

Б.М. Рувінський^{1,2}, Б.К. Остафійчук¹, М.А. Рувінський¹

Поглинання гіперзвуку електронами в прямокутному квантовому дроті

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, ruvinsky@il.if.ua

Досліджено електронний механізм поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті – одній із можливих структур мезо- і наноелектроніки. Розраховано дисперсійні криві обмежених акустичних фононів для дроту GaAs з вільною поверхнею і різними поперечними розмірами. Визначено коефіцієнти поглинання обмежених фононів гіперзвуку вздовж дроту з врахуванням квантування електронного спектра і екранування деформаційної та п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії. Чисельні розрахунки проведено для низькотемпературного поглинання гіперзвуку у прямокутному квантовому дроті GaAs. Показано, що спектральні і температурні залежності поглинання суттєво визначаються квантово-розмірними ефектами.

Ключові слова: прямокутний квантовий дріт, обмежені фонони, гіперзвук, електрон-фононна взаємодія, електронне поглинання гіперзвуку.

Стаття постуила до редакції 28.08.2004; прийнята до друку 14.09.2004.

I. Вступ

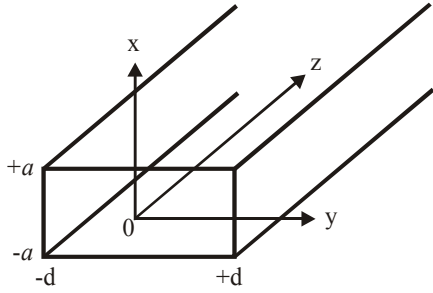
Значна кількість робіт присвячена взаємодії ультразвукових хвиль з різними видами елементарних збуджень у масивних твердих тілах. Розвиток техніки експерименту привів до суттєвого збільшення частоти отриманих когерентних акустичних коливань – до (10^{11} - 10^{13}) Гц (високочастотні гіперзвукові хвилі). Дослідження закономірностей поширення пружних коливань таких високих частот мають важливе значення для фізики твердого тіла, і гіперзвукові методи [1] вже широко використовуються для вивчення різноманітних фізичних явищ у масивних кристалах. Досягнення сучасних технологій [2] зробило також актуальним дослідження акустичних властивостей мезоскопічних і наноструктурних матеріалів [3,4]. В масивних напівпровідниках і металах суттєвий внесок в акустичне загасання високочастотного звуку при достатньо низьких температурах дає взаємодія фононів гіперзвуку з електронами провідності [1,5,6] і з домішковими центрами [7]. Можливими є також оптично індуквані ефекти поглинання гіперзвуку на екситонах [8,9] і електронно-діркових краплях [10] у напівпровідниках.

Метою даної роботи є теоретичне дослідження електронного механізму поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті – одній із можливих структур мезо- і наноелектроніки. Важливою

особливістю тонкого дроту є наявність в ньому квантування електронного енергетичного спектра, яке суттєво обмежує поперечний рух електронів і дірок. Такі квантово-розмірні обмеження існують і для фононів дроту, які будемо називати "обмеженими фононами", на відміну від об'ємних (необмежених) фононів масивних кристалів [1,5,6]. Квантовий дріт є хвильоводом для характерних акустичних фононних мод. У зв'язку з розмірним квантуванням змінюється і характер екранування носіями заряду деформаційної і п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії, яке впливає на поглинання гіперзвуку в квантовому дроті.

II. Гібридні обмежені акустичні фонони

Розглянемо модель прямокутного дроту з вільною поверхнею і необмеженою довжиною в напрямку осі z , товщиною $2a$ вздовж осі x і шириною $2d$ в напрямку осі y . Початок координат обрано в площині xu , в геометричному центрі поперечного перерізу прямокутного дроту ($-a \leq x \leq a$, $-d \leq y \leq d$). Оскільки не існує [11-14] точного аналітичного розв'язку задачі теорії пружності для довільної прямокутної геометрії дроту, ми скористаємось ефективним наближенням методу розділення змінних, запропонованим в [11] і справедливим для



випадку $(d/a) \geq 2$. Згідно [11], отримано систему "ширинних" і "товщинних" гібридних акустичних мод. "Ширинні" моди визначаються для вільної поверхні дроту граничними умовами: нульовими значеннями компонент тензора напружень [16]

$$\sigma_{yy}, \sigma_{xy} \text{ і } \sigma_{zy} \text{ при } y = \pm d \quad (1)$$

і

$$\sigma_{xx}, \sigma_{yx} \text{ і } \sigma_{zx} \text{ при } x = \pm a \quad (2)$$

Складові вектори зміщень \mathbf{u} для "ширинних" мод мають вигляд:

$$u_x = \left(\frac{q}{k_1} A \cos(k_1 y) + C \sin(k_2 y) \right) \sin(qx) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (3)$$

$$u_y = (A \sin(k_1 y) + B \sin(k_2 y)) \cos(qx) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (4)$$

$$u_z = i \left\{ -\frac{\gamma}{k_1} A \cos(k_1 y) + \frac{1}{\gamma} (k_2 B + qC) \cos(k_2 y) \right\} \cos(qx) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (5)$$

де $\gamma = 2\pi/\lambda$, λ – довжина хвилі, γ – складова хвильового вектора в напрямку осі z дроту, c – фазова швидкість звуку,

$$\begin{aligned} k_1^2 + q^2 &= \gamma^2 [(c/c_d)^2 - 1], \\ k_2^2 + q^2 &= \gamma^2 [(c/c_s)^2 - 1], \end{aligned} \quad (6)$$

c_d і c_s – швидкість поздовжнього і поперечного звуку. Значення q можна визначити лише з однієї умови $\sigma_{xx}|_{x=\pm a} = 0$ оскільки для випадку $(d/a) \geq 2$ вже наближено виконується дві інші умови $\sigma_{yx}|_{x=\pm a} \approx 0$ і $\sigma_{zx}|_{x=\pm a} \approx 0$. Тоді

$$qa = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

і основній "ширинній" моді відповідає $n = 0$, тобто

$q = 0$.

