

УДК 537



Горський П.В.

Горський П. В., докт. фіз.-мат. наук

Інститут термоелектрики НАН і МОН України,
вул. Науки, 1, Чернівці, 58029, Україна,
e-mail: anatysh@gmail.com

ВПЛИВ ДЕФЕКТІВ СТРУКТУРИ НА ГРАТКОВУ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ *Zn-Cd-Sb*

*Розглянуто вплив дефектів кристалічної структури, таких, як гвинтові та крайові дислокації, дефекти впакування й межі зерен на ґраткову теплопровідність системи *Zn-Cd-Sb*. У процесі розрахунків враховано розсіювання фононів одного на одному, обумовлене як нормальними процесами, так і процесами перекидання, а також розсіювання фононів на зазначених дефектах. Враховані як анізотропія швидкості звуку, так і анізотропія тензору Грюнайзена. Для розрахунків часу релаксації фононів використовується наближення, у якому цей час хоча й анізотропно, але залежить від частоти фонона в цілому, а не від складових його квазіімпульсу окремо. Результати розрахунків свідчать про те, що за досяжних щільностей відчутний вплив на ґраткову теплопровідність монокристалічних термоелектричних матеріалів на основі *Zn-Cd-Sb* в актуальній для практичного застосування області температур можуть справляти лише гвинтові й крайові дислокації. При цьому встановлено, що за зростанням ефективності розсіювання фононів, і, отже, ступеня впливу на ґраткову теплопровідність, згадані вище дефекти розташовуються в наступному порядку: межі зерен, гвинтові дислокації, дефекти впакування, крайові дислокації. Бібл. 11, Рис. 2.*

Ключові слова: ґраткова теплопровідність, розсіювання фононів, нормальні процеси, процеси перекидання, дефекти кристалічної структури, щільність дефектів, межі зерен, гвинтові дислокації, дефекти впакування, крайові дислокації.

Вступ

Зниження ґраткової складової теплопровідності термоелектричних матеріалів є важливим резервом підвищення їх термоелектричної добротності. Цей резерв істотний навіть для відносно низькоомних матеріалів, таких, як теллурид вісмуту та сплави на його основі [1]. Він ще більш істотний для високоомних матеріалів, зокрема сплавів на основі *Zn-Cd-Sb*. З метою його використання робляться численні спроби керування дефектністю структури цих матеріалів для того, щоб підвищити інтенсивність розсіювання фононів. Зокрема, замість монокристалічних матеріалів використовуються полікристалічні. Крім того, розглядаються можливості створення аморфних або аморфізованих матеріалів, а також матеріалів, які були б «фононним склом», і при цьому «електронними кристалами» [2]. У той же час для виготовлення як термопарних, так, особливо, анізотропних термоелементів застосовуються також монокристалічні матеріали на основі *Zn-Cd-Sb*. Тому має певний сенс аналіз впливу різних дефектів кристалічної структури на ґраткову теплопровідність цих матеріалів. Такий аналіз і становить мету даної статті.

Аналітичний розрахунок граткової теплопровідності ромбічних кристалів з дефектами структури та обговорення його результатів

Згаданий аналіз проведемо на прикладі компоненти κ_{11} цієї теплопровідності. З урахуванням впливу дефектів кристалічної структури аналітичний вираз для неї має такий вигляд:

$$\kappa_{11} = \frac{\rho h}{64\gamma_{11}^2 \theta^3 k_B T_D^2} \int_0^1 \frac{x^4 \exp(x/\theta) dx}{(\exp(x/\theta) - 1)^2} \left[\frac{(v_{1l})^{8/3} (v_{2l} v_{3l})^{2/3}}{x^4 + \mu_{11} x + \Delta_{11dl}} + \frac{2(v_{1l})^{8/3} (v_{2l} v_{3l})^{2/3}}{x(3.125\theta^3 + \mu_{11}) + \Delta_{11dt}} \right]. \quad (1)$$

