ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т.7, №2 (2006) С. 230-234

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V.7, №2 (2006) P. 230-234

PACS numbers: 43.35.+d, 63.20.Kr, 63.22.+m, 71.70.Fk, 73.21.Hb, 74.25.Ld. ISSN 1729-4428

М.А. Рувінський[1], Б.М. Рувінський[2]

Вплив електричного поля на поглинання і підсилення гіперзвуку 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, bruvinsky@mail.com*

Досліджено вплив електричного поля на поширення гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті. Розраховано поглинання і з'ясовано можливість підсилення гіперзвуку вздовж осі дроту внаслідок прикладеного в цьому напрямку електричного поля або утвореного градієнта температури, коли дрейфова швидкість електронів перевищує фазову швидкість звуку. Чисельні результати наведено для дроту GaAs з поперечними розмірами 28,3 Å×56,6 Å, 50 Å×150 Å і 100 Å×200 Å. Акустичні властивості прямокутного квантового дроту як ефективного низькотемпературного звукопроводу і підсилювача можуть бути цікавими для акустоелектроніки.

Ключові слова: прямокутний квантовий дріт, гіперзвук, електронне поглинання, електричне поле.

Стаття поступила до редакції 10.01.2006; прийнята до друку 15.02.2006.

Вступ

Різноманітним питанням квантової акустики присвячено велику кількість робіт з фізики твердого тіла [1-3]. Досягнення сучасних технологій і розвиток техніки експерименту зробили актуальним дослідження поширення високочастотних гіперзвукових хвиль в мезоскопічних і наноструктурних матеріалах. Основні механізми поширення гіперзвуку в моделі прямокутного квантового дроту розглянуто в попередніх роботах авторів [4-6]. Метою даної роботи є теоретичне дослідження впливу електричного поля, напрямленого вздовж осі дроту, на поглинання і можливість підсилення гіперзвуку з врахуванням квантово-розмірних ефектів [4-6] для електронів і фононів дроту, включаючи відмінність електрон-фононної взаємодії та її екранування від об'ємного випадку масивних кристалів [1,2,7,8].

I. Поглинання і підсилення гіперзвуку при відсутності і наявності електричного поля

Як і в роботах [4-6], розглянемо модель [9] прямокутного дроту з вільною поверхнею і необмеженою довжиною в напрямку осі z, товщиною $2a$ вздовж осі x і шириною $2d$ в напрямку осі y (довжина дроту $L >> 2a, 2d$ і $(d/a) \geq 2$). Початок координат обрано в площині xy, в геометричному центрі поперечного перерізу прямокутного дроту ($-a \leq x \leq a$, $-d \leq y \leq d$). В цій моделі існує система "ширинних" і "товщинних" гібридних акустичних мод обмежених фононів. "Ширинні" моди розташовані при нижчих енергіях, ніж "товщинні" моди, оскільки ширина є більшою за товщину розглянутих дротів. Обмежимось випадком поглинання найнижчої "ширинної" моди [6] гіперзвуку з частотою $\omega_\gamma = c_\gamma \gamma$, де γ – складова хвильового вектора в напрямку осі z дроту, c_γ – фазова швидкість звуку.

Рух електронів провідності в наближенні ефективної маси у квантовому дроті вважаємо обмеженим в напрямках осей x і y потенціальною ямою з нескінченно високими стінками. Припускаємо, що електрон перебуває в основному стані [4,5]. Для високочастотного звуку поглинання можна розглядати як процес абсорбції електронами обмежених акустичних фононів гіперзвуку, який поширюється вздовж осі z з хвильовим вектором γ. Це відповідає випадку, коли $\gamma\ell \gg 1$, де ℓ – середня довжина вільного пробігу електрона в напрямку осі дроту. Для найнижчої "ширинної" моди гіперзвуку і напрямку хвильового вектора $\boldsymbol{\gamma} \| [001]$ поглинання зумовлене лише деформаційною електрон-фононною взаємодією [9] з екрануванням носіями заряду при врахуванні розмірного квантування

електронів і фононів дроту [5].