"Товщинні" моди визначаються граничними умовами: нульовими значеннями компонент тензора напружень

$$\sigma_{xx}, \sigma_{yx} \text{ і } \sigma_{zx} \text{ при } x = \pm a \quad (8)$$

і

$$\sigma_{yy}, \sigma_{xy} \text{ і } \sigma_{zy} \text{ при } y = \pm d. \quad (9)$$

Складові вектора зміщень \mathbf{v} для "товщинних" мод наведено в роботі [14] (форм. (4)-(8)), де розглянуто розсіяння електронів на акустичних фонах у квантовому прямокутному дроті:

$$v_x = \{A \sin(k_1 x) + B \sin(k_2 x)\} \cos(qy) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (10)$$

$$v_y = \left\{ \frac{q}{k_1} A \cos(k_1 x) + C \cos(k_2 x) \right\} \sin(qy) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (11)$$

$$v_z = i \left\{ -\frac{\gamma}{k_1} A \cos(k_1 x) + \frac{1}{\gamma} (k_2 B + qC) \cos(k_2 x) \right\} \cos(qy) e^{i\gamma(z-ct)}. \quad (12)$$

Аналог величини q для "товщинних" мод визначається рівністю

$$qd = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (13)$$

і основній моді відповідає значення $n = 0$, або $q = \pi/2d$. При $(d/a) \geq 2$ умові (13) відповідає точне виконання $\sigma_{yy}|_{y=\pm d} = 0$ і наближене – двох інших рівностей $\sigma_{xy}|_{y=\pm d} \approx 0$ і $\sigma_{zy}|_{y=\pm d} \approx 0$.

Умова квантування акустичних фононних мод з

векторами зміщень \mathbf{u} і \mathbf{v} має вигляд [14]:

$$\frac{1}{4ad} \int_{-a}^a dx \int_{-d}^d dy \left\{ \frac{|\mathbf{u}|^2}{|\mathbf{v}|^2} \right\} = \frac{\hbar}{2M\omega_\gamma}, \quad (14)$$

де $\omega_\gamma = \gamma c$ – частота моди з хвильовим вектором γ , M – маса прямокутного дроту. З граничних умов (1) і (8) впливає система однорідних рівнянь для амплітуд A , B і C "ширинних" і "товщинних" мод відповідно, а також рівняння для визначення законів дисперсії обмежених фононів у прямокутному квантовому дроті:

$$\frac{\operatorname{tg}(\pi\sqrt{\chi-\psi})}{\operatorname{tg}(\pi\sqrt{\delta\chi-\psi})} = -\frac{\psi\sqrt{\chi-\psi}\sqrt{\delta\chi-\psi}}{(0.5\chi-\psi)^2}, \quad (15)$$

де

$$\omega_\gamma = \frac{\pi c_s}{d} \sqrt{\chi}, \quad \gamma = \frac{\pi}{d} \sqrt{\psi - \left(\frac{dq}{\pi}\right)^2}, \quad (16)$$

для "ширинних" мод; для "товщинних" мод в (16) треба провести заміну $d \rightarrow a$; $\delta = (c_s/c_d)^2$. Завдяки періодичності тригонометричних функцій в (15) існують кратні розв'язки для частоти обмежених фононів $\omega_{\gamma m} = c_m \gamma$ ($m = 1, 2, \dots$) при фіксованому γ і n (тобто q). На рис. 1 а, б, в наведено дисперсійні криві, розраховані з (15) і (16) для найнижчих "ширинних" (при $q=0$, $m=1, 2, \dots, 6$) і "товщинних" мод (при $q=\pi/2d$, $m=1, 2, \dots, 6$) гібридних акустичних фононів прямокутного хвилеводу – квантового дроту GaAs з поперечними розмірами $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$, $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$, $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$ ($c_d = 5,3 \cdot 10^5$ см/с, $c_s = 3,0 \cdot 10^5$ см/с [17]). Крім дисперсії фазової швидкості $c_m(\gamma)$, характерним для гібридних мод є наявність одночасно поздовжніх і поперечних компонент вектора зміщень (\mathbf{u} і \mathbf{v}). На рис. 1 а, б і в "ширинні" моди розташовані при нижчих енергіях, ніж "товщинні" моди, як і повинно бути [14], оскільки ширина є більшою за товщину розглянутих дротів.

III. Електрон-фононна взаємодія у прямокутному квантовому дроті

Рух електрона провідності в наближенні ефективної маси у квантовому дроті вважаємо обмеженим в напрямках осей x і y у потенціально ямою з нескінченно високими стінками з поперечними розмірами $2a$ (товщина) і $2d$ (ширина) і необмеженим вздовж осі дроту z (довжина дроту $L \gg 2a, 2d$). Припускаємо, що електрон перебуває в основному стані з хвильовою функцією

$$\Psi_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{adL}} \cos\left[\frac{\pi x}{2a}\right] \cos\left[\frac{\pi y}{2d}\right] e^{ikz}, \quad (17)$$

і енергією

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2d}\right)^2 + k^2 \right], \quad (18)$$

тут m^* – ефективна маса електрона провідності.

Гамільтоніан неекранованої деформаційної взаємодії електрона з найнижчою "ширинною" модою гіперзвуку, що поширюється вздовж осі дроту, з частотою ω_γ і хвильовим вектором γ , має вигляд

$$\mathcal{H}_{\text{def}}^{(w)} = E_a \operatorname{div} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = E_a A_\gamma^{(w)} \frac{\omega_\gamma^2}{c_d^2 k_1} \cos(k_1 y) [\mathcal{B}_\gamma e^{iy(z-ct)} + \text{h.c.}], \quad (19)$$

для найнижчої "товщинної" моди

$$\mathcal{H}_{\text{def}}^{(th)} = E_a \operatorname{div} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = E_a A_\gamma^{(th)} \frac{\omega_\gamma^2}{c_d^2 k_1} \cos(k_1 x) \cos\left(\frac{\pi}{2d} y\right) [\mathcal{B}_\gamma e^{iy(z-ct)} + \text{h.c.}], \quad (20)$$

де E_a – константа деформаційного потенціалу, \mathcal{E} і \mathcal{E} – квантові вектори зміщень, \mathcal{B}_γ і \mathcal{B}_γ^+ – оператори знищення і народження обмежених фононів, $A_\gamma^{(w)}$ і $A_\gamma^{(th)}$ – амплітуди відповідних мод.

В кубічних кристалах класу T_d (без центра інверсії) слід врахувати також п'єзоелектричну взаємодію [5]. Потенціал п'єзополя можна визначити [15] з рівняння Пуассона

$$\Delta\phi = -\frac{4\pi}{\epsilon_L} \operatorname{div} \mathbf{P}, \quad (21)$$

$$\mathbf{P}_j = \beta_{jkl} \begin{cases} \mathbf{u}_{kl} \\ \mathbf{v}_{kl} \end{cases}, \quad (22)$$

де маємо на увазі підсумовування згідно позначень Ейнштейна, ϵ_L – діелектрична проникність ґратки, β_{jkl} – п'єзоелектричний тензор ($j, k, l = 1, 2, 3$, або x, y, z), \mathbf{u}_{kl} і \mathbf{v}_{kl} – тензори деформації для

"товщинної" і "ширинної" мод, відповідно.

$$\mathbf{u}_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial x_l} + \frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial x_k} \right) \quad (23)$$

і аналогічно \mathbf{v}_{kl} .

