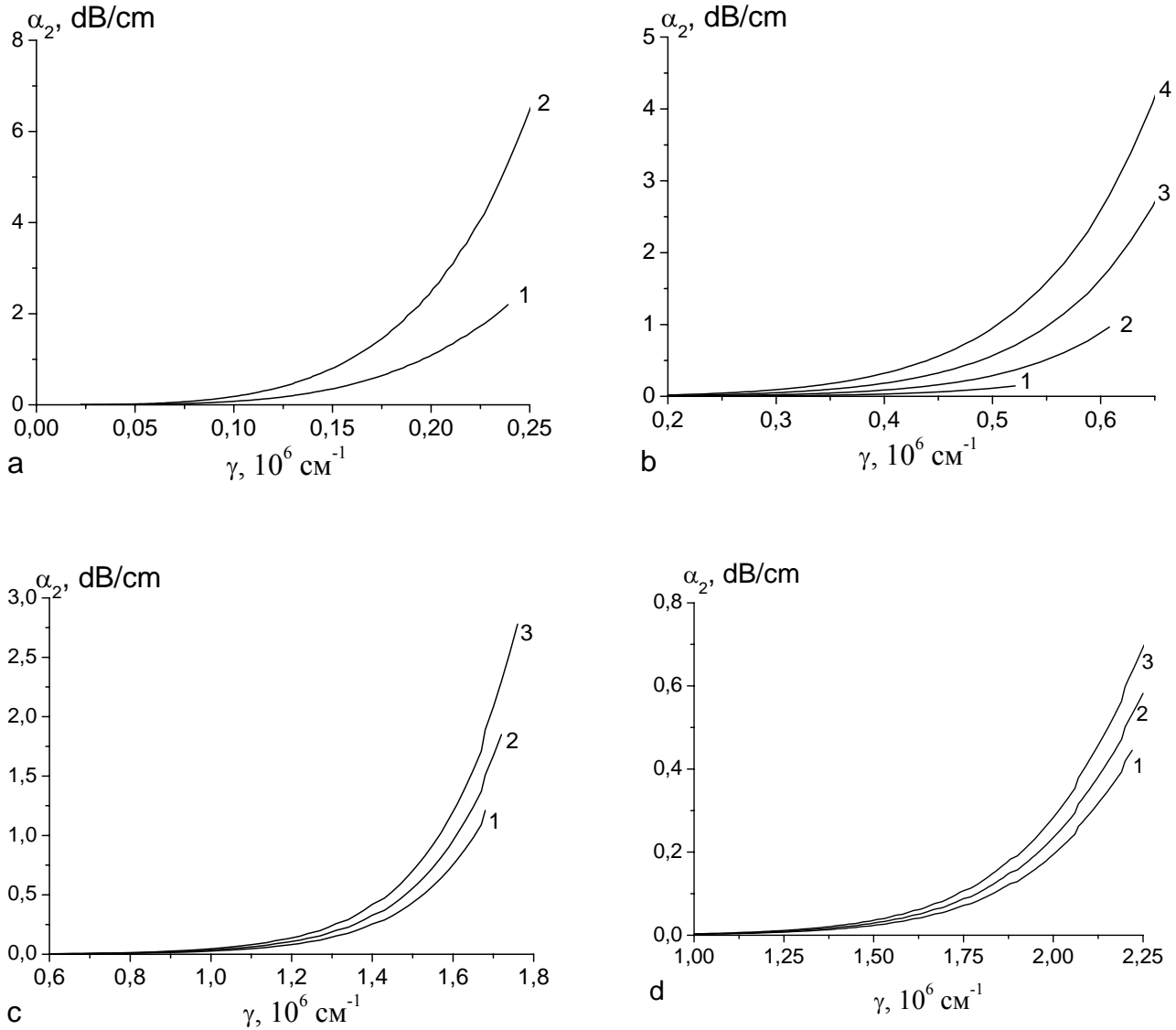


Рис. 3. Коефіцієнт електронного поглинання гіперзвуку найнижчої моди в графеновому дроті $\alpha_2(\gamma)$ при ширині дроту і значенні ξ : а – 20Å, 1 – $3\pi/4$, 2 – $5\pi/4$; б – 40Å, 1 – $13\pi/4$, 2 – $15\pi/4$, 3 – $17\pi/4$, 4 – $19\pi/4$; с – 80Å, 1 – $85\pi/4$, 2 – $87\pi/4$, 3 – $89\pi/4$; д – 100Å, 1 – $141\pi/4$, 2 – $143\pi/4$, 3 – $145\pi/4$ ($n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $T = 4,2 \text{ K}$).