Включення постійного і однорідного електричного поля $E_z = E$ викликає дрейф вільних носіїв вздовж осі дроту, який врахуємо звичайним шляхом (див., напр., [10]). Крім зовнішнього електричного поля, дрейф може бути викликаний також утворенням градієнта температури вздовж осі дроту. Тоді $E = \alpha_T(\partial T/\partial z)$, де α_T – диференціальна термо-е.р.с. Дрейфова швидкість електронів в слабкому полі

$$v_d = \frac{e\tau}{m^*}E \ , \qquad (1)$$

де e – елементарний заряд, m^* – ефективна маса електрона провідності, τ – час релаксації, який вважаємо незалежним від хвильового вектора $k_z = k$ електрона.

Використаний вираз [10] для нерівноважної функції розподілу елетронів не обмежений випадком слабких полів. Наведемо остаточний результат для коефіцієнта електронного поглинання гіперзвуку найнижчої "ширинної" моди для невироджеої статистики носіїв струму у напівпровідниковому квантовому дроті:

$$\alpha_w(x_d) = 4\sqrt{\frac{\pi}{2}}E_a^2\left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2+\kappa_\gamma^2\varphi_\gamma}\right)^2\frac{\omega_\gamma^2(m^*)^{1/2}n}{\hbar\,|c_d^2k_1|^2\,\theta^{1/2}}\cdot\frac{1}{\rho_m\,|B_\gamma^{(w)}|}\cdot\left|\frac{\pi^2\sin(k_1d)}{k_1d(\pi^2-k_1^2d^2)}\right|^2\left(1-e^{-\hbar\tilde{\omega}_\gamma/\theta}\right)\cdot$$
$$\exp\left[-\frac{m^*\tilde{\omega}_\gamma^2}{2\gamma^2\theta}\left(\frac{\hbar\gamma^2}{2m^*\tilde{\omega}_\gamma^2}-1\right)^2\right]\cdot 8{,}686\ \ (\text{дБ/см}) \ , \qquad (2)$$

де E_a – константа деформаційного потенціалу, $\theta = k_BT$, n – об'ємна концентрація електронів провідності, ρ_m – густина маси дроту, c_d – швидкість поздовжнього звуку, $k_1 = \gamma\left[(c_\gamma/c_d)^2-1\right]^{1/2}$, $B_\gamma^{(w)}$ визначається форм. (Д1)-(Д4) роботи [5], κ_γ^2 і φ_γ – відповідно форм. (8) і (9) роботи [4],

$$\tilde{\omega}_\gamma = \omega_\gamma(1-x_d), \quad x_d = \frac{v_d}{c_\gamma} = \frac{e\tau}{m^*c_\gamma}E \ . \qquad (3)$$

Для випадку виродження носіїв струму

$$\alpha_w(x_d) = E_a^2\left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2+\kappa_F\varphi_\gamma}\right)^2\frac{m^*\omega_\gamma^2}{\hbar^2\,|c_d^2k_1|^2}\cdot\frac{1}{\rho_m ad\,|B_\gamma^{(w)}|}\cdot\left|\frac{\pi^2\sin(k_1d)}{k_1d(\pi^2-k_1^2d^2)}\right|^2\cdot$$
$$\left\{f\left[\left(\tilde{\varepsilon}_\gamma^{(-)}-\mu\right)/\theta\right]-f\left[\left(\tilde{\varepsilon}_\gamma^{(+)}-\mu\right)/\theta\right]\right\}\cdot 8{,}686\ (\text{дБ/см}) \ , \qquad (4)$$

де $f[x] = (\exp[x]+1)^{-1}$ – функція розподілу Фермі-Дірака, μ – хімічний потенціал одномірного електронного газу; при $(\theta/\mu) \ll 1$ μ і κ_F визначаються форм. (12)-(14) роботи [4];

$$\tilde{\varepsilon}_\gamma^{(\pm)} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{m^*\tilde{\omega}_\gamma}{\hbar\gamma}\pm\frac{\gamma}{2}\right)^2 . \qquad (5)$$