Для напрямку хвильового вектора вздовж осі дроту $\mathbf{\Gamma} \parallel [001]$ найнижчої "ширинної" моди з (3)-(5), (7), (22) і (23) випливає, що $\operatorname{div} \mathbf{P} = 0$, і подібно до об'ємного випадку [15] п'єзоелектричною взаємодією можна нехтувати. Відмінним від нуля виявляється внесок п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії для найнижчої "товщинної" моди, коли $\operatorname{div} \mathbf{P} \neq 0$ і

$$\mathcal{H}_{pz}^{(th)} = -e\mathcal{E}(\mathbf{r}, t), \quad (24)$$

де \mathcal{E} – квантований потенціал п'єзополя, e – абсолютна величина заряду електрона. З врахуванням (10)-(13), (22) і (23) для \mathbf{v}_{kl} рівняння (21) можна записати так:

$$\Delta\phi = -8\pi \frac{e_{14}}{\epsilon_L} \left[iy \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial x \partial y} \right], \quad (25)$$

ϵ_{14} – єдиний п'єзомодуль кубічного кристала класу T_d . Розв'язок рівняння (25) шукаємо у вигляді

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \tilde{\varphi}(x, y)e^{iy(z-ct)}. \quad (26)$$

Тоді $\tilde{\varphi}(x, y)$ задовільняє рівнянню

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial y^2} - \gamma^2 \tilde{\varphi} = -8\pi \frac{\epsilon_{14}}{\epsilon_L} \left[iy \left(\frac{\partial \tilde{\varphi}_y}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\varphi}_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}_z}{\partial x \partial y} \right], \quad (27)$$

де

$$\tilde{\nabla}(x, y) = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)e^{-iy(z-ct)}. \quad (28)$$

Використовуючи вирази для складових $\tilde{\nabla}(x, y)$ з (10)-(12) і (13) для найнижчої "товщинної" моди і

розв'язок рівняння (27), наведемо остаточний вираз для оператора неекранованої п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії

$$\begin{aligned} \mathbb{H}_{pz}^{(th)} = & -i \frac{8\pi e \gamma \epsilon_{14}}{\epsilon_L} A_\gamma^{(th)} \left\{ \frac{1}{k_1} \left(1 - \frac{\gamma^2 c_d^2}{\omega_\gamma^2} \right) \cos(k_1 x) \cos\left(\frac{\pi}{2d} y\right) - \frac{\pi c_d^2}{2d \omega_\gamma^2} \sin(k_1 x) \cdot \right. \\ & \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2d} y\right) - \frac{c_s^2}{\omega_\gamma^2} \frac{\sin(k_1 a)}{\sin(k_2 a)} \frac{2k_2}{[\gamma^2 + (\pi/2d)^2 - k_2^2]} \left[\gamma^2 \cos(k_2 x) \cos\left(\frac{\pi}{2d} y\right) + \frac{\pi}{2d} k_2 \cdot \right. \\ & \left. \left. \cdot \sin(k_2 x) \sin\left(\frac{\pi}{2d} y\right) \right] \right\} \mathfrak{F}_\gamma e^{iy(z-ct)} + h.c. \quad (29) \end{aligned}$$

При достатньо великій концентрації вільних носіїв заряду в квантовому дроті слід врахувати екранування як деформаційної, так п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії, яке виявляється відмінним від об'ємного випадку [5,15] масивних кристалів внаслідок квантово-розмірних ефектів для електронів і фононів дроту. У деформованій області електрони мають потенціальну енергію, надлишкову порівняно з недеформованою областю. Тому відбувається перерозподіл носіїв заряду, що призводить до виникнення додаткового електричного

поля з потенціалом $\varphi^{(scr)}(\mathbf{r}, t)$, який також слід врахувати як збурення, що діє на електрони. Повне поле з врахуванням екрануючого поля $\varphi^{(scr)}(\mathbf{r}, t)$ називають екранованим полем [5,15]. У випадку незбуреного електронного стану (17), (18) надлишкова густина заряду, що виникає під дією збурення екранованим полем, має вигляд:

$$\rho_e(\mathbf{r}, t) = - \sum_\gamma [\rho_\gamma(x, y)e^{iy(z-ct)} + c.c], \quad (30)$$

де

$$\rho_\gamma(x, y) = - \frac{e}{ad} \cos^2\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2d}\right) g_\gamma [\bar{H}_\gamma - e\varphi_\gamma^{(scr)}], \quad (31)$$

$$g_\gamma = -2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{f_k - f_{k+\gamma}}{E_k - E_{k+\gamma} + \hbar\omega_\gamma} dk, \quad (32)$$

$$\bar{H}_\gamma = \frac{1}{ad} \int_{-a}^{+a} \int_{-d}^{+d} \cos^2\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2d}\right) H_\gamma(x, y) dx dy, \quad (33)$$

$$\varphi_\gamma^{(scr)} = \frac{1}{ad} \int_{-a}^{+a} \int_{-d}^{+d} \cos^2\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2d}\right) \varphi_\gamma^{(scr)}(x, y) dx dy, \quad (34)$$

f_k – функція розподілу електронів дроту; $H_\gamma(x, y)$ визначається для "ширинної" моди множником перед квадратною дужкою в (19), для "товщинної" моди – сумою відповідного деформаційного множника в (20)

і п'єзоелектричного множника перед $\mathfrak{F}_\gamma e^{iy(z-ct)}$ в (29).

Екрануюче поле

$$\varphi^{(scr)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\gamma} [\varphi_{\gamma}^{(scr)}(x, y) e^{iy(z-ct)} + c.c.]. \quad (35)$$

$$\Delta_2 \varphi_{\gamma}^{(scr)} - \gamma^2 \varphi_{\gamma}^{(scr)} = \rho_{\gamma}(x, y). \quad (36)$$

розв'язок якого має вигляд:

Для $\varphi_{\gamma}^{(scr)}(x, y)$ маємо двовимірне рівняння Пуассона

$$-\epsilon \varphi_{\gamma}^{(scr)}(x, y) = -\frac{\kappa_{\gamma}^2}{\gamma^2} [\bar{H}_{\gamma} - \epsilon \bar{\varphi}_{\gamma}^{(scr)}] \Phi_{\gamma}(x, y), \quad (37)$$

$$\Phi_{\gamma}(x, y) = 1 + \gamma^2 \left[\frac{\cos(x\pi/a)}{(\pi/a)^2 + \gamma^2} + \frac{\cos(y\pi/d)}{(\pi/d)^2 + \gamma^2} + \frac{\cos(x\pi/a)\cos(y\pi/d)}{(\pi/a)^2 + (\pi/d)^2 + \gamma^2} \right], \quad (38)$$

$$\kappa_{\gamma}^2 = \frac{\pi e^2 g_{\gamma}}{\epsilon_L a d}. \quad (39)$$

Після множення обох сторін (37) на $\frac{1}{ad} \cos^2\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2d}\right)$ і інтегрування

