ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 11, № 1 (2010) С. 62-67

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 11, № 1 (2010) P. 62-67

УДК 621.315.592.

ISSN 1729-4428

Д.М. Фреїк[1], Л.І. Никируй[1], Р.О. Дзумедзей[1], О. Зуб[2]

Механізми розсіювання та ефективна маса носіїв заряду у легованому талієм плюмбум телуриді PbTe:Tl

[1]Фізико-хімічний інститут Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76000, Україна, E-mail: fcss@pu.if.ua
[2]Національний університет "Львівська політехніка" вул.С.Бандери 12, м.Львів-13, 79013, Україна

Використовуючи варіаційний принцип виконано розрахунок рухливості носіїв заряду у кристалах телуриду свинцю, легованих талієм та проаналізовано характер домішкового розсіювання залежно від зміни температури і вмісту домішки ((0,01 ÷ 0,4) ат. % Tl). Впливом зони важких дірок на явища переносу пояснено температурну залежність рухливості та зміну ефективної маси носіїв заряду.

Ключові слова: плюмбум телурид, легування, механізми розсіювання, рухливість носіїв заряду, варіаційний метод.

Стаття поступила до редакції 11.08.2009; прийнята до друку 15.12.2009.

Вступ

Халькогеніди свинцю (PbTe, PbSe, і PbS) – напівпровідникові сполуки IV-VI, які характеризуються вузькою забороненою зоною [1]. Активні дослідження цих матеріалів впродовж останніх десятиліть зумовлені їх важливістю для інфрачервоних датчиків (IR), лазерів, світло-випромінюючих пристроїв, фотоелектрики, високотемпературної термоелектрики [2-5]. PbTe, зокрема, є базовою сполукою високоефективних термоелектричних матеріалів для середньої області температур [6-10]. Крім того, халькогеніди свинцю знайшли широкий спектр застосування як плівкові матеріали [11,12], квантові точки [13], надгратки [14,15], нанодроти [16], колоїдні та вкраплені нанокристали [17-20].

Легування суттєвим чином впливає на електронні стани і властивості напівпровідникових матеріалів та наноструктур на їх основі. Елементи III групи Періодичної таблиці елементів (Ga, In, Tl) у напівпровідниках IV-VI утворюють глибокі резонансні домішкові енергетичні рівні. При цьому у легованих кристалах PbTe, виявили піннінг (закріплення) рівня Фермі, а також стан надпровідності [21,22].

Талій у халькогенідах свинцю є глибоким акцептором, причому домішкові стани Tl мають одноелектронний характер. Енергетична відстань рівня талію від верху валентної зони для PbTe складає 0,22 еВ при температурах, близьких до 0 К [21]. Важливим є вивчення впливу домішкових станів талію у кристалах PbTe на механізми розсіювання носіїв струму, що і є змістом представленої роботи.

I. Методика експерименту

Кристали бездомішкового телуриду свинцю отримували прямим сплавленням вихідних компонентів (свинець марки С-000, телур Т-В4 і талій марки Tl-000) у графітизованих кварцових ампулах, відкачаних до тиску ~10^{-2} Па. Синтез зразків проводили протягом 6 годин при температурі ~1100^0C із застосуванням вібраційного перемішування.

Зразки для холлівських вимірювань вирізували із литих зразків за допомогою електроіскрової установки. Для видалення пошкодженого шару, який утворювався на поверхні зразків при різці, їх поверхню обробляли електрохімічним травленням в розчині $KOH+C_6H_6O+H_2O$ при температурі ~25^0C. Час травлення в розчині складав 20-25 с при густині струму 0,5 А/м^2. Електричні контакти наносили сплавом масового складу %: 57(Bi)+43(Sn) за допомогою флюсу $ZnCl_2+NH_4Cl+NiCl_2+H_2O$ [23].

Концентрація легуючої домішки талію становила 0,01; 0,2 та 0,4 ат.% PbTe. На одержаних таким чином зразках проводили холлівські вимірювання у постійних електричних і магнітних полях. Деякі із отриманих експериментальних результатів наведено у таблиці та рис. 1.

