



Закордонець В.С.

Закордонець В.С. канд. фіз.-мат. наук, доцент

Сисак І.М. канд. техн. наук

Тернопільський національний технічний університет
імені Івана Пулюя, вул. Руська, 56, Тернопіль, 46001,
Україна; e-mail: wladim21@gmail.com



Сисак І.М.

ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНА ДОБРОТНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАДГРАТОК

В квазікласичному одномізонному наближенні досліджена термоелектрична добротність напівпровідникових надграток. Врахована зміна часу релаксації носіїв струму 2D структурах в порівнянні з їх 3D аналогами при розсіюванні носіїв струму на акустичних фононах, точкових дефектах і неполярних оптичних фононах при довільній статистиці. Встановлена аналітична залежність добротності від коефіцієнта термоелектричної якості матеріалу та ширини мінізони провідності в напрямку осі надгратки. Показано, що добротність напівпровідникових надграток збільшується із збільшенням цих параметрів. Бібл. 14, рис. 4

Ключові слова: надгратки, мінізона провідності, час релаксації, термоЕРС, фононна теплопровідність, термоелектрична добротність.

Постановка проблеми.

ККД термоелектричних генераторів, а також холодильний коефіцієнт термоелектричних холодильників визначається параметром безрозмірної термоелектричної добротності (ТЕД)

$$zT = \frac{\alpha^2 \sigma}{\kappa_e + \kappa_{ph}} T, \quad (1)$$

де, α , σ , κ_e , κ_{ph} - коефіцієнти термоЕРС, електропровідності, електронної і фононної теплопровідності термоелектричного матеріалу, T – середня абсолютна температура, яка характеризує умови застосування термоелектричного пристрою [1].

В [2] показано, що для об'ємних кристалічних напівпровідникових матеріалів, навіть при ідеальній комбінації їх параметрів $zT < 1.5$. Практично ж величина zT сучасних термоелектриків на основі Bi_2Te_3 наблизилася до граничної величини $zT < 1$.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

В останні десятиріччя продовжувалися інтенсивні пошуки шляхів збільшення термоелектричної добротності. При цьому збільшення ТЕД, в основному, пов'язувалося із

зменшенням фононної теплопровідності при підтриманні електропровідності хоча б на рівні вироджених широкозонних напівпровідників. Було запропоновано використання напівпровідникових структур низької розмірності: тонких плівок [3, 4], надґраток, [5, 6], нанорозмірних структур [7]. Аналіз експериментальних даних підтверджує перспективність створення високоефективних термоелектричних матеріалів на базі нанотехнологій [8].

Однак, зменшення фононної складової теплопровідності ґратки не єдиний наслідок впливу структур низької розмірності на властивості термоелектричного матеріалу: в наноструктурованих матеріалах можуть змінюватися процеси переносу і розсіювання не тільки фононів, але і електронів [9, 10].

Метою роботи є дослідження термоелектричної добротності напівпровідникових надґраток в квазікласичному одномінізонному наближенні з урахуванням зміни часу релаксації в 2D структурах в порівнянні з їх 3D аналогами у при розсіюванні носіїв струму на акустичних фононах, точкових дефектах і неполярних оптичних фононах у випадку довільній статистики.

Постановка завдання

Знаходження функції розподілу

Фізичні властивості напівпровідникових матеріалів визначаються їх електронним спектром, який в надґратках має сильну анізотропію. В той час, як рух носіїв струму в напрямку перпендикулярному осі НГ майже вільний і відповідає руху по широкій зоні провідності, рух вздовж осі надґратки обмежений. В цьому напрямку електронний спектр має мінізонний характер. У випадку достатньо вузьких шарів, які являють собою квантові ями для електронів, всі електрони будуть знаходитися поблизу дна нижньої мінізони розмірного квантування. В рамках квазікласичного наближення $2\varepsilon_0 \gg \hbar/\tau_{2D}$, eE_0 , $a\nabla_z k_0 T$ закон дисперсії електронів в нижній мінізоні НГ має вигляд [11]

