

Вплив ефектів розмірності на термоелектричні властивості тонких плівок PbTe

М.А. Рувінський, О.Б. Костюк*, Б.С. Дзундза

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57, 76000 Івано-Франківськ, Україна

(Одержано 23.03.2016, у відредагованій формі – 13.06.2016, опубліковано online – 21.06.2016)

За кінетичним рівнянням Больцмана розв'язана крайова задача для розрахунку електропровідності та коефіцієнта Зеебека для плівки з прямокутним перерізом. Розглянуто дзеркально-дифузний механізм відбивання носіїв струму від поверхонь плівки. Розрахунки проведено для різних товщин напівпровідника n -PbTe. Для моделі квантової прямокутної ями з плоским дном та нескінченно високими стінками розраховано значення коефіцієнта Зеебека для n -PbTe. Експериментально досліджено квантові і класичні розмірні ефекти. Показано перехід осцилюючих залежностей до монотонних для термоелектричних параметрів наноструктур на основі n -PbTe.

Ключові слова: Класичні розмірні ефекти, Квантово-розмірні ефекти, Тонкі плівки, Плюмбум телурид, Термоелектричні властивості.

DOI: 10.21272/jnep.8(2).02051

PACS numbers: 73.21.Fg, 73.50.Lw

1. ВСТУП

Плюмбум телурид відноситься до напівпровідників класу IV-VI, які широко застосовуються в напівпровідниковій техніці. PbTe є вузькозонним напівпровідником, тому він підходить для застосування для інфрачервоних лазерів, оптичних детекторів, а також як термоелектричний матеріал для середньотемпературної області (500-750) [1-4]. Перехід до тонкоплівкового матеріалу зумовлює виникнення нових розмірних ефектів.

Сьогодні задачі з обчислення провідності тонких плівок є особливо актуальними в зв'язку з бурхливим розвитком мікро- і наноелектроніки. Також потреби сучасного суспільства у нових джерелах енергії супроводжують швидкий розвиток термоелектричного матеріалознавства.

В останнє десятиліття новий напрям в термоелектричному матеріалознавстві пов'язують з використанням структур, розміри яких знаходяться в нанометровій області. Зменшення розмірності призводить до прояву квантових розмірних ефектів, які виявляються в осциляції термоелектричних параметрів зі зміною товщини. Це дає можливість визначити оптимальну товщину з найкращою термоелектричною добротністю. А отже, отримати сучасні прилади, які ефективно перетворюють тепло в електроенергію.

У даній роботі розглядається реалізація квантового і класичного розмірних ефектів в тонких плівках на основі PbTe на слюдяних підкладках. А також досліджено вплив цих ефектів на товщинні залежності кінетичних параметрів плівок.

Для більшості напівпровідників при кімнатній температурі довжини вільного пробігу l складають від 10 нм до 1000 нм, при цьому характерна довжина хвилі де Бройля λ при цій температурі порядку 10 нм [5, 6]. Для прояву розмірного квантування товщина плівки D повинна бути порядку довжини дебройлівської хвилі носіїв λ [7]. Крім того, варто зазначити, що для спостереження квантового розмі-

рного ефекту носії струму в плівці повинні бути виродженими [8]. Класичні розмірні ефекти необхідно враховувати при $\lambda \ll D \ll l$ [9]. Тобто існує можливість вивчення квантових та класичних розмірних ефектів на тому ж об'єкті – тонкій плівці плюмбум телуриду, як і для PbSe [10]. Метою цієї роботи є розглянути ці ефекти для PbTe.

В роботі [6] розглянуто теоретичні основи розрахунку квантових розмірних ефектів для кінетичних коефіцієнтів квантових ям n -PbTe на основі кінетичного рівняння Больцмана. Автори вважали, що енергія Фермі не залежить від товщини плівки. Нами було враховано цю залежність, а також приведено різні наближення для розрахунку в роботі [11].

Нелокальний транспорт для квантових ям PbTe було доведено в роботах [12, 13]. Авторами показано виражену нелокальність опору та магнетоопору в мікроструктурі PbTe на BaF_2 . Вплив поверхневого розсіяння носіїв заряду на провідність тонких дротів розглянуто в роботі [14].