$\int_{-a}^{+a} \int_{-d}^{+d} dx dy$ отримаємо

$$-\epsilon \bar{\varphi}_{\gamma}^{(scr)} = -\frac{\kappa_{\gamma}^2 v_{\gamma}}{\gamma^2 + \kappa_{\gamma}^2 v_{\gamma}} \bar{H}_{\gamma}, \quad (40)$$

де

$$v_{\gamma} = 1 + \frac{\gamma}{2} \left[\frac{1}{(\pi/a)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{(\pi/d)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{(\pi/a)^2 + (\pi/d)^2 + \gamma^2} \right]. \quad (41)$$

Отже, екрануюче поле

$$-\epsilon \varphi_{\gamma}^{(scr)} = -\frac{\kappa_{\gamma}^2}{\gamma^2 + \kappa_{\gamma}^2 v_{\gamma}} \bar{H}_{\gamma} \Phi_{\gamma}(x, y). \quad (42)$$

Після знаходження \bar{H}_{γ} згідно (33) для найнижчої "ширинної" моди (див. (19)) додаткова взаємодія електрона з екрануючим полем визначається оператором

$$-\epsilon \mathfrak{E}_{pw}^{(scr)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\kappa_{\gamma}^2}{\gamma^2 + \kappa_{\gamma}^2 v_{\gamma}} E_a A_{\gamma}^{(w)} \frac{\omega_{\gamma}^2}{c_d^2 k_1} \frac{\pi^2 \sin(k_1 d)}{k_1 d (\pi^2 - k_1^2 d^2)} \Phi_{\gamma}(x, y) [\mathfrak{F}_{\gamma} e^{iy(z-ct)} + h.c.]. \quad (43)$$

Після аналогічного знаходження \bar{H}_{γ} для найнижчої

"товщинної" моди гіперзвуку будемо мати:

$$-\epsilon \mathfrak{E}_{th}^{(scr)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{8}{3} \cdot \frac{\kappa_{\gamma}^2 A_{\gamma}^{(th)}}{\gamma^2 + \kappa_{\gamma}^2 v_{\gamma}} \cdot \frac{\pi \sin(k_1 a)}{k_1 a (\pi^2 - k_1^2 a^2)} \left\{ E_a \frac{\omega_{\gamma}^2}{c_d^2 k_1} + i \frac{8\pi e \gamma}{\epsilon_L} e_{14} \left[\frac{1}{k_1} \left(1 - \frac{\gamma^2 c_d^2}{\omega_{\gamma}^2} \right) - \frac{c_s^2 \gamma^2}{\omega_{\gamma}^2} \cdot \frac{(\pi^2 - k_1^2 a^2)}{(\pi^2 - k_2^2 a^2)} \cdot \frac{2k_1}{(\gamma^2 + (\pi/2d)^2 - k_2^2)} \right] \right\} \Phi_{\gamma}(x, y) \mathfrak{F}_{\gamma} e^{iy(z-ct)} + h.c. \quad (44)$$

Екранована електрон-фононна взаємодія для "ширинної" моди описується оператором

$$\mathfrak{H}^{(w)} = \mathfrak{H}_{def}^{(w)} - \epsilon \mathfrak{E}_{pw}^{(scr)}(\mathbf{r}, t), \quad (45)$$

для "товщинної" моди

$$\mathfrak{H}^{(th)} = \mathfrak{H}_{def}^{(th)} + \mathfrak{H}_{pz}^{(th)} - \epsilon \mathfrak{E}_{th}^{(scr)}(\mathbf{r}, t). \quad (46)$$

Визначаючи g_{γ} (32) для невиродженої статистики електронів, отримаємо вираз для квадрата оберненого радіуса екранування (39):

$$\kappa_{\gamma}^2 = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_L \hbar \gamma} \sqrt{\frac{\pi m^*}{2\Theta}} \left\{ \operatorname{erf} \left[\sqrt{\frac{m^*}{2\Theta}} \left(\frac{\omega_{\gamma}}{\gamma} + \frac{\hbar \gamma}{2m^*} \right) \right] - \operatorname{erf} \left[\sqrt{\frac{m^*}{2\Theta}} \left(\frac{\omega_{\gamma}}{\gamma} - \frac{\hbar \gamma}{2m^*} \right) \right] \right\}, \quad (47)$$

де $\Theta = k_B T$, k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура, n – об'ємна концентрація електронів дроту. Одержаний результат (47) є відмінним від відповідного виразу для масивних кристалів [5]. При

$$\sqrt{\frac{m^*}{2\Theta}} \left(\frac{\omega_\gamma}{\gamma} \pm \frac{\hbar\gamma}{2m^*} \right) \ll 1 \quad (48)$$

(47) співпадає з дебаєвським виразом

$$\kappa_\gamma^2 \approx \kappa_D^2 = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_L \Theta}. \quad (49)$$

Для виродженої системи електронів у граничному випадку низьких температур $(\Theta/\mu) \ll 1$

$$\kappa_\gamma^2 \approx \kappa_F^2 = \frac{\pi e^2 n}{\epsilon_L \mu_0}. \quad (50)$$

де μ – хімічний потенціал одновимірного електронного газу,

$$\mu \approx \mu_0 \left[1 + \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{\Theta}{\mu_0} \right)^2 \right], \quad (51)$$

$$\mu_0 = \frac{2\hbar^2}{m^*} (\pi a d n)^2. \quad (52)$$

IV. Електронне поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті

Для високочастотного звуку поглинання можна розглядати як процес абсорбції обмежених акустичних фононів гіперзвуку, що поширюється вздовж осі дроту z з хвильовим вектором Γ . Це відповідає випадку, коли $\gamma\ell \gg 1$, де ℓ – середня довжина вільного пробігу електрона в напрямку осі дроту. Звичайним шляхом [1], визначаючи матричні елементи гамільтоніана екранованих електрон-фононних взаємодій $\mathbb{H}^{(w)}$ і $\mathbb{H}^{(th)}$, з урахуванням (17), (18) і (45), (46), записуючи імовірність поглинання електронем кванта гіперзвуку та імовірність оберненого процесу, складаємо вираз для швидкості зменшення числа квантів $(-dN_\gamma/dt)$ при $N_\gamma \gg 1$ і знайдемо коефіцієнти електронного поглинання гіперзвуку α . Наведемо остаточний вираз для коефіцієнта електронного поглинання гіперзвуку найнижчої "ширинної" моди для випадку неvirодженої статистики носіїв струму у напівпровідниковому квантовому дроті:

$$\alpha_w = 4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} E_a^2 \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \kappa_\gamma^2 v_\gamma} \right)^2 \frac{\omega_\gamma^2 (m^*)^{1/2} n}{\hbar |c_d^2 k_1|^2 \Theta^{1/2}} \frac{1}{\rho_m |B_\gamma^{(w)}|} \left| \frac{\pi^2 \sin(k_1 d)}{k_1 d (\pi^2 - k_1^2 d^2)} \right|^2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_\gamma}{\Theta}} \right) \exp \left[-\frac{m^* \omega_\gamma^2}{2\gamma^2 \Theta} \left(\frac{\hbar\gamma^2}{2m^* \omega_\gamma} - 1 \right)^2 \right] \times 8.686 \text{ (дБ/см)}, \quad (53)$$

де ρ_m – густина маси M дроту;

$$B_\gamma^{(w)} = 2\hbar / M \omega_\gamma (A_\gamma^{(w)})^2 \quad (54)$$

визначається форм. (Д.1)-(Д.4) в Додатку. Зауважимо, що фактор екранування $[\gamma^2 / (\gamma^2 + \kappa_\gamma^2 v_\gamma)]^2$ в (53) враховує розмірне

квантування і є відмінним від екранування в масивних кристалах [5].

