

Анатичук Л.І.<sup>1,2</sup>, Вихор Л.М.<sup>1</sup>, Горський П.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут термоелектрики НАН і МОН України,  
вул. Науки, 1, Чернівці, 58029, Україна;

<sup>2</sup>Чернівецький національний університет  
ім. Юрія Федьковича, вул. Коцюбинського 2,  
Чернівці, 58012, Україна

## ОПТИМІЗАЦІЯ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ *Bi-Te* ДЛЯ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ЕНЕРГІЇ В УМОВАХ МІНІАТЮРИЗАЦІЇ

*Виходячи з температурних і концентраційних залежностей кінетичних коефіцієнтів термоелектричного матеріалу (ТЕМ), визначено концентраційні залежності термоелектричної добротності ТЕМ в умовах мініатюризації для режимів термоелектричного охолодження й генерування за різних товщин шарів. При цьому необхідні для врахування впливу розмірних ефектів мікроскопічні параметри ТЕМ визначалися безпосередньо на підставі апроксимаційних моделей їх кінетичних коефіцієнтів. Вплив розмірних ефектів на електропровідність ТЕМ враховувався в наближенні постійної відносно енергії довжини вільного пробігу носіїв заряду, а на граткову теплопровідність – з урахуванням частотної залежності часу релаксації фононів при їх розсіюванні один на одному за рахунок ангармонізму теплових коливань ґратки. В останньому випадку розглядалися як процеси перекидання, так і нормальні процеси, здатні модифікувати розсіювання електронів на границях шару. Показано, що зі зниженням товщини шару ТЕМ до 50 мкм вираш у добротності порівняно з монокристалом, становить 1–4%. Для менших товщин можна одержати більш істотний вираш. Зокрема, зі зниженням товщини шару ТЕМ до 0.1 мкм максимум термоелектричної добротності збільшується в 1.7–3.2 рази порівняно з монокристалом. При цьому зниження товщини шару ТЕМ до 50 мкм практично не впливає на оптимальну концентрацію легуючих однозарядних домішок, у той час як перехід до менших товщин знижує її. Наприклад, за товщини шару 0.1 мкм вона зменшується в 1.1–2.2 рази в порівнянні з монокристалом.*

**Ключові слова:** електропровідність, термоЕРС, теплопровідність, фонони, носії заряду, час релаксації, нормальні процеси, процеси перекидання, довжина вільного пробігу, термоелектрична добротність.

*Based on the temperature and concentration dependences of the kinetic coefficients of thermoelectric material (TEM), the concentration dependences of thermoelectric figure of merit of TEM were determined under the conditions of miniaturization for thermoelectric cooling and generation modes with different layer thicknesses. In so doing, the microscopic parameters of TEM necessary for taking into account the impact of size effects were directly determined on the basis of approximation models of their kinetic*

*coefficients. The impact of size effects on the electrical conductivity of TEM was taken into account in the approximation of constant with respect to energy mean free path of charge carriers, and their impact on the lattice thermal conductivity – with regard to frequency dependence of the relaxation time of phonons scattered on each other due to anharmonicity of lattice thermal vibrations. In the latter case, both Umklapp and normal processes were considered capable of modifying scattering of electrons at layer boundaries. It was shown that with reduction of TEM layer thickness to 50  $\mu\text{m}$  a gain in the figure of merit as compared to single crystal is 1 – 4 %. For lower thicknesses a gain can be greater. In particular, with reduction of TEM layer thickness to 0.1  $\mu\text{m}$ , maximum thermoelectric figure of merit is increased by a factor of 1.7 – 3.2 against single crystal. In so doing, reduction of TEM layer thickness to 50  $\mu\text{m}$  scarcely affects the optimal concentration of doping single-charge impurities, whereas transition to lower thicknesses reduces it. For instance, with the layer thickness 0.1  $\mu\text{m}$  it is reduced by a factor of 1.1 – 2.2 as compared to single crystal.*

**Key words:** electric conductivity, thermoEMF, thermal conductivity, phonons, charge carriers, relaxation time, normal processes, Umklapp processes, mean free path, thermoelectric figure of merit.