У цих формулах ρ – щільність монокристалічного матеріалу, v_1, v_2, v_3 , – швидкості звуку уздовж головних кристалографічних напрямків, γ_{11} – компонента тензора Грюнайзена, μ_{11} – компонента тензора коефіцієнтів перекидання, T_D – калорична температура Дебая, $\theta = T/T_D$, Δ_{11dl} і Δ_{11dt} – відносні внески в імовірності розсіювання фононів на дефектах структури, k_B – константа Больцмана, h – константа Планка. Індeksi l, t стосуються до поздовжніх і поперечних гілок, компоненти тензорів параметра Грюнайзена й коефіцієнтів перекидання вважаються незалежними від поляризації фононів.

Визначимо тепер величини Δ_{dl} й Δ_{dt} для різних видів дефектів, беручи до уваги модельний вираз [3] для часу релаксації при нормальних процесах розсіювання фононів одного на одному, а також модельні вирази [4] для інтенсивності розсіювання фононів на деяких основних дефектах кристалічної структури. При цьому, оскільки згадані вирази наведено для випадку простої кубічної гратки з одним атомом в елементарній комірці, узагальнимо їх, умовно замінивши реальні комірки антимонідів цинку й кадмію, так само, як і потрійних сплавів системи *Zn-Cd-Sb*, рівновеликими кубами. Виконуючи зазначену заміну, знехтуємо малою відмінністю дійсних кутів елементарної комірки від прямих кутів.

Наприклад, за умови розсіюванні фононів на межах зерен Δ_{11dl} і Δ_{11dt} визначаються в такий спосіб:

$$\Delta_{11dl} = \frac{9 \cdot 10^{-2} \rho (v_{1l} v_{2l} v_{3l})^2 h^4 L}{256 \pi^3 k_B T (k_B T_D)^4 \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3}}, \quad (2)$$

$$\Delta_{11dt} = \frac{9 \cdot 10^{-2} \rho (v_{1l} v_{2l} v_{3l})^2 h^4 L}{256 \pi^3 k_B T (k_B T_D)^4 \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3}}. \quad (3)$$

При цьому a_1, a_2, a_3 , – постійні гратки, L – безрозмірний параметр, що характеризує щільність границь зерен:

$$L = N_{gb} \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3}, \quad (4)$$

де N_{gb} – число меж зерен, що припадає на одиницю довжини.

При розсіюванні фононів на гвинтових дислокаціях величини Δ_{11dl} й Δ_{11dt} визначаються в такий спосіб:

$$\Delta_{11dl} = \frac{9 \cdot 10^{-2} \rho h^3 (v_{1l} v_{2l} v_{3l})^{5/3} L}{64 \pi^2 k_B T (k_B T_D)^3} x, \quad (5)$$

$$\Delta_{11dt} = \frac{9 \cdot 10^{-2} \rho h^3 (v_{1l} v_{2l} v_{3l})^{5/3} L}{64 \pi^2 k_B T (k_B T_D)^3} x. \quad (6)$$

У цьому випадку безрозмірний параметр L , що характеризує щільність дислокацій, визначається в такий спосіб:

$$L = N_{scr} b^2, \quad (7)$$

де N_{scr} – кількість гвинтових дислокацій, що припадає на одиницю площі, b – вектор Бюргерса.

При розсіюванні фононів на дефектах упакування величини Δ_{11dl} й Δ_{11dt} визначаються в такий спосіб:

$$\Delta_{11dl} = \frac{0.21\rho h^2 (v_{1l}v_{2l}v_{3l})^{4/3} \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3} L}{64\pi k_B T (k_B T_D)^2} x^2, \quad (8)$$

$$\Delta_{11dt} = \frac{0.21\rho h^2 (v_{1l}v_{2l}v_{3l})^{4/3} \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3} L}{64\pi k_B T (k_B T_D)^2} x^2. \quad (9)$$

У цьому випадку безрозмірний параметр L , що характеризує щільність дефектів упакування, визначається в такий спосіб:

$$L = N_{sf} \sqrt[3]{a_1 a_2 a_3}, \quad (10)$$

де N_{sf} – кількість дефектів упакування, що припадає на одиницю довжини.