Таблиця

Електричні параметри PbTe, легованого талієм при температурах 77 К та 300 К

	77 К			300 К		
ат.% Tl	σ, $Ом^{-1}см^{-1}$	p 10^{-18}, $см^{-3}$	μ, $см^2/Вс$	σ, $Ом^{-1}см^{-1}$	p 10^{-18}, $см^{-3}$	μ, $см^2/Вс$
0,01	4874	2,97	10235	282	2,7	648
0,2	7135	5,7	7849	336	4,8	437
0,4	1852	10,4	1111	211	8,9	148

II. Елементи теорії розрахунку рухливості носіїв

Для розрахунків рухливості носіїв електричного заряду нами використано варіаційний метод у якому зазвичай пробну функцію вибирають у вигляді ряду по степенях енергії, коефіцієнти якого є підгоночними параметрами і визначаються умовою найкращого співпадання теоретичних та експериментальних результатів [24]. При цьому, використовуючи стандартну варіаційну процедуру [25] отримують достатньо простий вираз для розрахунку рухливості. Так, у випадку носіїв струму, енергетичний спектр яких описується законом Кейна, він має вигляд

$$\mu = -\frac{enkT}{L_{00}}, \qquad (1)$$

де n – концентрація носіїв струму; L_{00} – матричні елементи оператора розсіювання носіїв.

При одночасній дії декількох механізмів розсіювання матричні елементи додаються, як і обернені часи релаксації згідно правилу Маттісена

$$L_{00} = \sum_i L_0^i, \qquad (2)$$

де i – нумерує механізм розсіювання. У випадку сильного виродження

$$L_{00}^i = \frac{nkTm^*(\varepsilon_F)}{\tau_i}, \qquad (3)$$

де $m^*(\varepsilon_F)$ – ефективна маса носіїв на рівні Фермі, τ_i – час релаксації i-го пружного механізму розсіювання.

Таку саму форму запису для матричних елементів можна зберегти і для випадку непружних механізмів розсіювання, проте час релаксації виявляється складною функцією температури і концентрації. Тоді вираз для рухливості набуває відомої форми

$$\mu = \frac{e\tau(\varepsilon_F, n, T)}{m^*(\varepsilon_F, n, T)}, \qquad (4)$$

де $\tau = \left(\sum_i \tau_i^{-1}\right)^{-1}$ – сумарний час релаксації.

У випадку сильного ферміївського виродження, яке для сполук $A^{IV}B^{VI}$ реалізується при достатньо низьких концентраціях носіїв і низьких температурах для рухливості носіїв зручно використовувати не вираз (4), а його більш зручну інтерпретацію [26]

$$\mu = A(\varepsilon_F, n, T)\sum_i (B_i F_i)^{-1}, \qquad (5)$$

де

$$A(\varepsilon_F, n, T) = \frac{\chi_0}{e}\frac{\hbar^3 k_F}{k_0 T}\left[m^*(\varepsilon_F)\right]^{-2} \qquad (6)$$

має розмірність рухливості, а безрозмірні величини B_i і F_i залежать від виду механізму розсіювання носіїв.

Для розглядуваних механізмів розсіювання носіїв заряду вирази для розрахунку B_i та F_i мають вигляд [25]:

а) розсіювання на на домішкових іонах

$$B_I = \frac{2\pi}{\chi_0}\frac{N_I}{k_0 T}\left(\frac{e}{k_F}\right), \qquad (7)$$

$$F_I = ln(\xi_0 + 1) - \xi_0(\xi_0 + 1)^{-1} -$$
$$-4L\left[1 + (1+\xi_0)^{-1} - 2\xi_0^{-1} - 2\xi_0^{-1} ln(\xi_0 + 1)\right] +$$
$$+\frac{3}{2}L^2\left[1 - 4\xi_0^{-1} + 6\xi_0^{-2} ln(\xi_0 + 1) - 2\xi_0^{-1}(\xi_0 + 1)^{-1}\right], \qquad (8)$$

де

$$\xi_0 = (2k_F\lambda_0)^2;\ L = \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g + 2\varepsilon_F}; \qquad (9)$$

б) розсіювання носіїв на акустичних коливаннях ґратки:

$$B_{ak} = \frac{\chi_0}{\pi\rho}(k_F D / e\upsilon_{II}^2)^2, \qquad (10)$$

$$F_{ak} \approx 1 - 1,2L + \left[0,36 + \frac{1}{8}\left(\frac{\upsilon_{//}}{\upsilon_\perp}\right)^2\right]L^2, \qquad (11)$$