В нашій попередній роботі [15] експериментально та теоретично виявлено вплив класичних розмірних ефектів на термоелектричні властивості тонких плівок n -PbTe в залежності від товщини плівки. Розглянуто дзеркально-дифузний механізм відбивання носіїв струму від поверхонь плівки та враховано нелокальність провідності та коефіцієнта Зеебека.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Плівки для дослідження товщиною 40-1215 нм отримували осадженням пари синтезованого матеріалу n -PbTe у вакуумі на підкладки із свіжих сколів (0001) слюди-мусковіт. Температура випарника складала $T_v = 870$ К, а температура підкладок $T_p = 470$ К. Товщину плівок задавали часом осадження в межах 15 с-10 хв та вимірювали за допомогою мікроінтерферометра МІІ-4 з використанням методів цифрової обробки зображень.

Вимірювання електричних параметрів плівок проводилося на повітрі при кімнатних температурах

* oksanakostuk@gmail.com

у постійних магнітних полях на розробленій автоматизованій установці, яка забезпечує як процеси вимірювання електричних параметрів, так і реєстрацію і первинну обробку даних, з можливістю побудови графіків часових і температурних залежностей.

Схематичне зображення моделі тонкої плівки для дифузно-дзеркального механізму відбивання носіїв заряду від поверхонь плівки наведено на рисунку 1. Залежності інтегральних величин електропровідності G і коефіцієнта Зеебека S_{xx} від товщини D для плівок n -PbTe представлені на рис. 2-3.

Теоретичний розрахунок для опису характеру залежності $G(D)$ і $S_{xx}(D)$ проводився з використанням засобів математичного пакета Maple 18.

3. ТЕОРЕТИЧНА МОДЕЛЬ

Нехай в плівках при певних товщинах реалізується квантування енергетичного спектра носіїв заряду. Якщо направити вісь z по нормалі до плівки, то електрони провідності будуть здійснювати вільні рухи з параболічним законом дисперсії вздовж осей x та y (в площині плівки), а рух вздовж осі z буде обмежуватись поверхнею плівки [4]. В якості моделі потенціалу плівки, як зазвичай, прийемо прямокутну яму з плоским дном і нескінченно високими стінками [11].

Аналітично можна визначити значення товщини D_{n_0} , при яких рівень Фермі співпадає з дном підзони з номером n_0 , а також порівняти $E_F(D_{n_0})$ із значенням рівня Фермі для масивного зразка $E_F(\infty)$ [4].

$$E_F(D_{n_0}) = E_F(\infty) \left[\frac{3}{2} - \frac{(n_0+1)(2n_0+1)}{4n_0^2} \right]^{-2/3} \quad (1)$$

$$n_0 = 2, 3, 4, \dots$$

$$E_F(\infty) = \frac{\hbar^2}{2m_n} (3\pi^2 n_{el})^{2/3}, \quad (2)$$

n_{el} – концентрація носіїв, а $m_n = (m_{\perp}^2 m_z)^{1/3}$, m_{\perp} – поперечна ефективна маса електрона (в площині плівки $m_x = m_y = m_{\perp}$), m_z – поздовжня ефективна маса електрона (в напрямку осі z).

Для D_{n_0} отримаємо [4]

$$D_{n_0} = D_0 n_0 \left(\frac{m_{\perp}}{m_z} \right)^{1/3} \left[1 - \frac{(n_0+1)(2n_0+1)}{6n_0^2} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

$$D_0 = (\pi/2n_{el})^{1/3}. \quad (4)$$

Проміжне значення $E_F(D)$ між D_{n_0} і D_{n_0+1} визначається

$$E_F(D) = B_{n_0} \varepsilon_1 + \frac{\pi \hbar^2 n_{el}}{m_{\perp} n_0} D \quad (5)$$

де $D_{n_0} < D < D_{n_0+1}$, $\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2m_z} \left(\frac{\pi}{D} \right)^2$ – енергія першого заповненого підрівня, B_{n_0} – коефіцієнти, які визна-

чаються за формулою

$$B_{n_0} = \frac{(n_0+1)(2n_0+1)}{6}. \quad (6)$$

Розглянемо вироджений електронний газ. Врахуємо, що для випадку розсіювання у достатньо тонких плівках на акустичних фононах час релаксації не залежить від енергії [16]. В цьому випадку на основі кінетичного рівняння Больцмана коефіцієнт Зеебека визначається як [6]:

$$S_{xx} = \frac{k_B}{e} \left[\xi(D) - \frac{A_1(D) + A_2(D)}{A_3(D)} \right], \quad (7)$$