При відсутності електричного поля вирази для $\alpha_w(0)$ співпадають з отриманими раніше [4,5] коли $\alpha_w(0) > 0$, і має місце лише поглинання гіперзвуку. Зауважимо, що при відсутності електричного поля можливість підсилення ($\alpha_w(0) < 0$) може бути пов'язана з інверсним заселенням електронами дроту різних квантових "каналів" (тобто збуджених станів поперечного руху електронів) і квантовими переходами у основний канал. Результати цього розгляду будуть наведені у наступній публікації авторів. При відсутності таких переходів і наявності електричного поля підсилення гіперзвуку ($\alpha_w(0) < 0$) є можливим за рахунок звичайного механізму [1], коли дрейфова швидкість електронів перевищує фазову швидкість звуку ($v_d > c_\gamma$). Проте прояв цього механізму у дроті істотно визначається квантово-розмірними ефектами електронів і фононів.

II. Обговорення результатів для прямокутного квантового дроту GaAs

Розглянемо особливості електронного поглинання і підсилення гіперзвуку при відсутності і

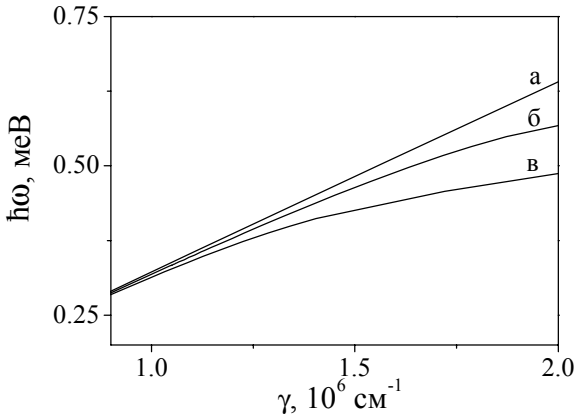

Рис. 1. Дисперсійні криві для найнижчої "ширинної" моди акустичних фононів квантового дроту GaAs:
а) 28.3Å×56.6Å, б) 50Å×150Å, в) 100Å×200Å.

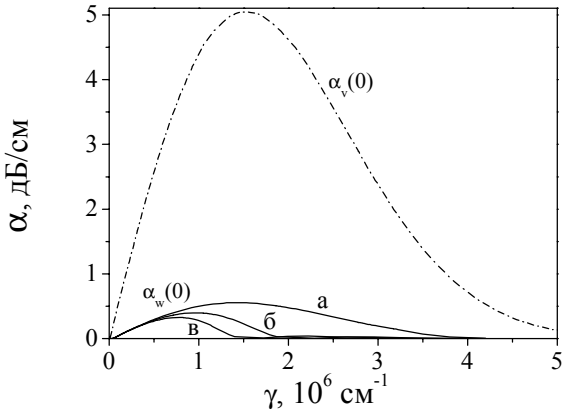

Рис. 2. Коефіцієнт електронного поглинання гіперзвуку найнижчої "ширинної" моди в залежності від γ при $T = 77$ К, $n = 10^{14}$ см$^{-3}$ при відсутності електричного поля у невиродженому напівпровідниковому дроті GaAs:
а) 28.3Å×56.6Å, б) 50Å×150Å, в) 100Å×200Å.

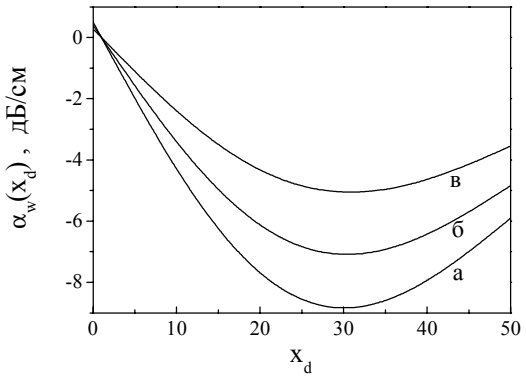

Рис. 3. Залежність коефіцієнта електронного поглинання гіперзвуку $\alpha_w(x_d)$ від електричного поля при $\gamma = 1\cdot10^6$ см$^{-1}$ ($x_d = (v_d/c_\gamma) \propto E$) у невиродженому дроті GaAs: а) 28.3Å×56.6Å, б) 50Å× 150Å, в) 100Å×200Å (T=77K, n=10^{14}см$^{-3}$).