де ρ – густина; D – константа деформаційного потенціалу; а $\upsilon_\perp$ і $\upsilon_\perp$ – поздовжня і поперечна компоненти швидкості звуку у кристалі;

в) розсіювання носіїв на оптичних фононах:

$$B_{opt} = 2(\chi_0 / \chi_\infty - 1); \qquad (12)$$

$$F_{opt} = S_{12}^{`} - A(\varepsilon_F), \qquad (13)$$

де

$$S_{1k}^{`} = \left(\frac{Z}{2k_F\lambda_\infty}\right)^2 \lambda_\infty^{k-1}\int_0^{\lambda_\infty^{-1}} \frac{(2t)^k e^{Z(t)}dt}{4(1+t)^2\left(e^{Z(t)} - 1\right)^2};$$

$$Z(t) = Z\left[1 - \left(1 - \frac{\chi_\infty}{\chi_0}\right)\left(1 + t^{-1}\right)\right]. \qquad (14)$$

Тут $A(\varepsilon_F) = 2L(1 - \frac{3}{4}L)$; $\lambda_\infty = \left(\frac{\chi_\infty}{\chi_0}\right)^{1/2}\lambda_0$;

$t=(q\lambda_\infty)^2$; Z – енергія поздовжнього оптичного фонона при відсутності екранування ($T\to\infty$) в одиницях k_0T. При високих температурах $k_0T\sim\frac{\hbar\omega}{2}$ розсіювання носіїв на оптичних фононах можна вважати пружним і є можливість ввести час релаксації. Тоді

$$F_{opt}=A-2L\left(1-\frac{\lambda}{4}\right)B+L^2C\,, \qquad (15)$$

де

$$A=1-\frac{2}{\xi_\infty}ln(\xi_\infty+1)+(\xi_0+1)^{-1}\,,\ \xi_\infty=(2k_F\lambda_\infty)^2\,,$$

$$B=1-4\xi_\infty^{-1}+6\xi_\infty^{-2}\,ln(\xi_\infty+1)-2\xi_\infty^{-1}(\xi_\infty+1)^{-1}\,,$$

$$C=1-3\xi_\infty^{-1}+9\xi_\infty^{-2}-12\xi_\infty^{-3}\,ln(\xi_\infty+1)+3\xi_\infty^{-1}(\xi_\infty+1)^{-1}.$$

Якщо знехтувати екрануванням, то величини A, B і C у (15) дорівнюватимуть одиниці. Тоді

$$F_{opt}=1-2L+\frac{3}{2}L^2\,; \qquad (16)$$

г) розсіювання на короткодіючій частині потенціалу вакансій:

$$B_{\text{êîðîòêî.}}=\frac{\chi_0N_D(3\pi^2n)^{2/3}\left(U_c^{(i)}\right)^2}{e^2\pi k_0T}\,, \qquad (17)$$

де $N_D=N_{\text{â}}$ – концентрація вакансій; $U_c^{(i)}$ – розсіюючий потенціал. Вираз для $F_{\text{êîðîòêî.}}$ співпадає із аналогічним для випадку розсіювання носіїв на деформаційному потенціалі акустичних фононів.

Деякі результати розрахунків концентраційної залежності рухливості у легованих талієм кристалах плюмбум телуриду PbTe:Tl при різних температурах наведено на рис. 1. Зауважимо, що у якості підгоночного параметра вибрано ефективну масу носіїв m_{ef}^*, дані про яких у літературі відсутні.

III. Результати дослідження та їх аналіз

Для чистих кристалів PbTe сумарна рухливість при зменшенні температури згідно результатів робіт Равича Ю.І. [27], Заячука Д.М. [24], Шендеровського В.А., Горлея П.М. [25,26] та дослідженнями авторів цієї статті [28, 29] повинна зростати. При цьому, в області низьких температур переважає розсіювання на вакансіях, а із ростом температури – на фононах. Однак, введення домішки робить при низьких (гелієвих) температурах визначальним домішкове розсіювання (рис. 1, крива 4). При збільшенні температури починає зростати внесок розсіювання на вакансіях (рис. 1, крива 2), акустичних фононах (рис. 1, крива 1), а від температур 15-30 К збуджуються і оптичні коливання кристалічної гратки (рис. 1, крива 3). З цих позицій добре пояснюється наявність піку на температурній залежності рухливості, який залежно від вмісту