де:

$$A_1 = \sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \int_0^{\infty} x^2 \left(-\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx = \sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \int_0^{\infty} x^2 \frac{e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]}}{\left(e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]} + 1 \right)^2} dx, \quad (8)$$

$$A_2 = \left(\sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \varepsilon'_1(D) n^2 \int_0^{\infty} x \left(-\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right) = \sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \varepsilon'_1 n^2 \int_0^{\infty} x \frac{e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]}}{\left(e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]} + 1 \right)^2} dx, \quad (9)$$

$$A_3 = \left(\sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \int_0^{\infty} x \left(-\frac{\partial f_n}{\partial x} \right) dx \right) = \sum_{n=1}^{n_{\max}(D)} \int_0^{\infty} x \frac{e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]}}{\left(e^{x - [\xi(D) - \varepsilon'_1(D)n^2]} + 1 \right)^2} dx. \quad (10)$$

де $f_n = (e^{x - \eta_n} - 1)^{-1}$ – функція розподілу Фермі, $x = \varepsilon / k_B T$ – безрозмірна енергія носія, $\eta_n = \xi - \varepsilon'_n$. Тут $\xi(D) = E_F(D) / k_B T$ і $\varepsilon'_1 = \varepsilon_1 / k_B T$, $\varepsilon_1(D) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_z^* D^2}$,

k_B – стала Больцмана, $n(D)_{\max} = \left[\left(\frac{\xi(D)}{\varepsilon'_1(D)} \right)^{1/2} \right]$ – ціла

частина числа в квадратних дужках.

При розкладі (7) за формулою підсумовування Пуассона [17, 18] отримаємо

$$S_{xx} = -\frac{k_B}{e} \left\{ \frac{(\pi^2/3) k_B T \left[\delta_F - \frac{1}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2\pi l \delta_F)}{\pi l} \right]}{\left[E_F \left(\frac{2}{3} \delta_F - \frac{1}{2} \right) + \frac{\varepsilon_1}{2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2\pi l \delta_F)}{(\pi l)^3} - \varepsilon_1 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\cos(2\pi l \delta_F)}{(\pi l)^2} \right]} \right\}, \quad (11)$$

$$\text{де } \delta_F = \left(\frac{E_F}{\varepsilon_1} \right)^{1/2}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2m_z} \left(\frac{\pi}{D} \right)^2.$$

При нехтуванні довжиною хвилі де Бройля, коли товщина плівки менша за довжину вільного пробігу

носіїв заряду $D < l$, необхідно враховувати класичні розмірні ефекти. Теоретичні основи розрахунку параметрів плівки були приведені в попередній нашій роботі [15]. Розглядається тонка плівка з прямокутним перерізом. Будемо вважати, що довжина плівки набагато більша за її товщину ($L \gg 2d$). Схематичне зображення моделі плівки наведено на рис. 1. Вважається, що розсіювання носіїв струму відбувається тільки від верхньої та нижньої меж плівки. Розрахунки проводимо для напівпровідника з квадратичним законом дисперсії з урахуванням анізотропії ефективних мас (m_x, m_z). До кінців плівки прикладене електричне поле в напрямку осі x . Систему координат обрано так, як показано на рисунку 1.

Коли товщина плівки $D = 2d$ сумірна з довжиною вільного пробігу носіїв струму, або менше за неї $D \leq l$, виникає суттєва нелокальність в зв'язку між \mathbf{E} та \mathbf{j} . Для опису цієї нелокальності необхідно знати нерівноважну функцію розподілу носіїв струму [19]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0(\varepsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (12)$$

де f_1 – відхилення функції розподілу f від рівноважної функції розподілу Фермі f_0

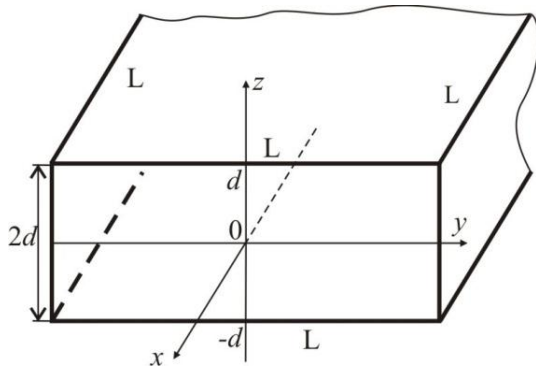


Рис. 1 – Схематичне зображення моделі тонкої плівки для дифузно-дзеркального механізму відбивання носіїв заряду від поверхонь плівки

$$f_0(\varepsilon) = \left(\exp\left[\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right] + 1 \right)^{-1}, \quad (13)$$

де μ – хімічний потенціал, T – температура плівки, k_B – стала Больцмана.