Для випадку виродження носіїв струму коефіцієнт електронного поглинання найнижчої "ширинної" моди

$$\alpha_w = E_a^2 \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \kappa_F^2 v_\gamma} \right)^2 \frac{m^* \omega_\gamma^2}{\hbar^2 |c_d^2 k_1|^2} \frac{1}{\rho_m a d |B_\gamma^{(w)}|} \cdot \{f[(\epsilon_\gamma^{(-)} - \mu)/\Theta] - f[(\epsilon_\gamma^{(+)} - \mu)/\Theta]\} \times 8.686 \text{ (дБ/см)}, \quad (55)$$

де $f[x] = (\exp[x] + 1)^{-1}$ – функція розподілу Фермі-Дірака,

$$\epsilon_\gamma^{(\pm)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{m^* \omega_\gamma}{\hbar\gamma} \pm \frac{\gamma}{2} \right)^2. \quad (56)$$

Для найнижчої "товщинної" гібридної моди гіперзвуку з хвильовим вектором вздовж осі дроту

$\Gamma \parallel [001]$ внесок п'єзоелектричної взаємодії (див. (46)) виявився відмінним від нуля, причому

$$\alpha_{th} = \alpha_{def} + \alpha_{pz}. \quad (57)$$

Для неvirодженої статистики носіїв струму з врахуванням екранування деформаційної та п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодії для

кубічного кристала класу T_d отримаємо:

$$\alpha_{th} = \frac{256}{9\pi^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \kappa_\gamma^2 v_\gamma} \right)^2 \frac{(m^*)^{1/2} n}{\hbar \rho_m |B_\gamma^{(th)}| \Theta^{1/2}} \left| \frac{\pi^2 \sin(k_1 a)}{k_1 a (\pi^2 - k_1^2 a^2)} \right|^2 \left\{ E_a^2 \frac{\omega_\gamma^2}{|c_d^2 k_1|^2} + \right. \\ \left. + 64\pi^2 \frac{e^2 \gamma^2 \epsilon_{14}^2}{\epsilon_L \omega_\gamma^2} \cdot \left| \frac{1}{k_1} \left(1 - \frac{\gamma^2 c_d^2}{\omega_\gamma^2} \right) - \frac{2k_1 \gamma^2 c_s^2}{\omega_\gamma^2} \cdot \frac{(\pi^2 - k_1^2 a^2)}{(\pi^2 - k_2^2 a^2)} \cdot \frac{1}{[\gamma^2 + (\pi/2d)^2 - k_2^2]} \right|^2 \right\} \cdot \\ \cdot \left(1 - e^{-\frac{\hbar \omega_\gamma}{\Theta}} \right) \exp \left[-\frac{m^* \omega_\gamma^2}{2\gamma^2 \Theta} \left(\frac{\hbar \gamma^2}{2m^* \omega_\gamma} - 1 \right)^2 \right] \cdot 8.686 \text{ (дБ/см)}, \quad (58)$$

де $B_\gamma^{(th)} = 2\hbar^2 / M\omega_\gamma (A_\gamma^{(th)})^2$ визначається форм. (Д.5)-(Д.7) і (Д.3), (Д.4) в Додатку.

Коефіцієнт поглинання виродженою електронною системою "товщинної" моди гіперзвуку

$$\alpha_{th} = \frac{64}{9\pi^2} \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \kappa_F^2 v_\gamma} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar \rho_m a d |B_\gamma^{(th)}|} \left| \frac{\pi^2 \sin(k_1 a)}{k_1 a (\pi^2 - k_1^2 a^2)} \right|^2 \cdot \left\{ \dots \right\} \cdot \\ \cdot (f[(\epsilon_\gamma^{(-)} - \mu) / \Theta] - f[(\epsilon_\gamma^{(+)} - \mu) / \Theta]) \cdot 8.686 \text{ (дБ/см)}, \quad (59)$$

де через $\left\{ \dots \right\}$ позначено вираз у фігурній дужці формули (58). При $(\Theta / \mu) \ll 1$ κ_F , μ і μ_0 визначаються форм.(50)-(52).

V. Обговорення результатів для прямокутного квантового дроту GaAs

Розглянемо особливості електронного поглинання гіперзвуку двох різних найнижчих мод у прямокутному квантовому дроті GaAs з поперечними розмірами $2a \times 2d = 28,3 \text{ \AA} \times 56,6 \text{ \AA}$, $50 \text{ \AA} \times 150 \text{ \AA}$ і $100 \text{ \AA} \times 200 \text{ \AA}$, дисперсійні криві яких визначено на рис. 1 а, б, в (найнижчі лінії: суцільні ("ширинні" моди) і пунктирні ("товщинні" моди)).

Для параметрів GaAs [17] ($m^* = 0,067m_0$, $\rho_m = 5,3 \text{ г/см}^3$, $E_a = 2,2 \cdot 10^{-11} \text{ ерг}$, $\epsilon_L = 12,8$, $\epsilon_{14} = 0,48 \cdot 10^5 \text{ CGSE}_q / \text{см}^2$, $c_d = 5,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $c_s = 3,0 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 77 \text{ К}$) на рис. 2а, згідно (7)-(9) і (16), представлено для неvirодженого випадку залежності коефіцієнтів електронного поглинання гіперзвуку α_w і α_{th} вздовж дроту $28,3 \text{ \AA} \times 56,6 \text{ \AA}$ від хвильового вектора γ . Обидві залежності проходять через максимум при різних значеннях γ , причому у досить широкому інтервалі γ $\alpha_w < \alpha_{th}$. На тому ж рис. 2а наведено відповідну залежність [1,5] коефіцієнта поглинання α_v об'ємних (необмежених) поздовжніх фононів гіперзвуку з

частотою $\omega = c_d \gamma$ у масивних зразках GaAs. Виявляється, що у переважній області γ $\alpha_w < \alpha_v < \alpha_{th}$. На рис. 3а показані температурні залежності $\alpha_w(T)$ і $\alpha_{th}(T)$, згідно (10)-(14) і (17), для виродженого електронного газу при тих же розмірах дроту GaAs і достатньо низьких температурах ($n = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 0,27 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$) і для порівняння наведено залежність $\alpha_v(T)$ [1,6], яка є значно повільнішою, ніж $\alpha_w(T)$ і $\alpha_{th}(T)$. Крім того, у розглянутих умовах при вказаних параметрах дроту і гіперзвуку $\alpha_w \ll \alpha_v$, особливо, при $T \rightarrow 0$.