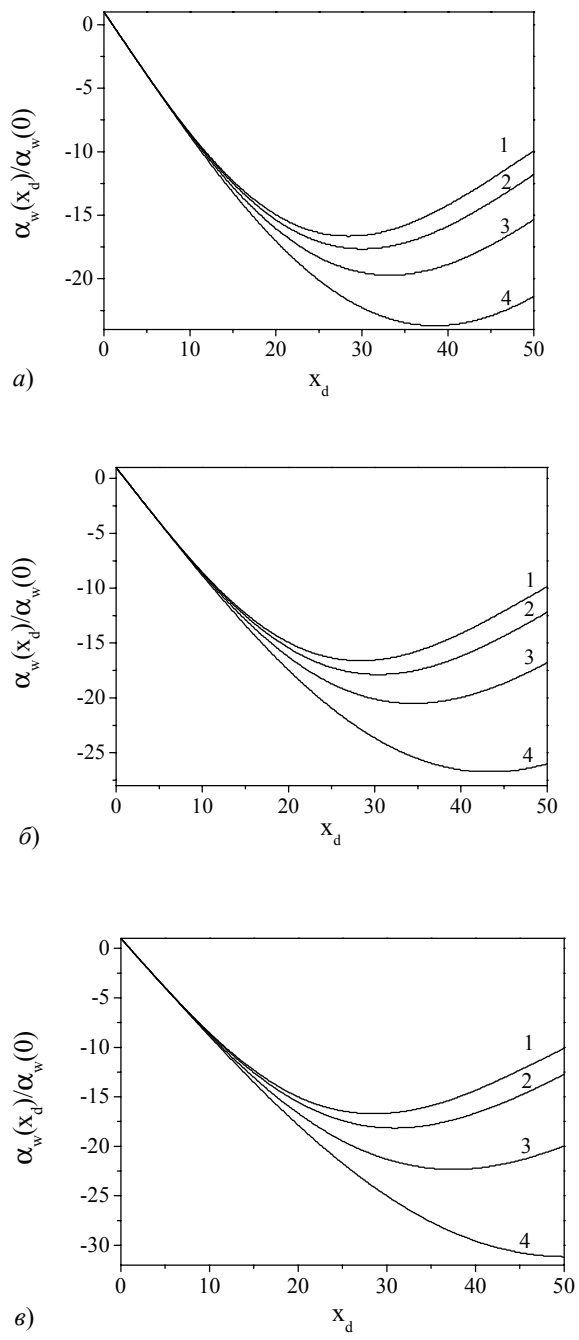

Рис. 4. Відносне підсилення $[\alpha_w(x_d)/\alpha_w(0)]$ при різних значеннях γ: 1 – $0{,}5\cdot10^6$см$^{-1}$, 2 – $1{,}0\cdot10^6$см$^{-1}$, 3 – $1{,}5\cdot10^6$ см$^{-1}$, 4 – $2{,}0\cdot10^6$ см$^{-1}$. (T=77K, n=10^{14}см$^{-3}$).
а) 28.3Å×56.6Å, б)50Å× 150Å, в)100Å×200Å

наявності електричного поля для найнижчої "ширинної" моди у прямокутному невиродженому квантовому дроті GaAs з поперечними розмірами $2a\times2d$ = 28.3Å×56.6Å (а), 50Å×150Å (б), 100Å×200Å (в). Розраховані дисперсійні криві найнижчої "ширинної" моди показані на рис. 1. Залежності коефіцієнта поглинання гіперзвуку від хвильового вектора γ при відсутності електричного поля $\alpha_w(0)$ наведено на рис. 2 (суцільні лінії згідно форм. (2)) у порівнянні з коефіцієнтом поглинання $\alpha_v(0)$ об'ємних (необмежених) поздовжніх фононів

гіперзвуку з частотою $\omega = c_d\gamma$ у масивних зразках GaAs (штрих-пунктирні лінії) при $T = 77K$, $n = 10^{14}$ см$^{-3}$ для параметрів GaAs [11]. Отже, $\alpha_w(0) < \alpha_v(0)$. Аналогічний результат маємо і для виродженого дроту, згідно (4), для $\alpha_w(0)$.