## Вступ

Мініатюризація термоелектричних перетворювачів енергії – актуальне завдання сучасної функціональної електроніки. Необхідність мініатюризації диктується в першу чергу міркуваннями зниження витрат термоелектричного матеріалу, що є найбільш дорогою частиною цих перетворювачів. Крім того, більш ранні дослідження, здійснені різними авторами на порошках, плівках і дротах термоелектричних матеріалів [1 – 5], дають певні підстави вважати, що мініатюризація не тільки не погіршить вихідні характеристики термоелектричних перетворювачів енергії, але й навіть поліпшить їх у порівнянні з характеристиками перетворювачів на основі масивних монокристалів.

Загальновідомо, що добротність TEM залежить від концентрації носіїв заряду, а, отже, легуючих домішок [6]. Більше того, для кожної температури має бути така оптимальна концентрація носіїв заряду, за якої добротність є максимальною. Але з переходом від монокристалів до тонких шарів стають істотними ефекти, пов'язані з розсіюванням носіїв заряду та фононів на границях шару. При цьому змінюються кінетичні коефіцієнти TEM, а, отже, можуть змінюватися як величина максимуму добротності, так і оптимальна концентрація носіїв заряду, що відповідає йому. Тому метою пропонованої роботи є оптимізація TEM за концентрацією носіїв заряду в умовах впливу товщини шару TEM на його кінетичні коефіцієнти.

## Спосіб оцінки залежності добротності тонких шарів TEM від їх товщини та концентрації носіїв заряду

Враховуючи, що розсіювання на границях шару не впливає на термоЕРС, а електронна теплопровідність і електропровідність у випадку незалежності довжини вільного пробігу електрона від енергії залежать від товщини шару через той самий множник [7, 8], неважко одержати наступний вираз для термоелектричної добротності  $Z$  тонкого шару відносно монокристалу  $Z_{\text{mono}}$ :

$$Z/Z_{mono} = \frac{1 + \kappa_{n,p(mono)}/\kappa_{l(mono)}}{Z_a^{-1} + \kappa_{n,p(mono)}/\kappa_{l(mono)}}. \quad (1)$$

У цій формулі

$$Z_a = \left\{ d_0 l_{n,p}^{-1} \ln [1 + l_{n,p} d_0^{-1}] \right\}^{-1} \left[ \int_0^1 \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{||}(x) z} + \frac{2k_{||}^* z}{1 + k_{||}^* Q_{||}(x) z} \right) dz dx \right]^{-1} \left\{ \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta)}{[\exp(x/\theta) - 1]^2} \left( \frac{1}{Q_{||}(x)} + \frac{2}{Q_{||}(x)} \right) dx \right\}. \quad (2)$$

У формулах (1 – 2) введено такі позначення:  $\kappa_{n,p(mono)}$  – електронна або діркова складові повної теплопровідності монокристалу,  $\kappa_{l(mono)}$  – його ґраткова складова,  $d_0$  – товщина шару,  $l_{n,p}$  – довжина вільного пробігу електронів (дірок) у монокристалі,  $k_{||}^* = (d_0 \gamma^2 \theta / \rho) (k_B T_D / \hbar v_{||})^4 (k_B T_D / \rho v_{||}^2)$ ,  $\theta = T/T_D$ ,  $T$  – абсолютна температура,  $T_D$  – температура Дебая матеріалу,  $\gamma$ ,  $\rho$  та  $v_{||}$  – параметр Грюнайзена, густина і швидкість звуку в ТЕМ відповідно,  $k_B$  – постійна Больцмана, інші позначення загальноприйняті. Індекс "||" означає, що відповідний параметр береться в напрямку, паралельному площині шарів ТЕМ. Частотні поліноми  $Q_{||}(x)$  та  $Q_{\perp}(x)$  відповідно мають вигляд

$$Q_{||}(x) = x^4 + \mu x, \quad (3)$$

$$Q_{\perp}(x) = (\mu + 3.125\theta^3) x. \quad (4)$$

У формулах (3) і (4) враховано як нормальні процеси, так і процеси перекидання для поздовжньої ( $l$ ), і поперечної ( $t$ ) фононних мод. Доданок  $\mu x$  відповідає за процеси перекидання. Також враховано, що розсіювання фононів за рахунок нормальних процесів відбувається по-різному для поздовжніх і поперечних мод, що описується відповідно іншими доданками в (3) і (4).