При розсіюванні фононів на крайових дислокаціях величини Δ_{11dl} й Δ_{11dt} визначаються в такий спосіб:

$$\Delta_{11dl} = \frac{3\rho h v_{1l} v_{2l} v_{3l} (a_1 a_2 a_3)^{2/3} L}{32\gamma_{11}^2 k_B^2 T T_D} x^3, \quad (12)$$

$$\Delta_{11dt} = \frac{3\rho h v_{1l} v_{2l} v_{3l} (a_1 a_2 a_3)^{2/3} L}{32\gamma_{11}^2 k_B^2 T T_D} x^3. \quad (13)$$

У цьому випадку безрозмірний параметр L , що характеризує щільність крайових дислокацій, визначається в такий спосіб:

$$L = N_{ed} (a_1 a_2 a_3)^{2/3}, \quad (14)$$

де N_{ed} – щільність крайових дислокацій на одиницю площі.

Залежності компоненти κ_{11} від параметра L для різних видів дефектів у кристалах $ZnSb$ за 293 К, $CdSb$ за 293 К та $Zn_{0.125}Cd_{0.875}Sb$ за 300 К зображені на рис. 1, 2, 3 відповідно.

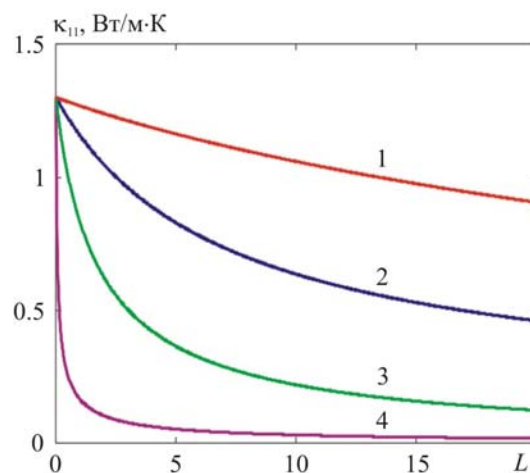


Рис. 1. Залежність ґраткової теплопровідності $ZnSb$ за 293 К від параметра L при розсіюванні фононів: 1) на межах зерен; 2) на гвинтових дислокаціях; 3) на дефектах упакування; 4) на крайових дислокаціях

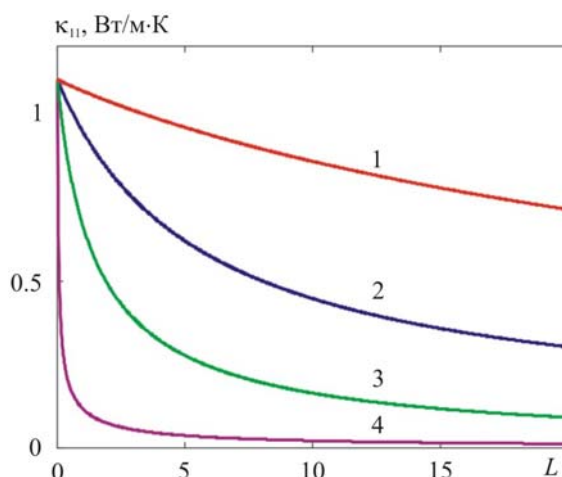


Рис. 2. Залежність ґраткової теплопровідності $Zn_{0.125}Cd_{0.875}Sb$ при 300 К від параметра L при розсіюванні фононів: 1) на межах зерен; 2) на гвинтових дислокаціях; 3) на дефектах упакування; 4) на крайових дислокаціях