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + 2\varepsilon_0(1 - \cos k_z a) \quad (2)$$

де $k_{\perp} = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, і k_z – поперечна і поздовжня до осі НГ компоненти квазіхвильового вектора, $m_{\perp}$ – поперечна ефективна маса, яка близька по величині до ефективної маси m^* електронів напівпровідника, що формує НГ, a – період НГ, $2\varepsilon_0$ – ширина мінізони провідності НГ в напрямку k_z .

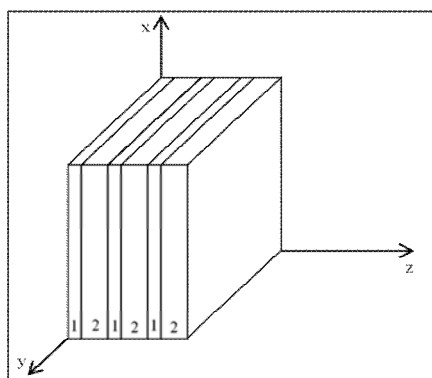


Рис.1 Схематична будова напівпровідникової надґратки GaAs/AlAs. 1 – шар GaAs, 2 – шар AlAs.

Розрахунок кінетичних коефіцієнтів проведемо в квазікласичному одномізонному наближенні з урахуванням зміни часу релаксації в $2D$ - структурах у порівнянні з їх об'ємними $3D$ – аналогами. Нерівноважну функцію розподілу електронів f будемо шукати з кінетичного рівняння Больцмана

$$\vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - e \vec{E}_0 \frac{\partial f}{\hbar \partial \vec{k}} = - \frac{f_1}{\tau_{2D}}, \quad (2)$$

де $\vec{v} = \hbar^{-1} \partial \varepsilon(\vec{k}) / \partial \vec{k}$ – швидкість електрона, $\vec{E}_0 = -\partial \varphi / \partial \vec{r}$ – напруженість електричного поля, φ – електричний потенціал, $f_1 = f - f_0$, $f_0 = [1 + \exp(\varepsilon - \zeta) / k_0 T]$ – рівноважна функція розподілу Фермі-Дірака із змінною в просторі абсолютною температурою T і хімічним потенціалом ζ , τ_{2D} - час релаксації, k_0 - постійна Больцмана.

Поздовжню складову тензора часу релаксації електронного газу НГ напишемо у вигляді [12]

$$\tau_{2D} = a \frac{2\sqrt{2m_{\perp} k_0 T}}{3\pi \hbar} \tau_{3D} \left(\frac{\varepsilon}{k_0 T} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

де

$$\tau_{3D} = \tau_0 \left(\frac{\varepsilon}{k_0 T} \right)^{r-1/2}, \quad (4)$$

- час релаксації в об'ємному зразку, τ_0 - незалежна від енергії електрона постійна, r - параметр розсіювання мають вигляд:

на точкових дефектах (короткодійний потенціал)

$$\tau_0 = \frac{\pi \hbar^4}{m_n (2m_n k_0 T)^{1/2} U_0^2 N_g}, \quad (5)$$

на акустичних фононах

$$\tau_0 = \frac{2\pi \hbar^4 \rho v_0^2}{E_1^2 (2m_n k_0 T)^{3/2}}, \quad (6)$$

на неполярних оптичних фононах ($k_0 T \gg \hbar \omega_0$)

$$\tau_0 = \frac{2}{\pi} \left(\frac{\hbar \omega_0}{E_0} \right)^2 \frac{\hbar^2 a^2 \rho}{m_n (2m_n k_0 T)^{3/2}}, \quad (7)$$

Очевидно, що відмінності в степеневій залежності часу релаксації об'ємного зразка і надгратки виникають із-за різної енергетичної залежності густини станів.