Співвідношення (2) з врахуванням (3) і (4) виведене з використанням підходів, розвинених у роботах [7, 8] для випадків сферичних часток і контактів між ними, однак ці підходи модифіковані з урахуванням специфіки геометрії розсіювання носіїв заряду та фононів у тонкому шарі ТЕМ.

Отже, зі співвідношень (1 – 4) ми бачимо, що для розрахунків термоелектричної добротності й ефективності тонких шарів попередньо необхідно, використовуючи експериментальні дані, розбити повну теплопровідність монокристалу на складову, обумовлену електронами (дірками) і ґраткову складову. Також, виходячи з експериментальних даних про залежності електропровідності, термоЕРС і теплопровідності монокристалу від температури

й концентрації носіїв заряду, необхідно визначити температурні й концентраційні залежності довжини вільного пробігу електронів (дірок)  $l_{n,p}$ , і параметра  $\mu$ , відповідального за розсіювання фононів, і, отже, за величини ґраткової теплопровідності ТЕМ.

### Визначення мікроскопічних параметрів ТЕМ на основі апроксимації їх кінетичних коефіцієнтів

Для визначення зазначених мікроскопічних параметрів використовуються апроксимаційні моделі експериментальних залежностей кінетичних коефіцієнтів ТЕМ, побудовані, наприклад, методом найменших квадратів [9]. Визначення мікроскопічних параметрів ТЕМ на основі цих моделей здійснюється в такий спосіб.

Спочатку в припущенні незалежності довжини вільного пробігу носіїв заряду від енергії за залежною від концентрації й температури термоЕРС із рівняння

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left[ \frac{2F_1(\eta)}{F_0(\eta)} - \eta \right] \quad (5)$$

визначається приведений хімічний потенціал  $\eta = \zeta/k_B T$ . Після цього в припущенні домішкового характеру провідності з рівняння сталості числа частинок [10]

$$n_0 = \frac{4(2\pi m_{n,p}^* k_B T)^{3/2}}{\sqrt{\pi} h^3} F_{1/2}(\eta) \quad (6)$$

за відомою масою густини станів електронів (дірок)  $m_{n,p}^*$ , наприклад, за температури 300 К, визначається концентрація носіїв заряду  $n_0$ . Далі за кожної фіксованої концентрації  $n_0$  визначається температурна залежність ефективної маси густини станів  $m_{n,p}^*$ . Можливий також і інший спосіб, який реалізується за наявності даних про рухливості носіїв заряду. Спочатку за провідністю і рухливістю визначається концентрація носіїв заряду, а потім з рівняння (6) – ефективна маса густини станів.

Після цього за експериментальних температурної і концентраційної залежностей електропровідності визначається залежність довжини вільного пробігу електронів (дірок)  $l_{n,p}$  від температури й концентрації носіїв заряду. Для цього використовується співвідношення для випадку незалежної від енергії довжини вільного пробігу електронів (дірок) [4]:

$$\sigma_{mono} = \frac{4n_0 e^2 l_{n,p} F_0(\eta)}{\sqrt{2m_{e,h}^* k_B T} F_{1/2}(\eta)}. \quad (7)$$

У формулах (5 – 7)  $F_r(\eta)$  – інтеграли Фермі відповідних індексів, що співвідношенням:

$$F_r(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^r dx}{\exp(x - \eta) + 1}. \quad (8)$$

Із приводу використання співвідношення (6) для визначення концентрації носіїв необхідно відзначити, що ефективна маса густини станів електронів (дірок) є функцією не тільки температури, але й концентрації носіїв заряду. Але у випадку матеріалів для охолоджувачів аргументом апроксимаційних моделей виступає не концентрація носіїв заряду, а електропровідність за 300 К. Для цього випадку зроблено спрощуючі припущення, про те, що за 300 К ефективна маса не залежить від концентрації носіїв заряду.