Числові дані для розрахунків узяті з [5–8]. З рисунків видно, що у всіх випадках найменш ефективно знижує ґраткову теплопровідність термоелектричних матеріалів системи $Zn-Cd-Sb$ розсіювання фононів на межах зерен, а найбільш ефективно – на крайових дислокаціях. Але для того, щоб це зниження було значимим за кімнатної або більш високих температур, щільності дефектів повинні бути досить високими. Так, наприклад, для зниження ґраткової теплопровідності вдвічі в порівнянні з досконалим монокристалом за рахунок розсіювання на межах зерен необхідно, щоб їх щільність перевищувала $6.63 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$. Але настільки висока щільність границь зерен неможлива навіть у полікристалічному матеріалі із зернами, розміри яких вимірюються нанометрами. Проте, у таких матеріалах ефективне зниження ґраткової теплопровідності здійснюється внаслідок співставності довжин вільного пробігу фононів з розмірами зерен.

Для зниження ґраткової теплопровідності вдвічі за рахунок додаткового розсіювання фононів на гвинтових дислокаціях необхідно, щоб за їх щільності, рівної, припустимо, 10^{15} м^{-2} , відповідний вектор Бюргерса дорівнював приблизно 135 сталим ґратки кристалу. Такий вектор Бюргерса реалізується, якщо взяти до уваги, що відношення границь пружності сплавів системи $Zn-Cd-Sb$ до їх модулів зсуву значно менше за $1/135$ [9]. Таким чином, розсіювання фононів на гвинтових дислокаціях може бути дієвим механізмом зниження ґраткової теплопровідності антимонідів кадмію та цинку.

Для зниження ґраткової теплопровідності вдвічі за рахунок додаткового розсіювання фононів на дефектах упакування необхідно, щоб їх щільність перевищувала $2.51 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}$. Тому ефективне зниження ґраткової теплопровідності термоелектричних матеріалів за рахунок додаткового розсіювання фононів на дефектах упакування неможливе з тих самих причин, що й за рахунок їх розсіювання на межах зерен (якщо не враховувати розмірних ефектів).

Нарешті, для зниження ґраткової теплопровідності вдвічі за рахунок додаткового розсіювання на крайових дислокаціях необхідно, щоб їх щільність за найменшого можливого значення вектора Бюргерса, яке в рамках використовуваного підходу дорівнює $\sqrt[3]{a_1 a_2 a_3}$, перевищувала $1.44 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$. З одного боку, найбільша спостережувана за допомогою електронного мікроскопа щільність дислокацій становить приблизно 10^{16} м^{-2} [9]. З іншого боку, величина вектора Бюргерса може істотно перевищувати й, як правило, перевищує його

найменше можливе значення. А необхідна для ефективного зниження ґраткової теплопровідності щільність крайових дислокацій, за інших рівних умов, спадає обернено пропорційно до квадрату довжини вектора Бюргерса, і, отже, цілком досяжна. Таким чином, додаткове розсіювання фононів на крайових дислокаціях також може слугувати ефективним механізмом зниження ґраткової теплопровідності термоелектричних матеріалів на основі *Zn-Cd-Sb*.