Зовнішнє електричне поле, діючи на носії струму, спричиняє появу всередині плівки струму та електропровідності. Внаслідок крайових умов виявляється нелокальність провідності $\sigma = \sigma(z)$. Введемо поняття інтегральної провідності.

$$G = \int_{-d}^d \sigma(z) dz. \quad (14)$$

Розв'язуючи кінетичне рівняння Больцмана в наближенні часу релаксації для стаціонарного стану, [15] для інтегральної провідності вздовж осі плівки x отримуємо наступний вираз:

$$G = \frac{e^2 (k_B T)^2}{\pi^2 \hbar^3 v^2} \int_{-\mu^*}^{\infty} d\eta \left[1 - \exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta + \mu^*}}\right) \right] \ln(1 + e^{-\eta}), \quad (15)$$

де $\mu^* = \frac{\mu}{k_B T}$ – безрозмірний хімічний потенціал, $q = \frac{d}{l}$ – безрозмірна напівтовщина плівки, $v = \frac{1}{\tau}$, l – середня довжина вільного пробігу електрона,

$$l = \sqrt{\frac{k_B T}{m_z}} \tau \quad (16)$$

Вважаємо, що час релаксації τ не залежить від енергії (для достатньо тонких плівок це відповідає механізму розсіювання на акустичних фонах). τ можна оцінити за експериментальним значенням рухливості μ_d носіїв струму [20],

$$\tau = \frac{\mu_d m_z}{e}, \quad (17)$$

Внаслідок крайових умов виявляється нелокальність термоелектричного коефіцієнта $\beta = \beta(z)$. Тому вводимо інтегральний термоелектричний коефіцієнт

$$B = \int_{-d}^d \beta(z) dz. \quad (18)$$

Термоелектричний струм визначається через інтегральний коефіцієнт B :

$$I_{th} = B \Delta T = B \frac{\partial T}{\partial x} L, \quad (19)$$

де $\Delta T = \frac{\partial T}{\partial x} L$, L – довжина плівки. Тоді

$$B = \frac{e k_B}{\pi^2 \hbar^3 v^2} (k_B T)^2 \int_{-\mu^*}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta + \mu^*}}\right) \right] \times \left[\frac{\eta}{e^\eta + 1} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(1+n)^2} e^{-(n+1)\eta} \right] d\eta \quad (20)$$

Термоерс плівки дорівнює відношенню B до G

$$S_x = -\frac{B}{G}. \quad (21)$$

Отже

$$S_{xx} = -\frac{k_B}{e} \frac{\int_{-\mu^*}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta + \mu^*}}\right) \right] d\eta}{\int_{-\mu^*}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta + \mu^*}}\right) \right] \ln(1 + e^{-\eta}) d\eta} \times \left[\frac{\eta}{e^\eta + 1} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(1+n)^2} e^{-(n+1)\eta} \right] d\eta \quad (22)$$

Зауважимо, що співвідношення між товщиною плівки D і довжиною вільного пробігу l носіїв заряду вважається довільним.

Для випадку змішаного дзеркально-дифузного відбивання в отриманих формулах для G , B і S_{xx} по-

трібно зробити заміну

$$\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}\right) \rightarrow \frac{1-\alpha}{1-\alpha e^{\frac{-2q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}}} \exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}\right), \quad (23)$$

де α – коефіцієнт дзеркального відбивання (імовірність дзеркального відбивання), $0 \leq \alpha \leq 1$. При $\alpha = 0$ маємо дифузне відбивання, а при $\alpha = 1$ – чисто дзеркальне відбивання, $0 < \alpha < 1$ – змішане дзеркально-дифузне відбивання. Випадок масивної плівки реалізується при $d \rightarrow \infty$, а також при $\alpha \rightarrow 1$.

4. АНАЛІЗ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

На рис. 2 представлено теоретичну криву для інтегральної провідності плівок різної товщини та експериментальні дані. Видно, що зі збільшенням товщини плівок D провідність суттєво зростає з виходом на насичення при $D \approx 400$ нм. У даному випадку суттєвий вплив мають розмірні ефекти, які зі зростанням товщини стають незначними.