Знаючи  $\eta$ , можна, виходячи зі співвідношення Відемана-Франца, визначити складову теплопровідності кристала, обумовлену вільними носіями заряду:

$$\kappa_{n,p(mono)} = L\sigma T. \quad (9)$$

При цьому число Лоренца дорівнює:

$$L = \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \left[ \frac{3F_2(\eta)}{F_0(\eta)} - \frac{4F_1^2(\eta)}{F_0^2(\eta)} \right]. \quad (10)$$

Знаючи теплопровідність, обумовлену вільними носіями, а також експериментальну теплопровідність ТЕМ, яка описується відповідною апроксимаційною моделлю, неважко визначити її ґраткову складову. Знаючи температурну й концентраційну залежність ґраткової складової теплопровідності ТЕМ, неважко за методикою, розвинутою у [8], із врахуванням співвідношень наведених в [11], визначити коефіцієнт поліномів (3), (4), що характеризують частотну залежність імовірності розсіювання фононів один на одному.

## Результати оптимізації матеріалів для охолоджувачів

Розрахунки залежностей добротності мікрошарів від концентрації носіїв заряду виконувалися для матеріалів *n*-типу провідності  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3} + (0.09...0.03) \% CdCl_2$  і *p*-типу  $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3 + 4 \% Te$ , які використовуються для охолоджувальних модулів. Застосовувалися наведені в [6, 9] усереднені експериментальні залежності кінетичних коефіцієнтів  $\alpha_{mono}$ ,  $\sigma_{mono}$ ,  $\kappa_{mono}$ , цих матеріалів від температури та значень електропровідності за 300 К, що пропорційна концентрації носіїв заряду. При розрахунках використовувалися параметри фононних спектрів і ефективні маси густини станів електронів і дірок, наведені в [12]. Розрахунки здійснювалися на підставі співвідношень (1) – (4) комп'ютерними методами в середовищі Mathcad-14.

Отримані концентраційні залежності добротності  $ZT$  тонких шарів для різних товщин і температур наведено на рис. 1 – 6.

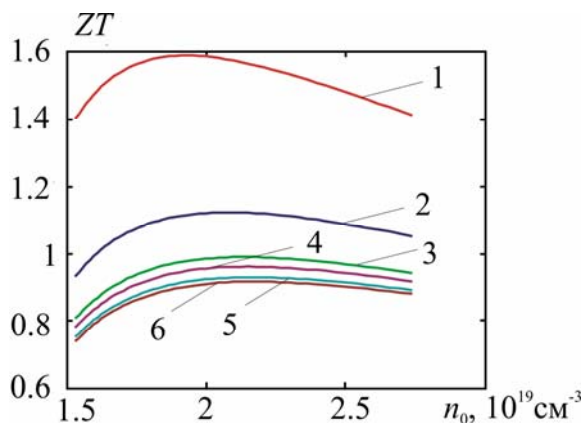


Рис. 1. Концентраційні залежності добротності  $ZT$  тонких шарів ТЕМ  $n$ -типу провідності  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  за температури 300 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

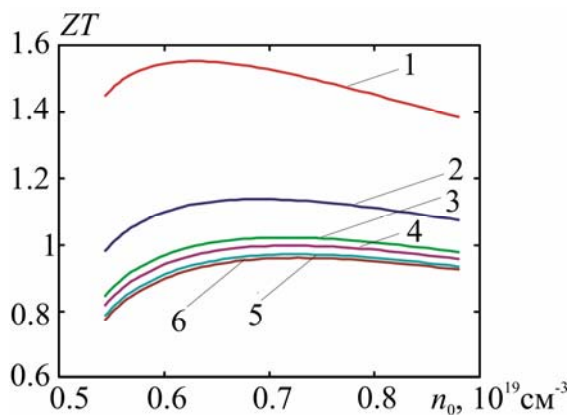


Рис. 2. Концентраційні залежності  $ZT$  тонких шарів ТЕМ  $p$ -типу провідності  $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$  за температури 300 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

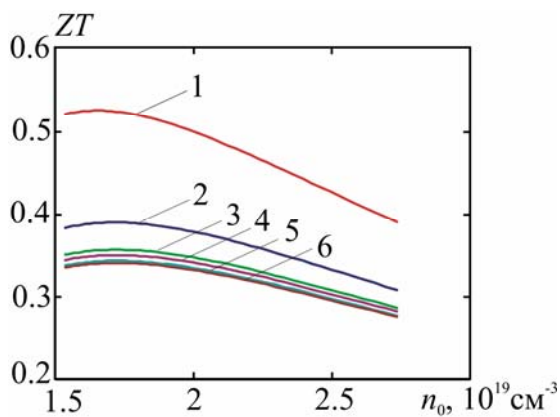


Рис. 3. Концентраційні залежності  $ZT$  тонких шарів ТЕМ  $n$ -типу провідності  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  за температури 150 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