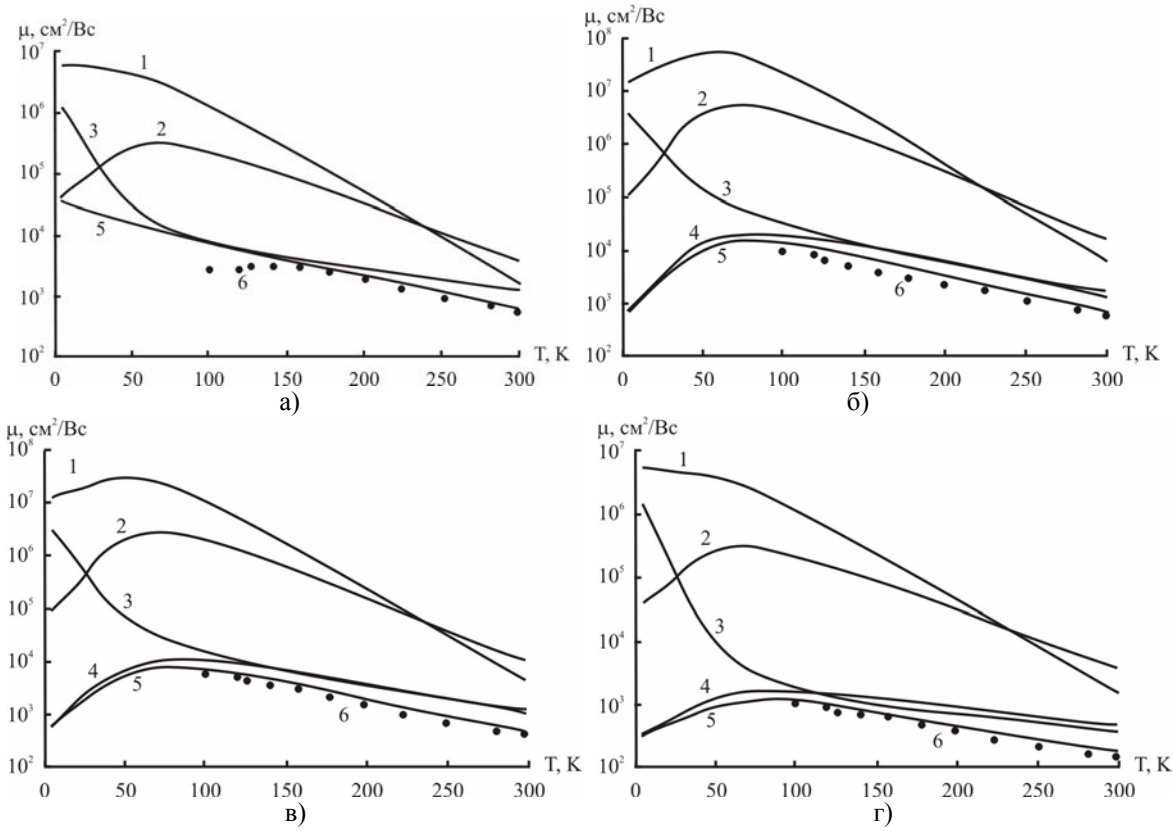

Рис. 1. Температурна залежність рухливості носіїв заряду у PbTe:Tl при різному вмісті домішки Tl: 0 ат. % (а), 0,01 ат.% (б), 0,2 ат.% (в) та 0,4 ат.% (г). Крива 1 відповідає розсіюванню носіїв на акустичних фононах, 2 – на короткодіючому потенціалі вакансій, 3 – оптичних фононах, 4 – на домішці, 5 – сумарне розсіювання із врахуванням (1)-(4), 6 – експеримент [23].