Розв'язуючи рівняння (2) в наближенні часу релаксації, для нерівноважної добавки до функції розподілу Фермі-Дірака отримаємо

$$f_1 = -\tau_{2D} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \left[\frac{\varepsilon(\vec{k}) - \zeta}{T} \vec{v} \nabla T - e \vec{v} \nabla \left(\varphi - \frac{\zeta}{e} \right) \right]. \quad (8)$$

Очевидно, що перша складова нерівноважної добавки викликана грідиєнтом температури в зразку, а друга з градієнтом енергії носіїв струму.

Розрахунок кінетичних коефіцієнтів

Густину струму і густину потоку енергії знайдемо із відомих співвідношень [12]

$$\vec{j} = -\frac{2e}{(2\pi)^3} \int \vec{v}(\vec{k}) f_1(\vec{k}, \vec{r}) d\vec{k}, \quad (9)$$

$$\vec{w} = \frac{2}{(2\pi)^3} \int [\varepsilon(\vec{k}) - \zeta] \vec{v}(\vec{k}) f_1(\vec{k}, \vec{r}) d\vec{k} \quad (10)$$

Будемо вважати що вектори $\vec{E}_0$ і ∇T направлені вздовж осі надгратки, яку сумістимо з віссю циліндричної системи координат $0z$. Враховуючи (8) та інтегруючи в циліндричній системі координат для густини струму і енергії отримаємо

$$j = j_z = \sigma(\eta, \beta) \nabla_z \left(\frac{\zeta}{e} - \varphi \right) - \alpha(\eta, \beta) \sigma(\eta, \beta) \nabla_z T \quad (11)$$

$$w = w_z = -\kappa_e(\eta, \beta) \nabla_z T \quad (12)$$

де $\alpha(\eta, \beta)$, $\sigma(\eta, \beta)$, $\kappa_e(\eta, \beta)$ - коефіцієнти термоЕРС, електропровідності і електронної складової теплопровідності вздовж осі НГ.

Враховуючи вигляд функції розподілу із (11) і (12) знайдемо кінетичні коефіцієнти.

Коефіцієнт термоЕРС

$$\alpha(\eta, \beta) = \frac{\nabla_z \left(\frac{\zeta}{e} - \varphi \right)}{\nabla_z T} = -\frac{k_0}{e} \left[\frac{I_{1,2,0}(\eta, \beta) + \beta I_{0,2,2}(\eta, \beta)}{I_{0,2,0}(\eta, \beta)} - \eta \right], \quad (13)$$

коефіцієнт електропровідності

$$\sigma(\eta, \beta) = \sigma_0 \beta^2 I_{0,2,0}(\eta, \beta), \quad (14)$$

електронну складову коефіцієнта теплопровідності

$$\kappa_e(\eta, \beta) = L_{2D}(\eta, \beta) \sigma(\eta, \beta) T, \quad (15)$$

де

$$L_{2D}(\eta, \beta) = \left(\frac{k_0}{e} \right)^2 \left\{ \frac{I_{2,2,0}(\eta, \beta) + 2\beta I_{1,2,2}(\eta, \beta) + \beta^2 I_{0,2,4}(\eta, \beta)}{I_{0,2,0}(\eta, \beta)} - \left[\frac{I_{1,2,0}(\eta, \beta)}{I_{0,2,0}(\eta, \beta)} + \beta \frac{I_{0,2,2}(\eta, \beta)}{I_{0,2,0}(\eta, \beta)} \right]^2 \right\} \quad (16)$$

число Лоренца,

$$I_{k,l,m}(\eta, \beta) = \int_0^\pi F_k(\eta, z, \beta) (\sin z)^l \left(\sin \frac{z}{2} \right)^m dz, \quad (17)$$

$$F_k(\eta, z, \beta) = \int_0^\infty \frac{\exp\left(x - \eta + \beta \sin^2 \frac{z}{2}\right)}{\left[1 + \exp\left(x - \eta + \beta \sin^2 \frac{z}{2}\right)\right]^2} x^k dx, \quad (18)$$

трьохпараметричні інтеграли Фермі [12],

$\varepsilon_\perp = \hbar^2 k_\perp^2 / 2m_\perp$, $x = \varepsilon_\perp / k_0 T$, $\eta = \zeta / k_0 T$, $z = ak_z$, $\beta = 2\varepsilon_0 / k_0 T$ - приведена ширина мінізони провідності в напрямку осі надґратки.