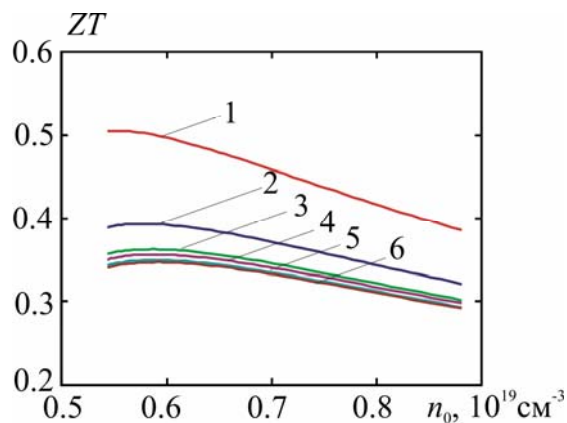


Рис. 4. Концентраційні залежності ZT тонких шарів TEM p-типу провідності  $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$  за температури 150 K і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

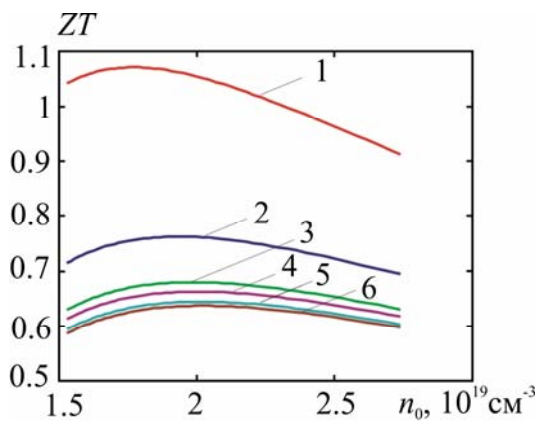


Рис. 5. Концентраційні залежності ZT тонких шарів TEM n-типу провідності  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  за температури 225 K і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

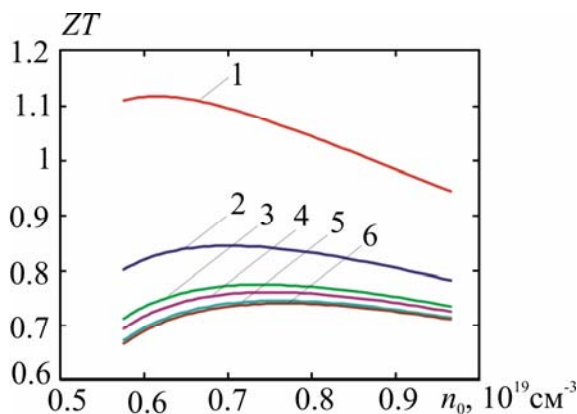


Рис.6. Концентраційні залежності ZT тонких шарів TEM p-типу провідності  $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$  за температури 225 K і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

З рисунків видно, що для розглянутих матеріалів за всіх температур з переходом від монокристала до тонких шарів ТЕМ отримується вигаш у добротності. Збільшення добротності пояснюється впливом розмірних ефектів, пов'язаних з порівняльністю довжин вільного пробігу носіїв заряду та фононів з товщинами шарів. У всіх випадках існує залежна від товщини оптимальна концентрація носіїв заряду, за якої досягається максимум термоелектричної добротності. Однак, оскільки довжини вільного пробігу носіїв заряду й фононів вимірюються нанометрами, істотного вигашу в термоелектричній добротності з переходом від монокристала до шарів товщиною 50 мкм не виходить. Істотний вигаш, а саме в 1.2–2 рази порівняно з монокристалом виходить у діапазоні товщин 0.1 – 1 мкм. Проте отримані результати означають, що перехід від монокристала до тонких шарів може бути здійснено без погіршення вихідних параметрів холодильників, і, отже, можна добитися істотної економії ТЕМ. Для одержання більш істотного вигашу в добротності необхідний перехід до ще більш тонких, тобто, наприклад, субмікронних, шарів, або наночарів. Однак забезпечення й збереження вигашу в добротності, за настільки тонких шарах ТЕМ, можливе лише з використанням спеціальної технології створення контактів ТЕМ-метал, що забезпечує, можливо, менші значення контактних опорів.