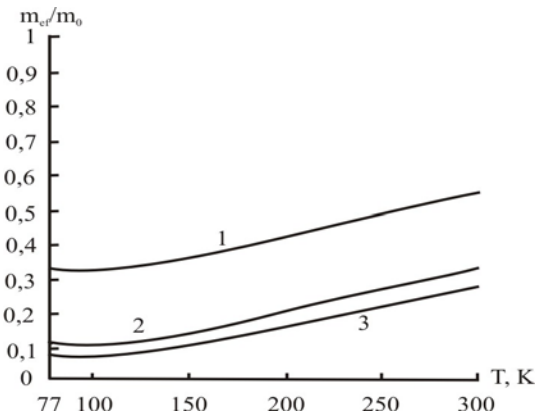

Рис. 2. Температурна залежність ефективної маси m_p* для PbTe:Tl при різному вмісті домішки: 0,01 ат.% (крива 3), 0,2 ат.% (крива 2) та 0,4 ат.% (крива 1).

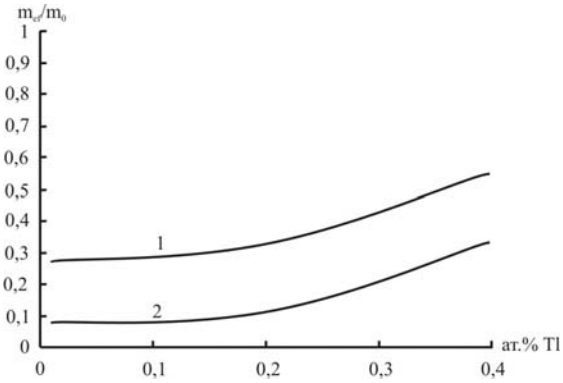

Рис. 3. Залежність середньої ефективної маси носіїв від вмісту домішки для PbTe:Tl при різних температурах: 77 К (крива 1), 300 К (крива 2).

домішки, розташований в інтервалі температур (50-90) К (для 0,01 ат. % Tl), (60-100) К (для 0,2 ат. % Tl) та (50-70) К (для 0,4 ат. % Tl) (рис. 1).

Відомо [27], що температурна залежність рухливості носіїв описується законом $\mu = \mu_0 T^{-r}$, де r – параметр розсіювання. Характер кривої, що відповідає сумарній рухливості на всіх графіках рис. 1 (а-в) якісно має однаковий хід. При зростанні рухливості (зліва, відносно максимуму) r = 1,5, що характерно для домішкового розсіювання (рис. 1, крива 5). Справа ж відносно максимуму r = -0,1 ÷ -0,5, що вказує на зміну домінуючих видів розсіювання. Спочатку від області азотних температур суттєвим стає внесок оптичних фононів (рис. 1, крива 3), а потім, у певних співвідношеннях додаються внески розсіювання на короткодіючому потенціалі іонізованих вакансій (рис. 1, крива 2) і на акустичних фононах (рис. 1, крива 1). Зауважимо, що при 300 К внески всіх видів розсіювання стають майже співмірними. По характеру кривих для окремих видів розсіювання (рис. 1) можна прогнозувати, що для температур вищих за 300 К буде мати місце різке зменшення внеску домішкового розсіювання (домішка стає іонізованою, концентрація носіїв від вмісту домішки перестає залежати і домішкове розсіювання перестає бути домінуючим).

Розглянуте вище зменшення сумарної рухливості, яке спостерігається від азотних температур і вище (рис. 1, крива 5), можна пояснити існуванням зони важких дірок із відносно великою (~ 1,2 m_0) ефективною масою. Енергетична щілина між краями зони важких та легких дірок при 0 К складає 0,17 еВ і зменшується із температурою зі швидкістю $-4 \cdot 10^{-4}$ еВ/К. Таким чином, відстань між зоною провідності і зоною важких дірок не змінюється, а щілина між двома валентними зонами – зменшується. Це зумовлює збільшення концентрації важких дірок із ростом температури, в результаті чого зростає середня ефективна маса дірок m_p* (рис. 2).

Слід звернути увагу також на зменшення величини рухливості при збільшенні вмісту домішки. Причому, значення μ при вмісті домішки талію 0,01 ат. % Tl та 0,2 ат. % Tl відрізняються мало, а при вмісті 0,4 ат. % Tl – зменшується майже на порядок (рис. 1). Останнє обумовлене зростанням ефективної маси носіїв із збільшенням вмісту домішки талію (рис. 2, 3).