коефіцієнта поглинання $\alpha_2(\gamma)$ при фіксованих значеннях $\xi = q_0 d$ і різних ширинах смужки графену. $\alpha_2(\gamma)$ в області розглянутих значень γ монотонно зростає та істотно залежить від глибини ями і ширини смужки.

ширин смужки $w_0 \rightarrow 0$ і $d \rightarrow 0$:

$$E_3(k) \approx \hbar |k| u [1 - 2(q_0 d)^2], \quad c_\gamma < \tilde{u} = u [1 - 2(q_0 d)^2], \quad \xi^2 = (q_0 d)^2 \ll 1, \quad \gamma d \ll 1.$$

Коефіцієнт поглинання гіперзвуку виявляється рівним:

3. Випадок малих глибин ями і

$$\alpha_3(\gamma) = \frac{32 E_a^2 \omega_\gamma^3 \xi^4}{\hbar c_\gamma \tilde{u} \rho d a B_\gamma (c_d^2 k_1)^2} \cdot \frac{(c_\gamma / \tilde{u})^2}{[1 - (c_\gamma / \tilde{u})^2]} G_{\gamma 3}(\xi) [f(E_{\gamma 3}^{(-)}) - f(E_{\gamma 3}^{(+)})] \cdot 8.686 \text{ dB/cm}, \quad (24)$$

де

$$E_{\gamma 3}^{(\pm)} = \hbar \tilde{u} \frac{\gamma}{2} \left| 1 \pm \frac{c_\gamma}{\tilde{u}} \right|, \quad G_{\gamma 3}(\xi) = \left(\frac{\gamma}{\gamma + \tilde{K}_{F3}} \right)^2, \quad (25)$$

$$\tilde{K}_{F3} = 8 \left(1 - \frac{c_\gamma}{\tilde{u}} \right)^2 \frac{e^2 d}{\epsilon_L \hbar \tilde{u}} (\gamma \xi)^2. \quad (26)$$

Хімічний потенціал електронного газу при $(\theta/\mu) \ll 1$

$$\mu \approx \pi \hbar \tilde{n}_s d. \quad (27)$$

Як і у випадку 1 (великих глибин потенціальної ями w_0), вплив екранування електрон-фононої взаємодії носіями заряду є незначним.

На рис. 4 показані залежності $\alpha_3(\gamma)$, згідно (24), при різних значеннях ξ . При фіксованому γ

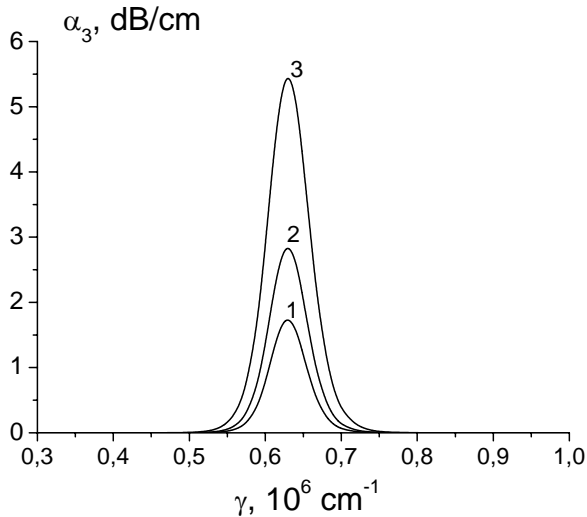


Рис. 4. Коефіцієнт електронного поглинання гіперзвуку найнижчої моди $\alpha_3(\gamma)$ графенового дроту для малих глибин і ширин ям при значеннях ξ : 1 – 0,1, 2 – 0,12, 3 – 0,15 ($n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $d = 10 \text{ \AA}$, $T = 4,2 \text{ K}$)

$\alpha_3(\gamma)$ зростає із збільшенням ξ . При фіксованому ξ і $d = 10 \text{ \AA}$ $\alpha_3(\gamma)$ із зміною γ проходить через максимум ($\text{max } \alpha_3(\gamma)$ зміщений відносно $\text{max } \alpha_1(\gamma)$ в бік більших значень γ).