### Результати оптимізації матеріалів для генераторів

Розрахунки залежностей добротності мікрошарів від концентрації носіїв заряду виконувалися для матеріалів *n*-типу провідності  $(Bi_2Te_3)_{0.9}(Sb_2Te_3)_{0.05}(Sb_2Se_3)_{0.05}$  і *p*-типу  $(Bi_2Te_3)_{0.25}(Sb_2Te_3)_{0.72}(Sb_2Se_3)_{0.03}$ , які використовуються для генераторних модулів. Застосовувалися наведені в [9] усереднені експериментальні залежності кінетичних коефіцієнтів  $\alpha_{mono}$ ,  $\sigma_{mono}$ ,  $\kappa_{mono}$ , цих матеріалів від температури й значень електропровідності за 300 К. При розрахунках використовувалися параметри фононних спектрів і ефективні маси густини станів електронів і дірок, наведені в [10, 13].

Отримані концентраційні залежності добротності *ZT* тонких шарів цих матеріалів для різних товщин і температур наведено на рис. 7 – 12.

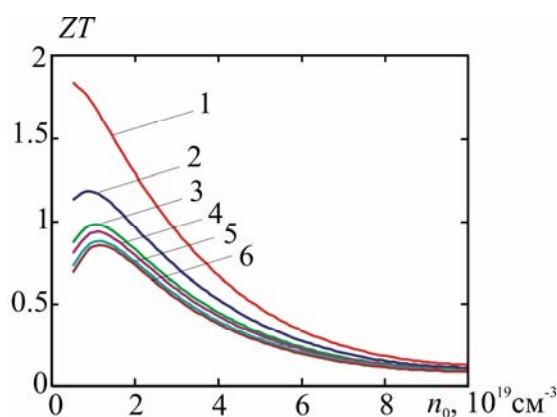


Рис. 7. Концентраційні залежності *ZT* тонких шарів ТЕМ *n*-типу провідності  $(Bi_2Te_3)_{0.9}(Sb_2Te_3)_{0.05}(Sb_2Se_3)_{0.05}$  за температури 300 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.



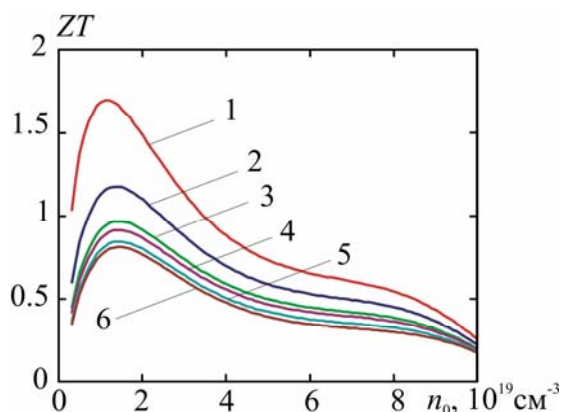


Рис. 8. Концентраційні залежності ZT тонких шарів ТЕМ р-типу провідності  $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.25}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.72}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.03}$  за температури 300 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

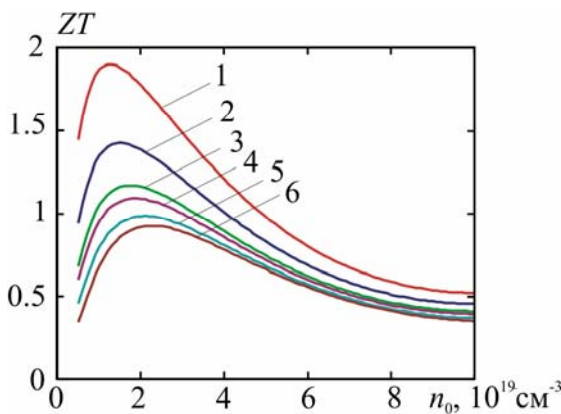


Рис. 9. Концентраційні залежності ZT тонких шарів ТЕМ n-типу провідності  $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.9}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.05}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.05}$  за температури 450 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