Залежності коефіцієнта електронного поглинання $\alpha_w(x_d)$ від електричного поля E при $\gamma = 1\cdot 10^6$ см$^{-1}$ ($x_d = (v_d / c_\gamma) \propto E$) для невиродженого дроту GaAs ($T = 77K$, $n = 10^{14}$ см$^{-3}$) подані на рис. 3. При $x_d > 1$ маємо підсилення гіперзвуку ($\alpha_w(x_d) < 0$). При достатньо сильних електричних полях виявляється відхилення $\alpha_w(x_d)$ від лінійної залежності. Крім того, істотним є вплив квантово-розмірних ефектів.

На рис. 4 а,б,в представлені залежності відносного підсилення $[\alpha_w(x_d)/\alpha_w(0)]$ від електричного поля при різних значеннях хвильового вектора γ гіперзвуку для трьох поперечних перерізів невиродженого прямокутного дроту GaAs ($T = 77K$, $n = 10^{14}$ см$^{-3}$).

Висновки

1. Показано, що під дією електричного поля можливим є підсилення гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті при умові, що дрейфова швидкість електронів вздовж осі дроту перевищує фазову швидкість гіперзвуку. При цьому квантово-розмірні ефекти в значній мірі визначають основні характеристики підсилення.
2. Чисельні розрахунки поглинання і підсилення гіперзвуку в прямокутному дроті GaAs свідчать про перспективність квантового напівпровідникового дроту в якості ефективного низькотемпературного звукопроводу і акустичного підсилювача в електричному полі.

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] Дж. Такер, В. Рэмптон. *Гиперзвук в физике твердого тела.* Мир, М. 455с. (1975).
[2] В.Л. Гуревич. *Кинетика фононных систем.* Наука, М., 400с. (1980).
[3] С.Г. Алексеев, Ю.В. Гуляев, И.М. Котелянский, Г.Д. Мансфельд. Некоторые тенденции развития акустоэлектроники сверхвысоких частот // *УФН,* **175**(8), сс. 895-900 (2005).
[4] М.А. Рувінський, Б.К. Остафійчук, Б.М. Рувінський. Електронне поглинання обмежених фононів гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті // *Металлофиз. новейших технолог.,* **27**(8), сс. 1075-1085 (2005).
[5] Б.М. Рувінський, Б.К. Остафійчук, М.А. Рувінський. Поглинання гіперзвуку електронами в прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **5**(3), сс. 463-473 (2004).
[6] Б.М. Рувінський, М.А. Рувінський. Фононне поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **6**(1), сс. 20-27 (2005).
[7] В.Л. Гуревич. Теория акустических свойств полупроводников (Обзор) // *ФТП*, **2**(11), сс. 1567-1592 (1968).
[8] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел.* Наука, М. 492с. (1967).
[9] Se.Gi 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. 1733-1738 (1994).
[10] L. Hrivnak, M. Ozvold. Ultrasonic attenuation dependence on the strength of electric field in semiconductors. *Czech. J. Phys.,* B**15**(4), pp. 251-258 (1965).
[11] H. Bruus, K. Flensberg, H. Smith. Magnetoconductivity of quantum wires with elastic and inelastic scattering // *Phys. Rev. B.,* **48**(15), pp. 11144-11155 (1993).

M.A. Ruvinsky[1], B.M. Ruvinsky[2]

Effect of Electric Field on Hypersonic Attenuation and Amplification 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, bruvinsky@gmail.com

The effect of electric field on hypersonic propagation in a rectangular quantum wire is investigated. The attenuation of hypersound has been calculated and the possibility of hypersonic amplification along the axis of wire has been elucidated owing to the applied electric field in this direction or the formed temperature gradient when the drift velocity of electrons has exceeded the phase velocity of sound. The numerical results have been presented for the GaAs wire with the cross-sectional dimensions: 28.3Å×56.6Å, 50Å×150Å and 100Å×200Å. The acoustic properties of a rectangular quantum wire may be interesting for acoustoelectronics as the effective low-temperature sound-transmission and amplifier.