Розрахунок термоелектричної добротності

Використовуючи знайдені кінетичні коефіцієнти розрахуємо термоелектричну добротність 2D- структури

$$z_{2D}(\eta, \beta) T = \frac{\alpha^2(\eta, \beta) \sigma(\eta, \beta)}{\kappa_e(\eta, \beta) + \kappa_{ph}} T = \frac{\alpha_0^2(\eta, \beta)}{L_0(\eta, \beta) + B^{-1} [\beta^2 I_{0,2,0}(\eta, \beta)]^{-1}}, \quad (19)$$

де $L_0(\eta, \beta) = L_{2D}(\eta, \beta) / (k_0/e)^2$ - приведенне число Лоренца, $\alpha_0(\eta, \beta) = \alpha(\eta, \beta) / (-k_0/e)$ - приведений коефіцієнт термоЕРС,

$B = \left(\frac{k_0}{e} \right)^2 \frac{\sigma_0 T}{\kappa_{ph}}$ - коефіцієнт термоелектричної якості (КЯ), який містить матеріальні параметри

2D ґратки: коефіцієнт фононної теплопровідності, період НГ, ефективну масу та рухливість носіїв струму в напрямку осі НГ, і суттєво впливає на величину ТЕД. Аналогічний параметр введений для масивних напівпровідникових зразків в [2].

Аналіз отриманих результатів

При фіксованих значеннях параметрів носіїв струму B і β ТЕД є функцією лише η , причому залежність $z(\eta)$ має екстремум. Тобто, існує оптимальна концентрація легуючих домішок, яка приводить до максимальних значень добротності. Після максималізації $z(\eta)$ по хімічному потенціалу був досліджений вплив на ТЕД параметрів B і β . Оцінка найбільш реалістичного діапазону зміни коефіцієнта термоелектричної якості дає $B = 0.075 - 0.125$.

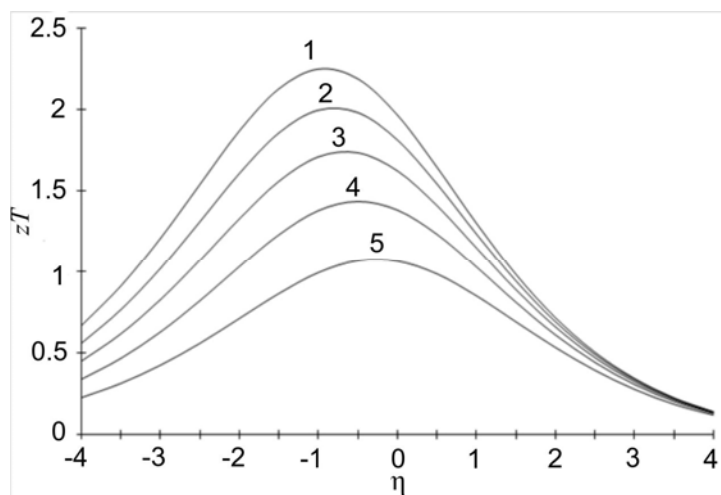


Рис. 2 Залежність термоелектричної добротності від приведенного хімічного потенціалу при ширині мінізони провідності $\beta=5$ та при різних величинах КЯ. Крива 1 при $B = 0.15$, 2- $B = 0.125$, 3 - $B = 0.1$, 4 - $B = 0.075$, 5 - $B = 0.05$.