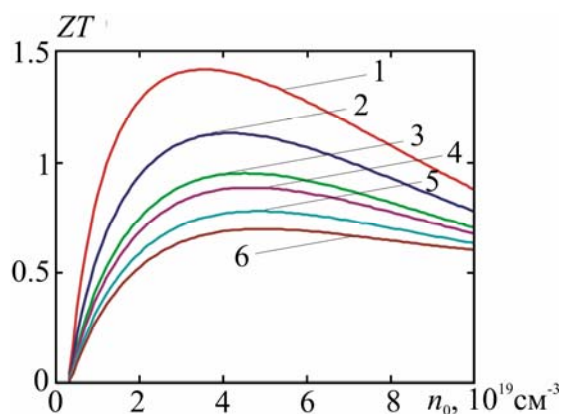


Рис. 10. Концентраційні залежності ZT тонких шарів ТЕМ р-типу провідності  $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.25}(\text{Sb}_2\text{Te}_3)_{0.72}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0.03}$  за температури 450 К і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

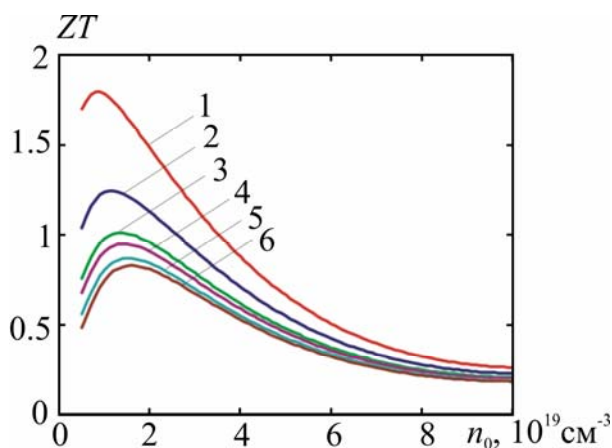


Рис. 11. Концентраційні залежності  $ZT$  тонких шарів ТЕМ  $n$ -типу провідності  $(Bi_2Te_3)_{0.9}(Sb_2Te_3)_{0.05}(Sb_2Se_3)_{0.05}$  за температури 375 K і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

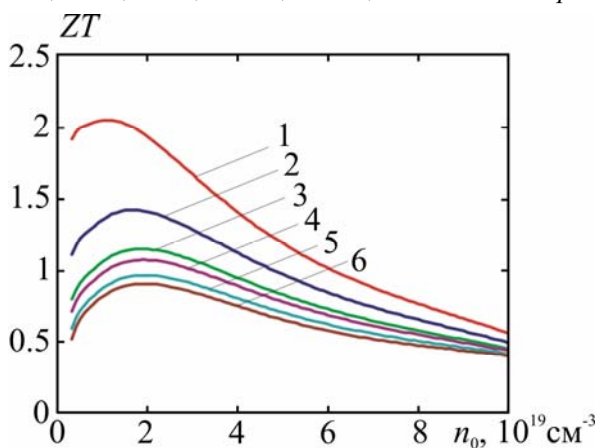


Рис.12. Концентраційні залежності  $ZT$  тонких шарів ТЕМ  $p$ -типу провідності  $(Bi_2Te_3)_{0.25}(Sb_2Te_3)_{0.72}(Sb_2Se_3)_{0.03}$  за температури 225 K і товщин шарів, мкм: 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 5; 4 – 10; 5 – 50; 6 – масивний кристал.

Також, як і у випадку матеріалів для охолоджувачів, за кожної товщині шару ТЕМ мається оптимальна концентрація носіїв заряду, за якої досягається максимум термоелектричної добротності, причому у випадку матеріалів для генераторів він виражений сильніше, ніж у випадку матеріалів для охолоджувачів. Істотний вигрaш у термоелектричній добротності, а саме в 1.6 – 3.2 раза порівняно з монокристалом виходить у діапазоні товщин 0.1 – 1 мкм. За товщин 1 – 50 мкм вигрaш зменшується, хоча становить приблизно 4 % у порівнянні з монокристалом.