Слід, однак, відзначити, що якби зміна ґраткової теплопровідності сплавів *Zn_xCd_{1-x}Sb* при зміні їх складу пояснювалася лише нагромадженням або «заліковуванням» дефектів структури, то ця теплопровідність повинна була б бути монотонною функцією *x*, змінюючись від теплопровідності *CdSb* за *x* = 0 до теплопровідності *ZnSb* за *x* = 1. Однак експериментальні дані [10, 11] свідчать про те, що така монотонність не має місця. Так, наприклад, у праці [10] показано, що найменшу теплопровідність за кімнатної температури мають сплави, для яких величини *x* рівні 0.35 і 0.45 (теплопровідності цих сплавів відповідно дорівнюють 1 та 1.2 Вт/(м·К)). При цьому електропровідності зазначених сплавів аж ніяк не є найменшими можливими. Тому вирішальну роль у формуванні залежності між теплопровідністю та складом цих сплавів відіграє ґраткова складова теплопровідності, і, особливо, та її частина, яка обумовлена розсіюванням фононів одного на одному з перекиданням. Дані праці [10] певною мірою підтверджуються даними праці [11]. У цій праці показано, що найменшу теплопровідність серед досліджених п'яти сплавів мають сплави складу *Zn_{0.4}Cd_{0.6}Sb* і *Zn_{0.6}Cd_{0.4}Sb*. Їх теплопровідності однакові, і приблизно дорівнюють 0.712 Вт/(м·К), що на 28 % нижче, ніж в антимонідів цинку й кадмію. Таким чином, зміна теплопровідності сплавів *Zn_xCd_{1-x}Sb* при зміні їх складу головним чином обумовлена зміною структури елементарної комірки кристалічної ґратки, що веде до зміни величин компонент тензора коефіцієнтів перекидання. Розбіжності між даними праць [10] і [11] можуть бути пояснені тим, що в першому випадку досліджені матеріали являли собою полікристалічні речовини, отримані методом лиття в земляну опоку, а в другому – монокристали, вирощені методом зонного плавлення із застосуванням зонного вирівнювання. У першому випадку внаслідок більшої концентрації носіїв заряду електропровідність, і, отже, повна теплопровідність сплавів виявилася більшою, а частка ґраткової складової у ній – меншою. Тому у другому випадку більш явно виявилася симетрія значень компонент тензора коефіцієнтів перекидання відносно складу *Zn_{0.5}Cd_{0.5}Sb*.

Висновки

1. Отримано аналітичні вирази, що описують вплив дефектів структури на ґраткову теплопровідність сплавів системи *Zn-Cd-Sb*.
2. Встановлено, що за досяжних щільностей структурними дефектами, які можуть суттєво знижувати ґраткову теплопровідність сплавів системи *Zn-Cd-Sb*, є крайові та гвинтові дислокації. У той же час, ефективне зниження ґраткової теплопровідності при переході від монокристалів до полікристалічних термоелектричних матеріалів можливе головним чином внаслідок розмірних ефектів, викликаних співставністю розмірів кристалітів з довжинами вільного пробігу фононів у монокристалі.
3. Показане, що характер зміни теплопровідності монокристалічних матеріалів системи *Zn-Cd-Sb* залежно від складу в актуальному для застосування інтервалі температур обумовлений не нагромадженням або «заліковуванням» структурних дефектів, а

перебудовою кристалічних ґраток, що веде до істотних змін значень компонент тензора коефіцієнтів перекидання.

1. Література

1. Гольцман Б.М. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . – / Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов А.И. М. Наука. – 1972. – 320 с.
2. Дмитриев А.В. Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов / Дмитриев А.В., Звягин И.П. // УФН. – 2010. – Т.180. – С. 821.
3. Горский П.В. Снижение решеточной теплопроводности термоэлектрического материала путем оптимизации формообразующего элемента / Горский П.В., Михальченко В.П. // Термоэлектричество. – 2013. – №1. – С. 19-27.
4. Klemens P.D. Thermal conductivity and lattice vibration modes// In book: Solid state physics. Advances in research and applications. Vol.7. New York: Academic press. Inc., publishers. – / Klemens P.D. 1958. – P. 1-98.
5. Бокий Г.Б. Кристаллохимические, физико-химические и физические свойства полупроводниковых веществ / Г.Б. Бокий, И. П. Воронина, Г.Г. Дворянкина // М.: Изд-во стандартов. – 1973. – 208с.
6. Полупроводниковые соединения A^IVB^V . – / Лазарев В.Б., Шевченко В.Я., Гринберг Я.Х., Соболев В.В. М.: Наука, 1978. – 256 с.
7. Михальченко В.П. Рентген-дифрактометрические и акустические исследования некоторых ангармонических эффектов в кристаллах. – Дисс. д.ф.-м.н. – Черновцы-1976. -314с.
8. Анізотропія пружності і мікротвердості монокристалів твердих розчинів системи $CdSb-ZnSb$ / Балазюк В.Н., Грицюк Б.М., Драпак Л.С., Лотоцький В.Б. [і інш.] // Науковий вісник Чернівецького університету. – 2001. – Вип.112. Фізика. Електроніка. – С. 71-74.
9. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – / Киттель Ч. М.: Наука. – 1978. – 792с.
10. Шмелев Г.И. Материалы для термоэлементов на основе трехкомпонентных интерметаллических соединений / Шмелев Г.И. // В сб.: Физика твердого тела. – Ч.1. – С. 63-75. – Изд. АН СССР. – М. –Л.:1959.
11. О некоторых свойствах системы $CdSb-ZnSb$ / Пилат И.М., Бородинец Г.С., Косяченко Л.А., Майко Г.И. // ФТТ. – 1960. – Т.П. – Вып.7. – С. 1522-1525.