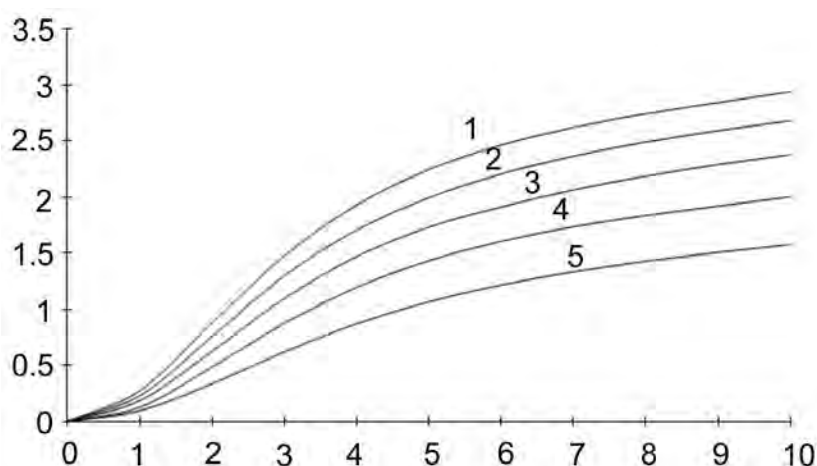


Рис. 3 Залежність максимальної термоелектричної добротності від ширини мінізони провідності при різних величинах КЯ. Крива 1 при $B = 0.15$, 2- при $B = 0.125$, 3 – при $B = 0.1$, 4 при - $B = 0.075$, 5 при- $B = 0.05$.

Врахування скінченності ширини мінізони провідності призводить до залежності числа Лоренца від її ширини. Зокрема, при зменшенні ширини мінізони у напрямку осі НГ зменшується число Лоренца та коефіцієнти електропровідності і електронної складової теплопровідності. І, незважаючи на зменшення фононної теплопровідності, даний процес призводить до загального зменшення ТЕД. Навпаки, збільшення ширини мінізони провідності збільшує коефіцієнт електропровідності. Однак, при цьому збільшується електронна складова теплопровідності, яка може компенсувати зменшення фононної теплопровідності. Цей процес може спричинити загальне зменшення ТЕД. Очевидно, що існує оптимальна ширина мінізони провідності, яка для надграток *GaAs/AlAs* знаходиться в інтервалі $\beta = 5-9$.

В двовимірних структурах для статистики виродженого газу носіїв струму приведені число Лоренца досягає максимальної величини - $L_0(\infty, \beta) = \pi^2/3$, а для невиродженого електронного газу і надвузкої мінізони провідності мінімуму - $L_0(\eta, 0) = 1$.