В загальному випадку спектральні залежності коефіцієнта внутрішньозонного електронного поглинання гіперзвуку в прямолінійних смужках графену можуть бути досить складними.

Висновки

Прямолінійний графеновий дріт являє собою хвильовод з характерною системою гібридних акустичних мод обмежених фононів. При низьких температурах основним механізмом поглинання гіперзвуку в моделі прямолінійної смужки графену є електронний механізм при внутрішньозонних переходах. Отримані спектральні залежності коефіцієнта поглинання гіперзвуку в значній мірі визначаються законами дисперсії діраківських зв'язаних електронних станів, істотно залежних від глибини потенціальної ями і ширини смужки графену. Для лінійних законів дисперсії екранування електрон-фононої взаємодії носіями заряду в розглянутій моделі є незначним для височастотного звуку. Акустичні властивості графенового дроту можуть бути цікавими для акустoeлектроніки і наноакустики.

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

Рувінський Б.М. – к.ф.-м.н., доцент кафедри фізики новітніх технологій.

- [1] K.S.Novoselov et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene // *Nature*, **438**, pp.197-200 (2005).
- [2] L.Brey and H.A.Fertig. Electronic States of Graphene Nanoribbons // *arXiv: cond-mat/0603107 v1*, pp. 1-5 (2006).
- [3] F.Sols, F.Guinea and A.H.Castro Neto. Coulomb Blockade in Graphene Nanoribbons // *Phys.Rev.Lett.* **99**, pp.166803-1 – 166803-4 (2007).
- [4] A.V.Chaplik, T.Ya.Tudorovski. Spatially inhomogeneous states of charge carriers in graphene // *arXiv: cond-mat/0610705 v4*, pp. 1-10 (2006).
- [5] В.Л.Гуревич. *Кинетика фононных систем*. Наука, М., 400с. (1980).
- [6] С.Г.Алексеев, Ю.В.Гуляев, И.М.Котелянский, Г.Д.Мансфельд. Некоторые тенденции развития акустoeлектроніки сверхвысоких частот // *УФН*, **175**(8), сс. 895-900 (2005).
- [7] T.Hesjedal. Nanoacoustics-probing acoustic waves on nanoscale // *Proc. of SPIE*, **5045**, pp. 11-25 (2003).
- [8] L.Wirtz and A.Rubio. The phonon dispersion of graphite revisited // *arXiv: cond-mat/0404637 v1*. pp. 1-26 (2004).
- [9] М.А.Рувінський, Б.М.Рувінський. Акустичні фонони у прямолінійних смужках графену // *Фізика і хімія твердого тіла*, **9**(2), сс. 309-311 (2008).
- [10] В.Ф.Гантмахер, И.В.Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. Наука, М., 352с (1984).
- [11] М.А.Рувинский, Б.М.Рувинский. Поглощение гиперзвука фононами в прямоугольной квантовой проволоке // *ФТТ*, **49**(11), сс.2076-2082 (2007).

М.А. Ruvinskii¹, В.М. Ruvinskii²

Electron Mechanism of Hypersonic Attenuation in Straight-Line Graphene Nanoribbons

¹*Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University,
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine*

²*Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,
15, Carpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine,
bruvinsky@gmail.com*

The attenuation of hypersound owing to the electron intraband transitions in a straight-line graphene nanoribbons has been investigated. The attenuation coefficients of confined hypersonic phonons with taking into account the screening of deformational electron-phonon interaction by charge carriers have been calculated. As shown, the spectral dependences of hypersonic attenuation reveal the characteristic specialties of different dispersion laws of Dirac electron states and the other quantum-dimensional restrictions for electrons and phonons in the straight-line graphene nanoribbons.