Надійшла до редакції 17.07.2017

Горский П. В., *докт. физ.-мат. наук*

Институт термоэлектричества, ул. Науки, 1,
Черновцы, 58029, Украина,
e-mail: anatysh@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА РЕШЕТОЧНУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ $Zn-Cd-Sb$

Рассмотрено влияние дефектов кристаллической структуры, таких как винтовые и

краевые дислокации, дефекты упаковки и границы зерен на решеточную теплопроводность системы Zn-Cd-Sb. В процессе расчетов учтено рассеяние фононов друг на друге, обусловленное как нормальными процессами, так и процессами переброса, а также рассеяние фононов на указанных дефектах. Учтены как анизотропия скорости звука, так и анизотропия тензора Грюнайзена. Для расчета времени релаксации фононов используется приближение, в котором это время хотя и анизотропно, но зависит от частоты фонона в целом, а не от составляющих его квазимпульса по отдельности. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что при достижимых плотностях ощутимое влияние на решеточную теплопроводность монокристаллических термоэлектрических материалов на основе Zn-Cd-Sb в актуальной для практического применения области температур могут оказать только винтовые и краевые дислокации. При этом установлено, что по возрастанию эффективности рассеяния фононов, и, следовательно, степени влияния на решеточную теплопроводность, упомянутые выше дефекты располагаются в следующем порядке: границы зерен, винтовые дислокации, дефекты упаковки, краевые дислокации. Библиограф. 11, Рис. 2.

Ключевые слова: решеточная теплопроводность, рассеяние фононов, нормальные процессы, процессы переброса, дефекты кристаллической структуры, плотность дефектов, границы зерен, винтовые дислокации, дефекты упаковки, краевые дислокации, плотность дефектов.

P. V. Gorskiy *Doctor fiz.-mat. science*

Institute of Thermoelectricity of the NAS and MES of Ukraine,
1, Nauky Str., Chernivtsi, 58029, Ukraine
e-mail: anatyach@gmail.com

EFFECT OF STRUCTURE DEFECTS ON THE LATTICE THERMAL CONDUCTIVITY OF Zn-Cd-Sb THERMOELECTRIC MATERIALS

The paper is concerned with the effect of crystal structure defects, such as screw and edge dislocations, packing defects and grain boundaries on the lattice thermal conductivity of Zn-Cd-Sb system. Calculations are performed with regard to phonon-phonon scattering due to normal and umklapp processes, as well as phonon scattering by the above defects. Both sound velocity anisotropy and the Gruneisen tensor anisotropy are taken into account. To calculate phonon relaxation time, an approximation is used wherein this time, though anisotropic, depends on phonon frequency as a whole, rather than on its quasi-momentum components taken separately. The results of calculations show that at attainable densities, only screw and edge dislocations can have a tangible effect on the lattice thermal conductivity of single-crystal thermoelectric materials based on Zn-Cd-Sb in the temperature range of relevance for practical applications. In so doing, it was established that according to increase in phonon scattering efficiency, and, hence, the degree of its effect on the lattice thermal conductivity, the above defects are arranged in the following order: grain boundaries, screw dislocations, packing defects, edge dislocations. Bibl. 11, Fig. 2.