На рис. 2б для дроту GaAs з поперечними розмірами $50 \text{ \AA} \times 150 \text{ \AA}$ представлені відповідні залежності $\alpha_w(\gamma)$ і $\alpha_{th}(\gamma)$ для неvirодженого випадку при $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і $T = 77 \text{ К}$. Максимуми α_w і α_{th} сильніше зміщені від максимуму α_v в бік нижчих значень γ в порівнянні з випадком $28,3 \text{ \AA} \times 56,6 \text{ \AA}$ (рис. 2а). Зміна поперечних розмірів дроту призводить також до звуження ефективної ширини кривої $\alpha_w(\gamma)$. Температурні залежності $\alpha_w(T)$ і $\alpha_{th}(T)$ для дроту $50 \text{ \AA} \times 150 \text{ \AA}$ в умовах виродження і для випадку низьких температур при $n = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 0,21 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ показані на рис. 3б. У квантовому дроті температурні залежності електронного поглинання гіперзвуку підсилюються порівняно з випадком об'ємного поглинання у вироджених масивних системах. При $T \rightarrow 0$ $\alpha_{w,th} \rightarrow 0$, в той час як $\alpha_v(0) \neq 0$ (рис. 3б).

Аналогічні закономірності мають місце і для дроту $100 \text{ \AA} \times 200 \text{ \AA}$ (рис. 2в, 3в).

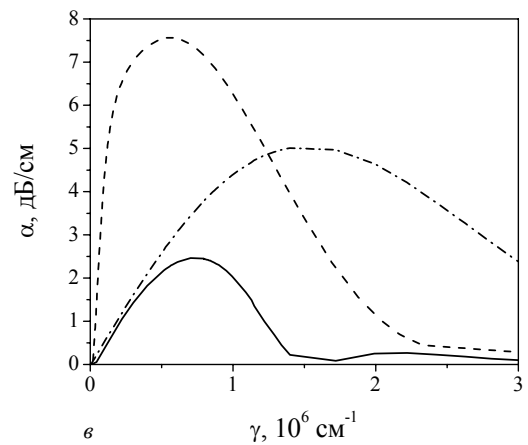
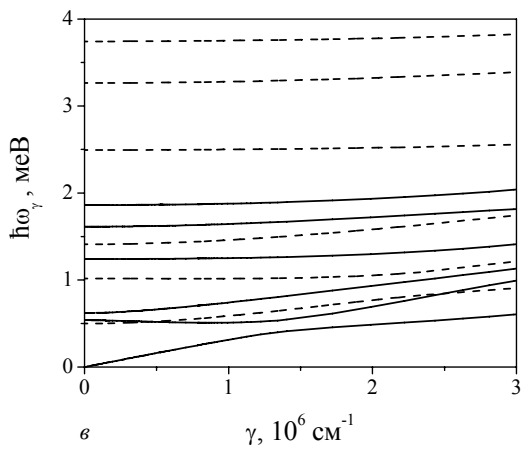
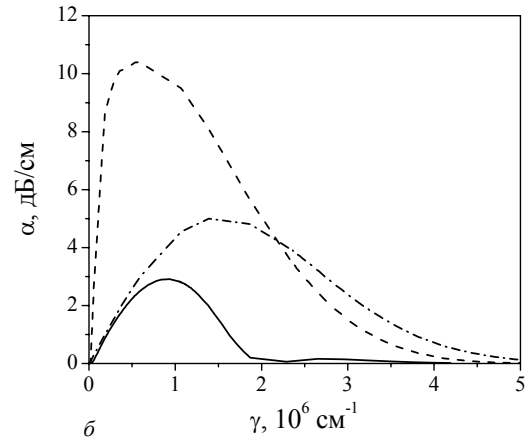
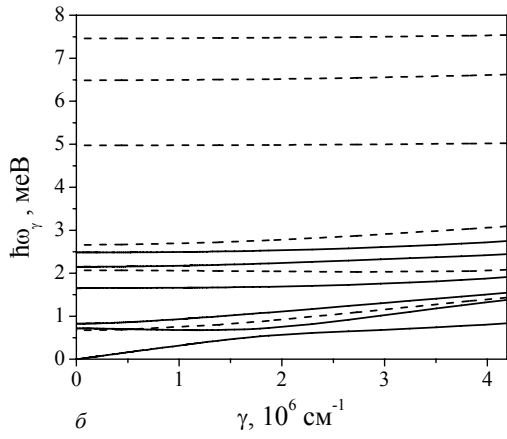
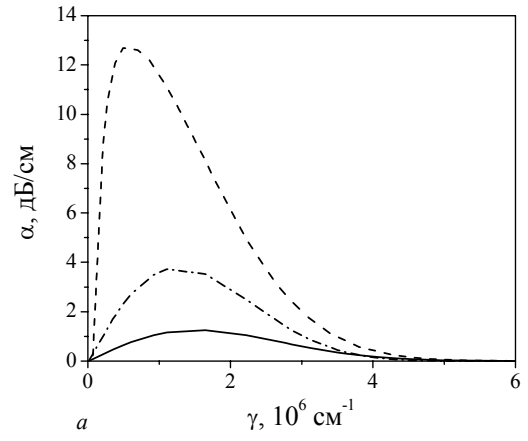
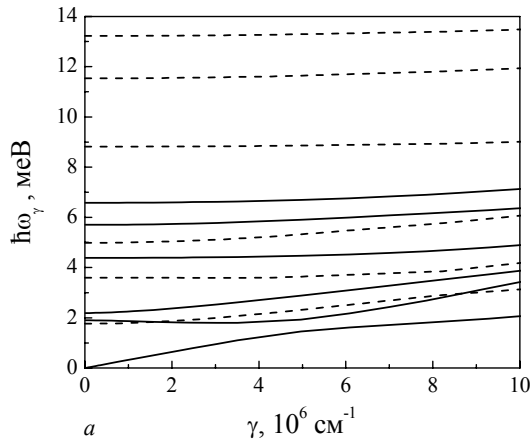


Рис. 1. Дисперсійні криві для найнижчих "ширинних" і "товщинних" мод акустичних фононів ($m = 1, 2, \dots, 6$) квантового дроту GaAs: а) $28,3\text{Å} \times 56,6\text{Å}$; б) $50\text{Å} \times 150\text{Å}$, в) $100\text{Å} \times 200\text{Å}$. Суцільні лінії – "ширинні" моди, пунктирні лінії – "товщинні" моди.