В якості вхідних параметрів використовувалися значення ефективних мас носіїв заряду в n -PbTe і рухливість електронів масивного кристала. Для розрахунку використовувалися параметри, наведені в таблиці. Визначене значення безрозмірної енергії Фермі для даних кривих (рис. 2-3) становило $\mu^* = 2$. Тобто електронний газ у плівках буде виродженим.

Теоретично розраховані криві відповідають експериментально отриманим результатам. Неспівпадіння може бути пов'язано з тим, що в даній моделі не враховувалося розсіяння на міжзеренних межах, а також акцепторна дія кисню, який суттєво впливає на електричні параметри плівок [21]. Крім того, не врахована різниця між двома поверхнями плівка-підкладка і плівка-повітря. У нашій попередній роботі [15] було представлено дані для телуриду свинцю, синтезованого з матеріалів вищої чистоти. В попередньому матеріалі провідність менша за рахунок відсутності забруднень, які можуть створювати додаткову провідність. Але співпадіння експерименту з теорією гірше, через те що проявляється більший вплив кисню.

Середня довжина вільного пробігу l носіїв струму, розрахована згідно формул (16)-(17), для тонких плівок на основі n -PbTe складає ~ 45 нм.

Інтегральна провідність також була розрахована для різних значень коефіцієнта дзеркального відбивання α (рис. 2). Видно що найліпше експеримент описує крива з $\alpha = 0$. Тобто для цих плівок реалізується механізм повністю дифузного розсіяння завдяки тому, що поверхня плівки є недосконалою та може мати на поверхні нанорозмірні кристаліти [22].

З аналізу кривих на рис. 3 видно, що всі криві збігаються, так як має місце макроскопічна асимптотика. Тобто товсті плівки набувають властивостей масивного зразка.

На рисунку 3 наведено результат розрахунку залежності S_{xx} за формулами (11) і (22). Параметри, які використовувалися для розрахунку наведені в таблиці 1. Для даних зразків спостерігається осциля-

ційна поведінка в області товщин менших за 100 нм. Відомо, що збільшення ширини ями на величину півхвилі Фермі призводить до появи нової заповненої підзони нижче енергії Фермі. При ширині заповнення нової зони у густині станів спостерігається стрибок, що і призводить до осциляційної поведінки, яку можемо спостерігати на рисунках. Період осциляцій складає ~ 5 нм. Проте мала кількість експериментальних точок в області товщин менше 40 нм не дозволяє говорити про повне співпадіння теорії з експериментом. З графіка видно, що для плівок малих товщин ~ 20 нм амплітуда осциляцій є великою.

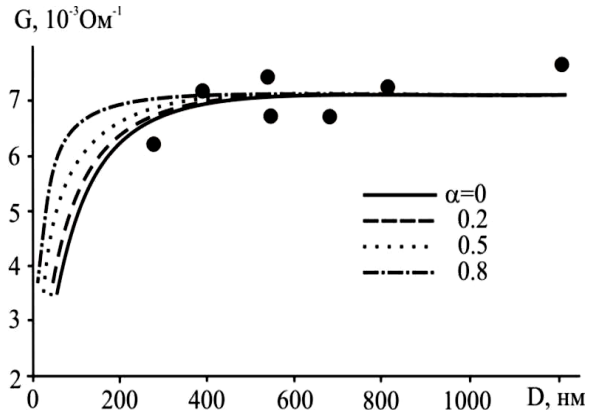


Рис. 2 – Залежність інтегральної провідності G від товщини плівок n -PbTe на свіжих сколах (0001) слюда-мусковіт для різних значень α . Точки – експеримент, лінії – розрахунок згідно моделі квазікласичного наближення

Таблиця 1 – Параметри, які використовувались при розрахунку термоелектричних параметрів для плівок n -PbTe [23, 24]

μ , см ² /В·с	T , К	m_{\perp} , кг	m_z , кг	n_{el} , см ⁻³
1700	300	0,024 m_0	0,24 m_0	0,97 · 10 ¹⁸

m_0 – дійсна маса електрона.