Висновки

1. Виконано розрахунок рухливості носіїв заряду кристалічного p-PbTe:Tl залежно від вмісту домішки талію (0,01 – 0,4) ат. % Tl.
2. Із аналізу температурної залежності рухливості визначено параметр розсіювання r та встановлено температурні межі домінування різних механізмів розсіювання носіїв заряду.
3. Температурну залежність рухливості та зміну ефективної маси носіїв заряду пояснено впливом зони важких дірок на явища переносу.

Фреїк Д.М. – заслужений діяч науки і техніки України, доктор хімічних наук, професор, директор Фізико-хімічного інституту, завідувач кафедри фізики і хімії твердого тіла;
Никируй Л.І. – кандидат фізико-математичних наук;
Дзумедзей Р.О. – аспірант;
Зуб О. – аспірант.

[1] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers.* Van Nostrand Reinhold, New York, 547 p. (1993).
[2] S. Chatterjee and U. Pal, Low-cost solar selective absorbers from Indian galena // *Opt. Eng.,* **32**, p. 2923 (1993).
[3] T.K. Chaudhuri, A solar thermophotovoltaic converter using Pbs photovoltaic cells // *Int. J. Energy Res.,* **16**, p. 481 (1992).
[4] J.H. Dughaish, Lead telluride as a thermoelectric material for thermoelectric power generation // *Physica B.,* **322**, p. 205 (2002).
[5] C. Wood, Materials for thermoelectric energy conversion // *Rep. Prog. Phys.,* **51**, p. 459 (1988).

[6] K.-F. Hsu, S. Loo, F. Guo, W. Chen, J.S. Dyck, C. Uher, T. Hogan, E.K. Polychroniadis, and M.G. Kanatzidis, Cubic $AgPb_mSbTe_{2+m}$: Bulk Thermoelectric Materials with High Figure of Merit // *Science.,* **303**, p. 818 (2004).

[7] J. Androulakis, K.F. Hsu, R. Pcionek, H. Kong, C. Uher, J.J. D'Angelo, A. Downey, T. Hogan, and M.G. Kanatzidis. Nanostructuring and High Thermoelectric Efficiency in p-Type $Ag(Pb_{1-y}Sn_y)_mSbTe_{2+m}$ // *Adv. Mater.,* **18**, p. 1170 (2006).

[8] P.F. Poudeu, J. D'Angelo, A.D. Downey, J.L. Short, T.P. Hogan, and M.G. Kanatzidis, High Thermoelectric Figure of Merit and Nanostructuring in Bulk p-type $Na_{1-x}Pb_mSb_yTe_{m+2}$ // *Angew. Chem., Int. Ed.,* **45**, p. 3835 (2006).

[9] P. F Poudeu, J. D'Angelo, H. Kong, A. Downey, J.L. Short, R. Pcionek, T.P. Hogan, C. Uher, and M.G. Kanatzidis, Nanostructures versus Solid Solutions: Low Lattice Thermal Conductivity and Enhanced Thermoelectric Figure of Merit in $Pb_{9.6}Sb_{0.2}Te_{10-x}Se_x$ Bulk Materials // *J. Am. Chem. Soc.,* **128**, p. 14347 (2006).

[10] J.R. Sootsman, R.J. Pcionek, H. Kong, C. Uher, and M. G. Kanatzidis, Strong Reduction of Thermal Conductivity in Nanostructured PbTe Prepared by Matrix Encapsulation // *Chem. Mater.,* **18**, p. 4993 (2006).

[11] Д.М. Фреик, М.А. Галущак, Л.И. Межиловская. *Физика и технология полупроводниковых пленок*. Вища школа, Львов. 152 с. (1988).

[12] Д.М. Фреик, В.М. Чобанюк, Л.І. Никируй. Гапівпровідникові тонкі плівки – сучасний стан (огляд) // *Фізика і хімія твердого тіла.,* **7(**3), сс. 405-417 (2006).

[13] E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, M.A. Us, M.S. Dresselhaus, and S.B. Cronin, Oscillatory behaviour of the transport properties in PbTe quantum wells // *Nanotechnology.,* **14**, p. 53 (2003).

[14] E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, A.V. Meriuts, S.G. Lyubchenko, M.S. Dresselhaus, and G. Dresselhaus, Quantum size effects in *n*-PbTe/*p*-SnTe/*n*-PbTe heterostructures // *Appl. Phys. Lett.,* **86**, p. 063103 (2005).