Рис. 2. Коефіцієнт електронного поглинання гіперзвуку $\alpha(\gamma)$ найнижчої моди ($m = 1$) при $T = 77\text{ K}$ у невиродженому квантовому дроті GaAs: а) $28,3\text{Å} \times 56,6\text{Å}$; б) $50\text{Å} \times 150\text{Å}$, в) $100\text{Å} \times 200\text{Å}$. Суцільні лінії – "ширинна" мода (α_w), пунктирні лінії – "товщинна" мода (α_{th}), штрих-пунктирна лінія – "об'ємна" мода (α_v).

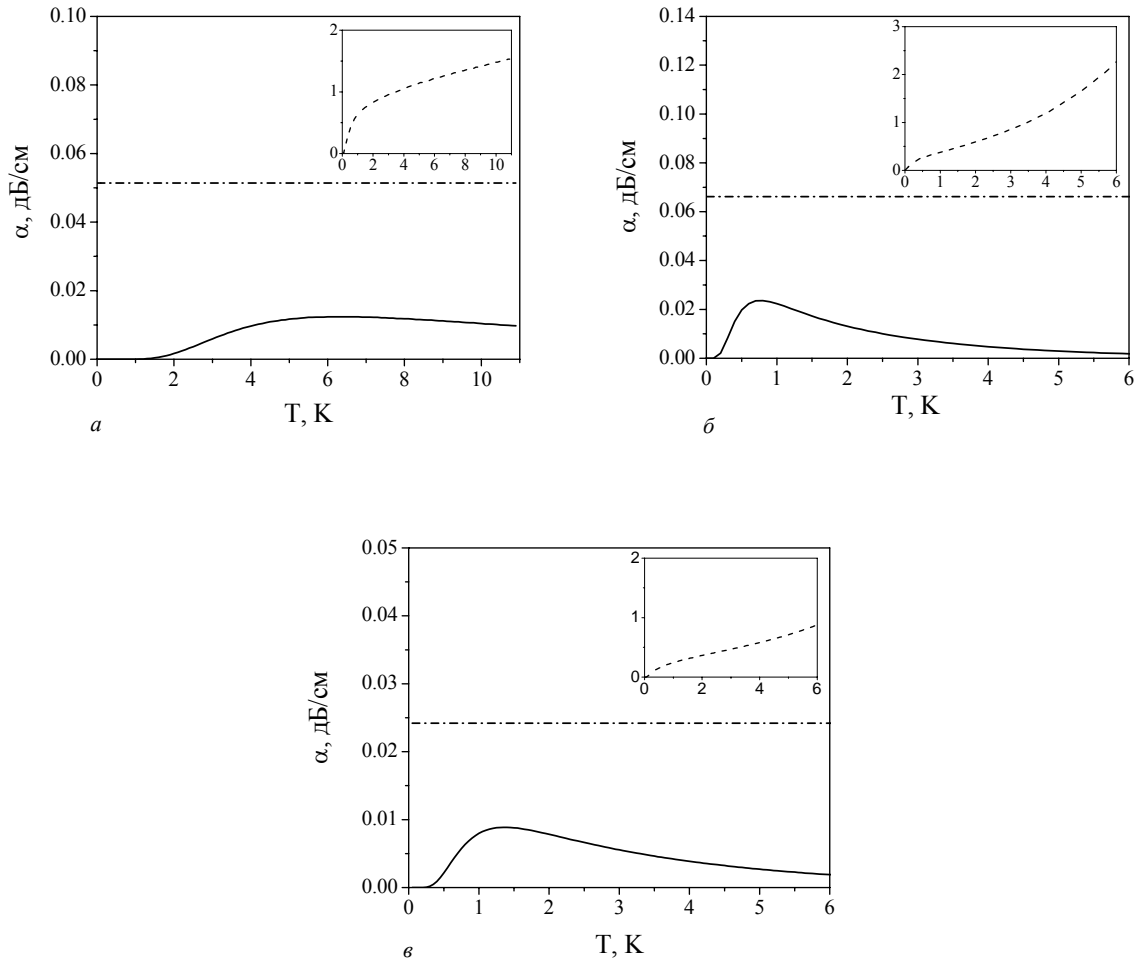


Рис. 3. Температурна залежність електронного поглинання гіперзвуку $\alpha(T)$ найнижчої моди ($m = 1$) у виродженому квантовому дроті GaAs: а) $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$ при $n = 1,7 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,27 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$; б) $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$ при $n = 1,5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,21 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$; в) $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$ при $n = 6,5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,15 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$. Суцільні лінії – α_w , пунктирні лінії – α_{th} , штрих-пунктирні лінії – α_v .

VI. Висновки

Прямокутний квантовий дріт являє собою хвилевод з характерною системою "ширинних" і "товщинних" гібридних акустичних мод обмежених фононів, що підтверджено конкретними розрахунками наближеним методом Морса [11] дисперсійних кривих для випадку GaAs з поперечними розмірами $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$ і $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$ і $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$.

Визначено коефіцієнти електронного поглинання гіперзвуку вздовж прямокутного квантового дроту для невиродженої статистики носіїв струму і випадку виродження. Враховано квантування енергетичного спектра електронів, обмеженість фононів гіперзвуку і екранування деформаційної та п'єзоелектричної електрон-фононної взаємодій, яке виявилось відмінним від об'ємного випадку масивних кристалів. Показано, що електронне поглинання гіперзвуку у квантовому дроті в значній мірі визначається квантово-розмірними ефектами.

Для прямокутного дроту GaAs з поперечними розмірами $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$, $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$ і $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$ отримані спектральні і температурні залежності коефіцієнтів електронного поглинання обмежених фононів гіперзвуку для випадків найнижчих "ширинних" і "товщинних" акустичних мод (α_w і α_{th}). Для напрямку хвильового вектора вздовж напрямку [001] осі дроту внесок п'єзоелектричної взаємодії в кристалах виявився відмінним від нуля для "товщинної" моди, причому $\alpha_{th} = \alpha_{def} + \alpha_{pz}$. Акустичні властивості прямокутного квантового дроту як ефективного низькотемпературного звукопроводу можуть виявитись цікавими для акустоелектроніки.

Рувінський Б.М. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики новітніх технологій;

Остафійчук Б.К. – доктор фізико-математичних наук, професор, проректор з наукової роботи, завідувач кафедри матеріалознавства та новітніх технологій;

Рувінський М.А. доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики і хімії твердого тіла.