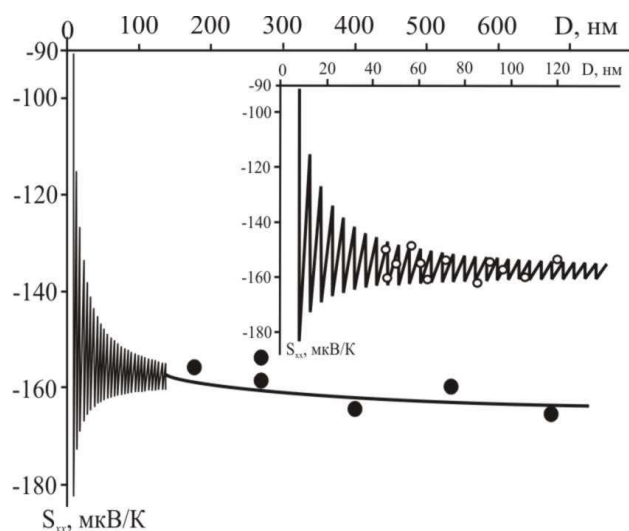


Рис. 3 – Залежність коефіцієнта Зеебека S від товщини плівок n -PbTe на свіжих сколах (0001) слюда-мусковіт. Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок згідно моделі квазікласичного наближення та у випадку квантування енергетичного спектра носіїв заряду

Зі зростанням товщини амплітуда поступово зменшується і при певній товщині повинна бути близькою до нуля. Тобто отримуємо монотонну зміну транспортних коефіцієнтів. У даному випадку знімається квантування енергетичного спектра і виконуватимуться класичні закономірності.

Для плівок більших товщин використана теорія для моделі квазікласичного наближення. Спостерігається монотонне збільшення за абсолютною величиною термоерс з ростом товщини плівки. Для плівок товщиною > 500 нм крива виходить на насичення. Тобто плівки будуть мати властивості масивного зразка.

5. ВИСНОВКИ

1. На основі кінетичного рівняння Больцмана ви-

значено інтегральну провідність та коефіцієнт Зеебека для плівки з прямокутним перерізом в залежності від її товщини.

2. Розглянуто дзеркально-дифузний механізм відбивання носіїв струму від поверхонь плівки. Розрахунки проведено для напівпровідника n -PbTe.

3. Проведено порівняння теоретичних розрахунків з експериментом для парофазних конденсатів на основі PbTe. Показано, що теоретичні результати задовільно описують експериментальні дані.

4. Показано осцилюючий характер квантових розмірних залежностей термоерс для наноструктур з n -PbTe.

Робота виконана згідно наукового проекту відділу публічної дипломатії НАТО програми «Наука заради миру» (NUKR, SEPP 984536).

Влияние эффектов размерности на термоэлектрические свойства тонких пленок PbTe

А.М. Рувинский, О.Б. Костюк, Б.С. Дзундза

*Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника,
ул. Шевченка, 57, 76000 Ивано-Франковск, Украина*

Получено решение краевой задачи кинетического уравнения Больцмана для расчета электропроводности и коэффициента Зеебека для пленки с прямоугольным сечением. Рассмотрен зеркально-диффузный механизм отражений носителей тока от поверхности пленки. Расчеты проведены для различных толщин полупроводника n -PbTe. Для модели квантовой прямоугольной ямы с плоским дном и бесконечно высокими стенками рассчитано значение коэффициента Зеебека для n -PbTe. Экспериментально исследованы квантовые и классические размерные эффекты. Показано переход осциллирующих зависимостей к монотонным для термоэлектрических параметров наноструктур на основе n -PbTe.

Ключевые слова: Классические размерные эффекты, Квантово-размерные эффекты, Тонкие пленки, Плюмбум теллурид, Термоэлектрические свойства.

The Influence of the Size Effects on the Thermoelectrical Properties of PbTe Thin Films

M.A. Ruvinskii, O.B. Kostyuk, B.S. Dzundza

Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, 57, Shevchenko St., 76025 Ivano-Frankivsk, Ukraine

Based on kinetic Boltzmann equation the boundary problem of calculating the conductivity and Seebeck coefficient for a film with a rectangular cross section is solved. Mirror-diffuse mechanism of reflection of the charge carriers from the surfaces of the film is considered. Calculations were performed for different thicknesses semiconductor n -PbTe. Based on the model of quantum flat rectangular and with infinitely high walls pit, the value of Seebeck coefficient S was calculated for n -PbTe. The quantum and classical size effects were experimentally investigated. The transition from the oscillating to monotonic dependences of the thermoelectric parameters of nanostructures based on n -PbTe has been proved.