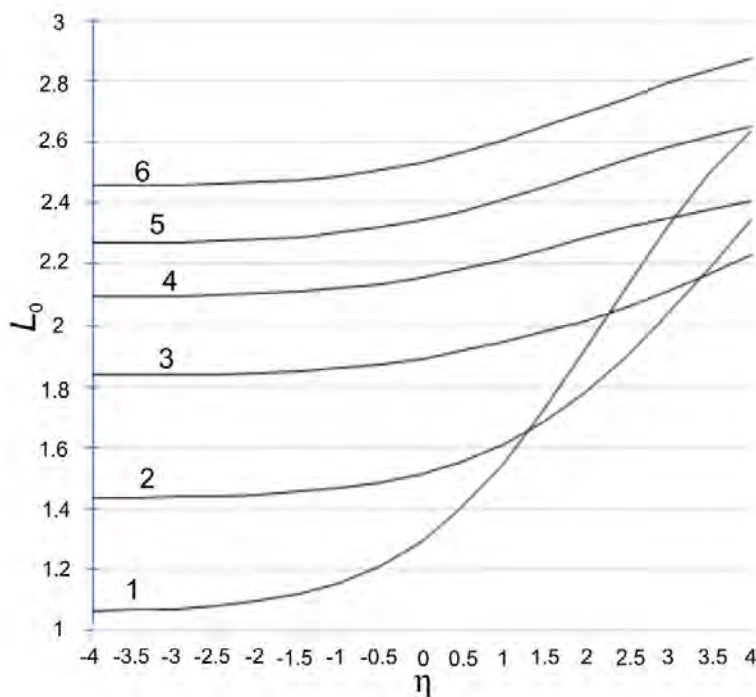


Рис. 4 Залежність приведенного числа Лоренца від хімпотенціалу при різній ширині мінізони провідності. Криві: 1 - при $\beta=1$, 2 – при $\beta=3$, 3 при $\beta=5$, 4 при $\beta=7$, 5 при $\beta=10$, 6 - при $\beta=\infty$.

Для перевірки правильності отриманих співвідношень був здійснений граничний перехід при $\beta \rightarrow \infty$. Збільшення β слід розглядати як наближення ширини мінізони провідності в напрямку паралельному до осі НГ до ширини широкої зони провідності в напрямку $k_{\perp}$. В граничному випадку $\beta = \infty$, аналітичні співвідношення для кінетичних коефіцієнтів переходять у відомі формули для масивних напівпровідників з параболічним законом дисперсії [12].

Одним з найважливіших результатів створення гетероструктур пониженої розмірності, які приводять до збільшення ТЕД є зменшення теплопровідності ґратки в результаті розсіювання фононів на поверхнях і гетерограницях. Однак, зменшення теплопровідності ґратки не єдиний наслідок впливу структур низької розмірності на властивості термоелектричного матеріалу: в наноструктурованих матеріалах змінюються процеси розсіювання не тільки фононів, але і електронів. Зокрема, змінюється час релаксації носіїв струму в 2D структурах у порівнянні з їх 3D аналогами.

Висновки

Термоелектрична добротність надґраток залежить від хімічного потенціалу η , ширини мінізони провідності β та коефіцієнта термоелектричної якості B . Безрозмірний параметр якості термоелектричного матеріалу визначається величиною: коефіцієнта фононної теплопровідності, періоду надґратки, ефективної маси носіїв струму в напрямку осі надґратки та ін.. Найбільш реалістичний діапазон зміни B для двовимірних структур на основі $GaAs/AlAs$ складає 0.050-0.125.

При фіксованих значеннях параметрів B і β термоелектрична добротність є функцією лише η , причому залежність $z(\eta)$ має екстремум, який при збільшенні B , зміщується в бік менших значень хімпотенціалу. В області кімнатних температур при умові оптимальної концентрації легуючих домішок, при ширині мінізони провідності $\beta = 10$ та при максимально сприятливій величині коефіцієнта термоелектричної якості $B = 0.125$ величина ТЕД надґраток на основі $AlGaAs$ може досягти значень $zT = 3$. Отримана гранична величина ТЕД НГ є достатньою для того, щоб термоелектричні пристрої по ефективності склали конкуренцію електричним генераторам і холодильникам, які працюють на інших принципах.

Звичайно, що на величину ТЕД НГ суттєві корективи може внести ефект електрон - фононного захоплення [13, 14].

Література

1. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Киев: Наукова думка, 1979. – 768с.
2. Булат Л.П., Закордонец В.С. Предельная термоэлектрическая добротность полупроводниковых кристаллических материалов //ФТП. –1995. –29, вып.10.-С.1743 – 1749.
3. Закордонец В.С., Логвинов Г.Н. Термоэлектрическая добротность монополярных полупроводников ограниченных размеров //ФТП. –1997. –31, вып.3.-С.324 – 325.
4. Venkatasubramanian R., Colpitts T., Watko E., Lamvik M., El-Masry N. MOCVD of Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 and their superlattice structures for thin-film thermoelectric applications. Journal of Crystal Growth, 1997;(1–4):170721–817.
5. Ezzahri Y., Zeng G., Fukutani K., Bian Z., Shakouri A. Comparison of thin film microrefrigerators based on Si/SiGe superlattice and bulk SiGe. J. Microelectronics, 2008; 39:981–991.