Додаток

$$B_{\gamma}^{(w)} = \frac{2}{d} \left\{ f_2(k_1, d) + 2\beta^{(w)} g_1(k_1, k_2, d) + (\beta^{(w)})^2 f_2(k_2, d) + \frac{\gamma^2}{k_1^2} f_1(k_1, d) - \right. \\ \left. - \frac{2k_2}{k_1} \beta^{(w)} g_2(k_1, k_2, d) + \frac{k_2^2}{\gamma^2} (\beta^{(w)})^2 f_1(k_2, d) \right\}, \quad (Д.1)$$

$$\beta^{(w)} = - \frac{\sin(k_1 d)}{\sin(k_2 d)} \frac{2\gamma^2}{(\gamma^2 - k_2^2)}; \quad (Д.2)$$

$$f_i(k_j, d) = d \left[1 - (-1)^i \frac{\sin(2k_j d)}{2k_j d} \right], \quad i, j = 1, 2; \quad (Д.3)$$

$$g_i(k_1, k_2, d) = \frac{\sin(k_1 - k_2)d}{(k_1 - k_2)} + (-1)^i \frac{\sin(k_1 + k_2)d}{(k_1 + k_2)}; \quad (Д.4)$$

де k_j визначаються форм. (6) при $q = 0$.

$$B_{\gamma}^{(th)} = \frac{1}{a} \left\{ f_2(k_1, a) + 2\beta^{(th)} g_1(k_1, k_2, a) + (\beta^{(th)})^2 f_2(k_2, a) - \frac{\pi^2}{4k_1^2 d^2} f_1(k_1, a) - \right. \\ \left. - \frac{\beta_1 \pi}{k_1 d} g_2(k_1, k_2, a) - \beta_1^2 f_1(k_2, a) + \frac{\gamma^2}{k_1^2} f_1(k_1, a) - \frac{2}{k_1} \left(k_2 \beta^{(th)} + \frac{\beta_1 \pi}{2d} \right) g_2(k_1, k_2, a) + \right. \\ \left. + \frac{\left(k_2 \beta^{(th)} + \frac{\beta_1 \pi}{2d} \right)^2}{\gamma^2} f_1(k_2, a) + 2 \left[\frac{\pi^2}{4k_1^2 d^2} f_1(k_1, a) + \frac{\beta_1 \pi}{k_1 d} g_2(k_1, k_2, a) + \beta_1^2 f_1(k_2, a) \right] \right\}; \quad (Д.5)$$

$$\beta^{(th)} = - \frac{\sin(k_1 a)}{\sin(k_2 a)} \frac{2 \left(\frac{\pi^2}{4d^2} + \gamma^2 \right)}{\left[\gamma^2 + \frac{\pi^2}{4d^2} - k_2^2 \right]}; \quad (Д.6)$$

$$\beta_1 = \frac{\sin(k_1 a)}{\sin(k_2 a)} \frac{k_2 \pi / d}{\left[\gamma^2 + \frac{\pi^2}{4d^2} - k_2^2 \right]}; \quad (Д.7)$$

в (Д.5)-(Д.6) k_j визначаються форм. (6) при $q = \pi/2d$.

- [1] Дж. Такер, В. Рэмpton. *Гиперзвук в физике твердого тела*. Мир, М. 455 с. (1975).
- [2] *Nanotechnology* (Ed. by Timp). Springer, N.Y. (1999).
- [3] Й. Имри, *Введение в мезоскопическую физику*. Физматлит, М. 304 с. (2002).
- [4] А.П. Шпак, Ю.А. Куницкий, В.И. Лысов. *Кластерные и наноструктурные материалы*. Академперіодика, К. (2002).
- [5] В.Л. Гуревич. Теория акустических свойств полупроводников (Обзор) // *ФТП*, **2**(11), сс. 1567-1592 (1968). *Кинетика фононных систем*. Наука, М. 400с. (1980).
- [6] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел*. Наука, М. 492 с. (1967).
- [7] P.C. Kwok. Acoustical absorption by neutral donor impurity atoms in Ge // *Phys. Rev. B*, **149**(2), pp. 666-678 (1966).
- [8] А.Е. Глауберман, М.А. Рувинский. Влияние экситонов на поглощение ультразвука в пьезоэлектрических полупроводниках // *ФТТ*, **8**(11), pp. 3335-3338 (1966); М.А. Ruvinskii, А.Е. Glauberман. Exciton attenuation of hypersound in a strong magnetic field // *Phys. Stat. Sol. (b)*, **37**(1), pp. 95-99 (1970).

- [9] A.A. Lipnik, M.A. Ruvinskii. Attenuation and amplification of hypersound by Mott excitons in semiconductors with piezoelectric and deformational electron-phonon interaction // *Phys. Stat. Sol. (b)*, **28**(1), pp. 75-81 (1968).
- [10] Л.В. Келдыш, С.Г. Тиходеев. Поглощение ультразвука электронно-дырочными каплями в полупроводниках // *Письма в ЖЭТФ*, **21**(10), pp. 582-585 (1975).
- [11] R.W. Morse. *J. Acoust. Soc. Am*, **20**, 833 p. (1948); **22**, 219 p. (1950).
- [12] M. Redwood. *Mechanical Waveguides*. Pergamon. Oxford. (1960).
- [13] В.А. Красильников, В.В. Крылов. *Введение в физическую акустику*. Наука, М. 400 с. (1984).
- [14] SeGi Yu, K.W. Kim, M.A. Stroscio, G.F. Iafrate, A. Ballato. Electron-acoustic-phonon-scattering rates in rectangular wires // *Phys. Rev. B.*, **50**(3), pp. 1733-1734 (1994).
- [15] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. Наука, М. 352 с. (1984).
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости*. Наука, М. 248 с. (1987).
- [17] H. Bruus, K. Flensberg, H. Smith. Magnetoconductivity of quantum wires with elastic and inelastic scattering // *Phys. Rev. B.* **48**(15), pp. 11144-11155 (1993).

В.М. Ruvinskii^{1,2}, В.К. Ostafiychuk¹, М.А. Ruvinskii¹

Attenuation of Hypersound by Electrons in Rectangular Quantum Wire

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, ruvinsky@il.if.ua

The electron mechanism of hypersonic attenuation in a rectangular quantum wire (one of the possible structures of meso- and nanoelectronics) is investigated. The dispersion curves for the confined acoustic phonons in a free-standing GaAs wire with different cross-sectional dimensions have been calculated. The attenuation coefficients of confined hypersonic phonons along wire have been determined with taking into account the quantization of electron spectrum and screening of deformational and piezoelectric electron-phonon interactions. The numerical calculations have been fulfilled for the low-temperature attenuation of hypersound in a rectangular quantum GaAs wire. As shown, the spectral and temperature dependences of attenuation are essentially determined with the quantum-dimensional effects.