Keywords: Classical size effects, Quantum size effects, Thin film, Lead telluride, Thermoelectric properties.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. D.M. Freik, S.I. Mudryi, I.V. Gorichok, R.O. Dzumedzey, O.S. Krynytskyi, T.S. Lyuba, *Ukr. J. Phys.* **59** No 7, 706 (2014).
2. В.М. Шперун, Д.М. Фреїк, Р.І. Запукхляк, *Термоелектрика телуриду свинцю та його аналогів* (Івано-Франківськ: Плай: 2000) (V.M. Shperun, D.M. Freyik, R.I. Zapukhlyak, *Termoelektryka telurydu svyntsyu ta yoho analogiv* (Ivano-Frankivsk: Play: 2000)).
3. D. Khokhlov, *Lead Chalcogenides Physics and Applications* (London: Taylor & Francis: 2003).
4. Б.М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках* (Наука: Москва: 1985) (B.M. Askerov, *Elektronnyye yavleniya perenosa v poluprovodnikakh* (Nauka: Moskva: 1985)).
5. M.P. Singh, C.M. Bhandari, *Solid State Commun.* **133** No 1, 29 (2005).

6. А.И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников* (Москва: Наука: 1978) (A.I. Anselm, *Vvedeniye v teoriyu poluprovodnikov* (Moskva: Nauka: 1978)).
7. V.B. Sandomirskii, *Soviet Phys. JETP* **25**(1), 101 (1967).
8. N. Trivedi, N.W. Ashcroft, *Phys. Rev. B* **38**, 12298 (1988).
9. F. Pierre, A.B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve, N.O. Birge, *Phys. Rev. B* **68**, 85413 (2003).
10. E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.I. Olikhoskaya, M.S. Dresselhaus, *J. Thermoelectricity* **4**, 25 (2012);
11. S.I. Menshikova, E.I. Rogacheva, A.Yu. Sipatov, S.I. Krivonogov, P.V. Matychenko, *J. Thermoelectricity* **2**, 24 (2015).
12. D.M. Freik, M.A. Ruvinskyi, O.B. Kostyuk, R.O. Dzumedzey, *Phys. Chem. Solid State* **16** No 2, 284 (2015).
13. G. Grabecki, J. Wrobel, T. Dietl, M. Sawicki, J. Domagala, T. Skosrkiewicz, E. Papis, E. Kaminska, A. Piotrowska, M. Leszczynski, Y. Ueta, G. Sprinholtz, G. Bauer, *Superlatt. Microstruct.* **22**, 51 (1997).
14. G. Grabecki, *J. Appl. Phys.* **101**, 081722 (2007).
15. I.A. Kuznetsova, R.R. Khadchukayev, A.A. Yushkanov, *Phys. Solid State* **51**, 2145 (2009).
16. M.A. Ruvinskyi, O.B. Kostyuk, B.S. Dzundza, *Phys. Chem. Solid State* **16** No 4, 661 (2015).
17. B.K. Ridley, *Electrons and phonons in semiconductor multilayers* (Cambridge Univ. Press: New York: 2009).
18. E.C. Titchmarsh, *The Theory of Functions* (London: Oxford University Press: 1939).
19. М.А. Евграфов, *Асимптотические оценки и целые функции* (ГИФМЛ: Москва: 1962) (M.A. Yevgrafov, *Asimptoticheskiye otsenki i tselyye funktsii* (GIFML: Moskva: 1962)).
20. Дж. Займан, *Электроны и фононы* (ИЛ: Москва: 1962) (Dzh. Zayman, *Elektrony i fonony* (IL: Moskva: 1962)).
21. Е.В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (Радио и связь: Москва: 1990) (E.V. Kuchis, *Gal'vanomagnitnyye efekty i metody ikh issledovaniya* (Radio i svyaz: Moskva: 1990)).
22. B.S. Dzundza, Ya.S. Yavorskyi, H.D. Mateyik, Yu.V. Lysyuk, *Phys. Chem. Solid State* **12** No 1, 85 (2011).
23. D.M. Freik, Ya.P. Saliy, I.M. Lishchynskyy, V.V. Bachuk, N.Ya. Stefaniv, *J. Nano- Electron. Phys.* **4** No 2, 02011 (2012).
24. J.I. Ravich, B.A. Efimova, I.A. Smirnov, *Semiconducting Lead Compounds* (Plenum: New York: 1968).
25. M. Moldovanova, R. Assenov, L. Parthier, *phys. status solidi a* **108**, 699 (1988).