Key words: lattice thermal conductivity, phonon scattering, normal processes, umklapp processes, crystal structure defects, defect density, grain boundaries, screw dislocations, packing defects, edge dislocations.

References

1. Goltsman B.M., Kudinov V.A., Smirnov A.I. (1972). *Poluprovodnikovyye termoelektrycheskiie materialy na osnove Bi_2Te_3* [Semiconductor thermoelectric materials based on Bi_2Te_3]. Moscow: Nauka [in Russian].
2. Dmitriiev A.V., Zviagin I.P. (2010). Sovremennyye tendentsii razvitiia fiziki termoelektricheskikh materialov [Modern trends in the development of physics of thermoelectric materials]. *Uspekhi fizicheskikh nauk – Advances in Physical Sciences*, 180, 821 [in Russian].
3. Gorskyi P.V., Mikhalchenko V.P. (2013). Snizhenie reshetochnoi teploprovodnosti termoelektricheskogo materiala putem optimizatsii formoobrazuiushchego elementa [Reduction of thermoelectric material lattice thermal conductivity using shape-forming element optimization]. *Termoelektryka – J. Thermoelectricity*, 1, 19-27 [in Russian].
4. Klemens P.D. (1958). Thermal conductivity and lattice vibrational modes. In: *Solid state physics. Advances in research and applications. Vol. 7*. New York: Academic press.
5. Bokii G.B., Voronina I.P., Dvoriankina G.G. (1973). *Kristallokhimicheskiie, fiziko-khimicheskiie i fizicheskiie svoistva poluprovodnikovyykh veshchestv* [Crystal-chemical, physico-chemical and physical properties of semiconductor substances]. Moscow: Izdatelstvo standartov [in Russian].
6. Lazarev V.B., Shevchenko V.Ya., Grinberg Ya.Kh., Sobolev V.V. (1978). *Poluprovodnikovyye soedineniia $A^{II}B^V$* [Semiconductor compounds $A^{II}B^V$]. Moscow: Nauka [in Russian].
7. Mikhalchenko V.P. (1976). Rentgen-difraktoметрические и акустические исследования некоторых ангармонических эффектов в кристаллах [X-ray diffractometric and acoustic studies of some anharmonic effects in crystals]. *Doctor's thesis*. Chernivtsi [in Russian].
8. Balaziuk V.N., Hrytsiuk B.M., Drapak L.S., Lototskyi V.B., Novikov S.M., Rarenko A.I. (2001). Anizotropiia pruzhnosti i microtverdosti monokystaliv tverdykh rozchyniv systemy *CdSb-ZnSb* [Elasticity and microhardness anisotropy of single crystals of *CdSb-ZnSb* solid solutions]. *Naukovyi visnyk Chernivetskoho universitetu. Fizyka. Elektronika – Scientific Bulletin of Chernivtsi University. Physics. Electronics*, 112, 71-74 [in Ukrainian].
9. Kittel Ch. (1978). *Vvedeniie v fiziku tverdogo tela* [Introduction to Solid State Physics]. Moscow: Nauka [in Russian].
10. Shmelyov G.I. (1959). Materialy dlia termoelementov na osnove trekhkomponentnykh intermetallicheskiikh soedinenii [Materials for thermoelements based on three-component intermetallic compounds]. In: *Physics of the Solid State. Part 1*. Moscow-Leningrad: AN SSSR Publ. [in Russian].
11. Pilat I.M., Borodinets G.S., Kosiachenko L.A., Maiko G.I. (1960). O nekotorykh svoistvakh sistemy *CdSb-ZnSb* [On some properties of *CdSb-ZnSb* system]. *Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State*, II, 7, 1522-1525 [in Russian].

Submitted 17.07.2017