У додатковій оптимізації добротності матеріалів за концентрацією легуючих домішок порівняно з монокристалом у діапазоні товщин 5 – 50 мкм немає необхідності. Деяка зміна концентрації потрібна лише за товщин 0.1 мкм. А саме, її потрібно зменшити в 1.14 – 2.2 раза, порівняно з монокристалом. Найбільш сильна зміна потрібна для генераторних матеріалів  $n$ -типу.

## Висновки

1. Вплив розсіювання фононів і носіїв заряду на границях мікромініатюрних шарів ТЕМ на електропровідність і ґраткову теплопровідність є найбільш істотним фактором, що забезпечують збереження термоелектричної добротності з переходом від монокристала до шарів товщиною від 50 мкм. Збільшення добротності можна чекати за менших товщин шарів.
2. Використання тонких шарів ТЕМ замість монокристалів дає можливість досягти істотної економії ТЕМ без зниження вихідних параметрів і характеристик термоелектричних холодильників і генераторів.
3. Більш сильне зниження ґраткової теплопровідності в порівнянні з електропровідністю створює передумови для підвищення добротності ТЕМ з переходом від масивних монокристалів до мікромініатюрних шарів.
4. Найбільш сильний виґраш у добротності, а саме 1.7 раза у матеріалів для холодильників і 3.15 раза для генераторних матеріалів, досягається за товщини шару 0.1 мкм.
5. За товщин, що перевищують 50 мкм, і температурах 150 – 300 К, очікуване збільшення добротності розглянутих матеріалів відносно відповідних монокристалів не перевищує 4 %.

## Література

1. Лидоренко Н.С., Андрияко В.А., Дудкин Л.Д., Нагаев Э.Л. О влиянии туннелирования на эффективность термоэлектрических устройств. // ДАН СССР. – 1969. – С.1295.
2. Терехов А.Д. Структура дисперсной среды и эффективные значения коэффициентов тепло- и электропроводности. В кн.: «Термоэлектрические материалы и пленки. Материалы Всесоюзного Совещания по деформационным и размерным эффектам в термоэлектрических материалах и пленках, технологии и применению пленок» / А.Д. Терехов, Э.М. Шер. – Ленинград, 1976 – С. 211.
3. Булат Л.П., Дабкин И.А., Каратаев В.В., Освенский В.Б., Сорокин А.И. – Влияние рассеяния на границах на теплопроводность наноструктурированного полупроводникового материала  $Bi_xSb_{2-x}Te_3$  //ФТТ. – 2010. –Т.52. – С. 1712 – 1716.
4. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Sun X., Zhang Z., Kronin S.B., Koga T. // ФТТ. – 1999. – Т.41,вып.5. – С. 755 – 758.
5. Анатичук Л.И., Горский П.В., Михальченко В.П. Влияние размерных эффектов на свойства термоэлектрических материалов. // Термоэлектричество. – 2014, №1. – С. 5 – 13.
6. Анатичук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. – К.: Наукова думка. – 1976. – 726 с.
7. Горский П.В., Михальченко В.П. Снижение решеточной теплопроводности термоэлектрического материала путем оптимизации формирующего элемента. // Термоэлектричество. – 2013, №1. – С.19 – 27.
8. Горский П.В., Михальченко В.П. Электропроводность контактирующих частиц термоэлектрического материала. // Термоэлектричество. – 2013, №2. – С. 12 – 18.

9. Анатичук Л.И., Вихор Л.Н. Функционально-градиентные термоэлектрические материалы. // – Институт термоэлектричества: Киев-Черновцы – 2012. – 180с.
10. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $Bi_2Te_3$ . – М: Наука, 1972. – 320 с.
11. Klemens P.G. Lattice thermal conductivity. – In book: Solid State Physics. Advances in Research and Applications. Vol.7, pp. 1 – 98. Academic Press. Inc. Publishers, New York – 1958, 526 p.
12. Da Silva L.W., Kaviany M. Micro-thermoelectric cooler: interfacial effect on thermal and electrical transport. // Int.Journ. of heat and mass transfer. – 2004. –Vol.478. – P. 2417 – 2435.
13. CRC Handbook of Thermoelectrics, edited by D.M.Rowe, CRC Press, London, New York, 1995.

Надійшла до редакції 07.10.2015