6. Venkatasubramanian R., Siivola E., Colpitts T., O'Quinn B. Thin-film thermoelectric devices with high room-temperature figures of merit. *Nature*, 2001; 431:597–602.
7. Ivanova L.D., Granatkina Yu.V., Malchev A.G., Nikhezina I.Yu., Emel'yanov M.V. Materials based on solid solutions of bismuth and antimony tellurides formed by rapid melt crystallization methods. *Semiconductors*, 2019;53(5):652–656.
8. Baranskiy P.I., Gaydar S.P. On the way from myths to realities in mastering high-performance thermoelectric converters based on the achievements of nanophysics and nanotechnologies. *Journal of thermoelectricity*, 2007;(2):46–53.
9. Д.А. Пшенай-Северин, Ю.И. Равич ФТП 36, **8**, (2002) Расчет подвижности и термоэлектрической эффективности многослойных структур с квантовыми ямами.
10. Закордонец В.С. ТермоЕРС в напівпровідникових надгратках при розсіюванні носіїв струму на фононах і точкових дефектах // *Термоелектрика*. №1, 2021. — С. 23–31.
11. Б.М. Аскеров, Б.И. Гулиев, С.Р. Фигарова, И.Р. Гадирова ТермоЭДС в квазидвумерных системах при рассеянии носителей тока на фононах // *ФТТ* 39, 10, 1857 (1997).
12. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.:Наука. 1985. 320с.
13. Zakordonets V., Stephansky V., Chainyk M. The Influence of Electron-Phonon Drag on Thermoelectric Figure of Merit of Limited-Sized Semiconductors. *Journal of thermoelectricity*, 1999;(2):56–61.
14. Zakordonets V., Stephansky V. Temperature fields and thermoEMF in semiconductors of limited dimensions under the electron-phonon drag. *Journal of thermoelectricity*, 1998;(2):33–38.

Надійшли до редакції: 08.07.2021

Закордонец В.С., канд. физ.-мат. наук, доцент
Сысак И. канд. техн. наук

Тернопольский национальный технический университет
имени Ивана Пулюя, ул. Русская, 56, Тернополь, 46001,
Украина; e-mail: wladim21@gmail.com

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДОБРОТНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

В квазиклассическом одноминизонном приближении исследована термоэлектрическая добротность полупроводниковых сверхрешеток. Учтено изменение времени релаксации носителей тока в 2D структурах по сравнению с их 3D аналогами при рассеивании носителей тока на акустических фононах, точечных дефектах и неполярных оптических

фононах при произвольной статистике. Установлена аналитическая зависимость добротности от коэффициента термоэлектрического качества материала и ширины минизоны проводимости по оси сверхрешётки. Показано, что добротность полупроводниковых сверхрешеток увеличивается с увеличением этих параметров. Библиография. 14, рис. 4.

Ключевые слова: сверхрешетки, минизона проводимости, время релаксации, термоЭДС, фононная теплопроводность, термоэлектрическая добротность, .

V. Zakordonets, cand. of Phys. and Math. Sciences, docent

I. Sysak cand. techn. Sciences

Ternopil National Technical University
named after Ivan Pulyuy, st. Russian, 56, Ternopil,
46001, Ukraine; e-mail: wladim21@gmail.com

THERMOELECTRIC FIGURE OF MERIT OF SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

The thermoelectric figure of merit of semiconductor superlattices has been studied in the quasi-classical one-miniband approximation. The change in the relaxation time of current carriers in 2D structures compared to their 3D analogs is taken into account when current carriers are scattered by acoustic phonons, point defects, and nonpolar optical phonons with arbitrary statistics. An analytical dependence of the figure of merit on the thermoelectric quality factor of the material and the width of the conduction miniband along the superlattice axis is established. It is shown that the figure of merit of semiconductor superlattices increases with increasing these parameters. Bibl. 14, Fig. 4.