[15] E.I. Rogacheva, S.N. Grigorov, O.N. Nashchekina, T.V. Tavrina, S.G. Lyubchenko, A.Yu. Sipatov, V.V. Volobuev, A.G. Fedorov, and M.S. Dresselhaus, Growth mechanism and thermoelectric properties of PbTe/SnTe/PbTe heterostructures // *Thin Solid Films.,* **493**, p. 41 (2005).

[16] X. Qiu, Y. Lou, A.C.S. Samia, A. Devadoss, J.D. Burgess, S. Dayal, and C. Burda, PbTe Nanorods by Sonoelectrochemistry // *Angew. Chem. Int. Ed.,* **44**, p. 5855 (2005).

[17] C. Wang, G. Zhang, S. Fan, and Y Li, Hydrothermal synthesis of PbSe, PbTe semiconductor nanocrystals // *J. Phys. Chem. Solids.,* **62**, p. 1957 (2001).

[18] B. Poudel, W.Z. Wang, D.Z. Wang, J.Y. Huang, and Z.F. Ren, Shape Evolution of Lead Telluride and Selenide Nanostructures Under Different Hydrothermal Synthesis Conditions // *J. Nanosci. Nanotechnol.* **6**, p. 1050 (2006).

[19] B. Zhang, J. He, and T.M. Tritt, Size-selective high-yield growth of lead telluride (PbTe) nanocrystals using a chemical vapor deposition technique // *Appl. Phys. Lett.,* **88**, p. 043119 (2006).

[20] W. Heiss, H. Groiss, E. Kaufmann, G. Hesser, M. Buberl, G. Springholz, F. Schoffler, K. Koike, H. Harada, and M. Yano, Centrosymmetric PbTe/CdTe quantum dots coherently embedded by epitaxial precipitation // *Appl. Phys. Lett.,* **88**, p. 192109 (2006).

[21] С.А. Немов, Ю.И. Равич. Примесь таллия в халькогенидах свинца: методы исследования и особенности // *Успехи физических наук*, **168**(8), сс. 817-842 (1988).

[22] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$ // *Успехи физических наук*, **145**(1), сс. 51-86 (1985).

[23] Г.А. Ахмедова, Г.З. Багиева, Н.Б. Мустафаев, З.Ф. Агаев. Термоэлектрические свойства PbTe легированного таллием // *Fizika*, **XIII**(1-2), pp. 157-159 (2007).

[24] Д.М. Заячук К вопросу о доминирующих механизмах рассеяния в теллуриде свинца // *ФТП.,* **31**(2), сс. 217–220 (1997).

[25] П.Н. Горлей, В.А. Шендеровский *Вариационный метод в кинетической теории.* Наукова думка, Киев, 296 с (1992).

[26] Горлей П.Н., Шендеровский В.А. Явления переноса в узкощелевых полупроводниках PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, PbSe: Препр. / АН УССР, Ин-т физики; 10. – К.: 1979. – 39 с.

[27] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов, *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbSe, PbSe, PbS*. Наука, Москва, 384 с (1968).

[28] D.M. Freik, L.I. Nykyruy, V.M. Shperun, Scattering Mechanisms of Electrons on Monocrystalline PbTe, PbSe and PbS // *Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics.,* **5**(4), pp. 362-367 (2002).

[29] Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, М.А. Рувінський, В.М. Шперун, В.В. Нижникевич, Розсіювання носіїв струму у кристалах халькогенідів свинцю n-типу // *Фізика і хімія твердого тіла.,* **2(**4), сс. 99-102 (2001).

D.M. Freik[1], L.I. Nukuruy[1], R.O. Dzumedzey[1], O. Zub[2]

Scattering Mechanisms and Effective Mass of Charge Carriers in Tallium Doping Lead Telluride PbTe:Tl

[1]Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine, E-mail: fcss@pu.if.ua
[2]National University "Lviv Polytechnics"
12, Bandery Str., Lviv-13, 79013, Ukraine

Done calculation of the charge carriers mobility in Lead Telluride crystals doped with Thallium and analyzed the nature of impurity scattering, depending on the temperature and impurity content (~ (0,01 ÷ 0,4) at.% Tl). Theoretical studies lead using the variational principle. The influence of heavy holes band on transport phenomenon the temperature dependence of mobility and change of charge carriers effective mass are explained.