Key words: superlattices, conduction miniband, relaxation time, thermopower, phonon thermal conductivity, thermoelectric figure of merit.

References

1. Anatyshuk L.I. (1979). *Termoelementy i termoelektricheskiye ustroystva [Thermoelements and thermoelectric devices]*. Kyiv: Naukova Dumka [in Russian].
2. Bulat L.P., Zakordonets V.S. (1995). Predelnaiia termoelektricheskaiia dobrotnost' poluprovodnikovyykh kristallicheskikh materialov [Maximum thermoelectric figure of merit of semiconductor crystalline materials]. *Semiconductors*, 29(10), 1743 – 1749 [in Russian].
3. Zakordonets V.S., Logvinov G.N. (1997). Termoelektricheskaiia dobrotnost monopoliarnyykh poluprovodnikov ogranichennykh razmerov [Thermoelectric figure of merit of limited-size monopolar semiconductors]. *Semiconductors*, 31(3), 324 – 325.

4. Venkatasubramanian R., Colpitts T., Watko E., Lamvik M., El-Masry N. (1997). MOCVD of Bi₂Te₃, Sb₂Te₃ and their superlattice structures for thin-film thermoelectric applications. *Journal of Crystal Growth*, 1–4:170721–817.
5. Ezzahri Y., Zeng G., Fukutani K., Bian Z., Shakouri A. (2008). Comparison of thin film microrefrigerators based on Si/SiGe superlattice and bulk SiGe. *J. Microelectronics*, 39, 981–991.
6. Venkatasubramanian R., Siivola E., Colpitts T., O'Quinn B. (2001). Thin-film thermoelectric devices with high room-temperature figures of merit. *Nature*, 431, 597–602.
7. Ivanova L.D., Granatkina Yu.V., Malchev A.G., Nikhezina I.Yu., Emel'yanov M.V. (2019). Materials based on solid solutions of bismuth and antimony tellurides formed by rapid melt crystallization methods. *Semiconductors*, 53(5), 652–656.
8. Baranskiy P.I., Gaydar S.P. (2007). On the way from myths to realities in mastering high-performance thermoelectric converters based on the achievements of nanophysics and nanotechnologies. *J. Thermoelectricity*, 2, 46–53.
9. Pshenai-Severin D.A., Ravich Yu.I. (2002). Calculation of mobility and thermoelectric figure of merit of multi-layer structures with quantum wells. *Semiconductors*, 36(8).
10. Zakordonets V.S. (2021). ThermoEMF in semiconductor superlattices at scattering of current carriers by phonons and point defects. *J. Thermoelectricity*, 1, 23–31.
11. Askerov B.M., Giliiev B.I., Figarova S.R., Gadirova I.R. (1997). TermoEDS v kvazidvumernykh sistemakh pri rasseianii nositelei toka na fononakh [ThermoEMF in quasi-two-dimensional system at scattering of current carriers by phonons]. *Semiconductors*, 39 (10), 1857.
12. Askerov B.M. (1985). *Elektronnyie iavleniia perenosa v poluprovodnikakh [Electronic effects of transport in semiconductors]*. Moscow: Nauka [in Russian].
13. Zakordonets V., Stephansky V., Chainyk M. (1999). The influence of electron-phonon drag on thermoelectric figure of merit of limited-sized semiconductors. *J. Thermoelectricity*, 2, 56–61.
14. Zakordonets V., Stephansky V. (1998). Temperature fields and thermoEMF in semiconductors of limited dimensions under the electron-phonon drag. *J. Thermoelectricity*, 2, 33–38.

Submitted: 08.07.2021