ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 16, № 4 (2015) С. 661-666

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 16, № 4 (2015) P. 661-666

DOI: 10.15330/pcss.16.4.661-666

УДК 539.2:621.315.548.
ISSN 1729-4428
PACS NUMBER (s): 73.50.-H, 73.43.CD

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

Класичні розмірні ефекти в плівках n-PbTe

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76018, Україна, e-mail: fcss@pu.if.ua

За кінетичним рівнянням Больцмана розв'язана крайова задача для розрахунку електропровідності та коефіцієнта Зеєбека для плівки з прямокутним перерізом. Розглянуто дзеркально-дифузний механізм відбиваня носіїв струму від поверхонь плівки. Розрахунки проведено для різних товщин невиродженого напівпровідника n-PbTe.

Проведено порівняння теоретичних розрахунків з отриманими експериментальними даними для парофазних конденсатів на основі PbTe

Ключові слова: класичні розмірні ефекти, тонкі плівки, плюмбум телурид, термоелектричні властивості.

Стаття поступила до редакції 15.06.2015; прийнята до друку 15.09.2015.

Вступ

Плюмбум телурид добре відомий термоелектричний матеріал для напівпровідникової техніки. Інтерес до його дослідження не зменшується впродовж багатьох років завдяки унікальності фізико-хімічних властивостей. Оскільки він є вузькозонним напівпровідником А4В6, тому він підходить для застосування для інфрачервоних лазерів, оптичних детекторів, а також як термоелектричний матеріал для середньотемпературної області (500-750) [1-3]. У тонких плівках, завдяки переходу від 3D до 2D матеріалу, виникають нові розмірні ефекти, які виявляються також у профілях термоелектричних параметрів.

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

У даній роботі в квазікласичному наближенні розглянуто вплив механізму поверхневого відбивання електронів на електричну провідність плівки прямокутного перерізу. А також досліджено товщинні залежності коефіцієнта Зеєбека плівок на основі PbTe на слюдяних підкладках.

Для більшості напівпровідників при кімнатній температурі довжини вільного пробігу l складають від 10 нм до 1000нм, при цьому характерна довжина хвилі де Бройля λ при цій температурі порядку 10нм. В розглянутому далі випадку реалізуються умови, коли необхідно враховувати класичні розмірні ефекти, при $\lambda \ll D < l$ (D – товщина плівки). А квантовими розмірними ефектами в цьому випадку можна нехтувати.

I. Методика експерименту

Плівки для дослідження отримували осадженням пари синтезованого матеріалу n-PbTe у вакуумі на підкладки із свіжих сколів (0001) слюди-мусковіт та ситалу. Температура випарника складала Тв=870 К, а температура підкладок Тп=470 К. Товщину плівок задавали часом осадження в межах (8-36) с та вимірювали за допомогою мікроінтерферометра МИИ-4.

Вимірювання електричних параметрів плівок проводилося на повітрі при кімнатних температурах 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. Вимірюваний зразок мав чотири холлівські і два струмові контакти. В якості омічних контактів використовувалися плівки срібла. Струм через зразки складав ≈ 1 мА. Магнітне поле було напрямлене перпендикулярно до поверхні плівок при індукції 1,5 Тл.

Залежності інтегральних величин електропровідності G і коефіцієнта Зеебека S_x від товщини для плівок n-PbTe представлені на рис. 2,3,5.

Теоретичний розрахунок для опису характеру залежності G(d) і S (d) проводився з використанням засобів математичного пакета Maple 18.

II. Теоретична модель

Розглядається тонка плівка з прямокутним перерізом. Будемо вважати, що довжина плівки набагато більша за її товщину (L>>2d). Схематичне зображення моделі плівки наведено на рис. 1. Вважається, що розсіювання носіїв струму відбувається тільки від верхньої та нижньої меж плівки. Розрахунки будемо проводити для невиродженого напівпровідника зі стандартною сферично-симетричною енергетичною зоною. До кінців плівки прикладене електричне поле, напрям якого співпадає з віссю плівки. Виберемо систему координат так, як показано на рисунку 1.

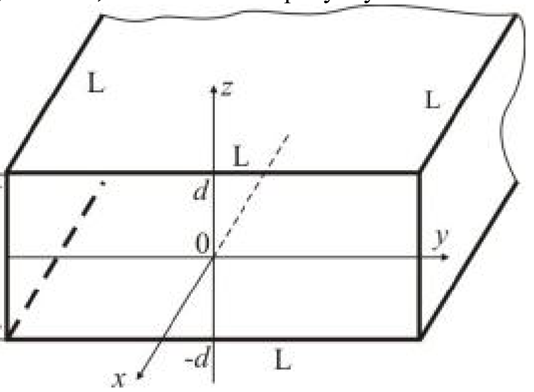

Рис. 1. Схематичне зображення моделі тонкої плівки для дифузно-дзеркального механізму відбивання носіїв заряду від поверхонь плівки.

Коли товщина плівки D=2d порівняна з довжиною вільного пробігу носіїв струму, або менше за неї $D \le l$, виникає суттєва нелокальність в зв'язку між **E** та **j**. Для опису цієї нелокальності необхідно знати нерівноважну функцію розподілу носіїв струму[4]:

$$f(\mathbf{r},\mathbf{p},t) = f_0(e) + f_1(\mathbf{r},\mathbf{p},t), \tag{1}$$

де f_1 – відхилення функції розподілу f від рівноважної функції розподілу Фермі f_0 [5]

$$f_0(e) = \left(\exp\left[\left(e-m\right)/k_BT\right]+1\right)^{-1}, \tag{2}$$

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

Кінечтичне рівняння Больцмана в наближенні часу релаксації для стаціонарного стану $f_1(\overline{r},\overline{p})$ [6]:

$$\vec{u}\frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} - e(\vec{u}\vec{E})\frac{\partial f_0}{\partial e} = -\frac{f_1}{t}, \tag{3}$$

тут e>0 – абсолютна величина заряду електрона, $t = \frac{1}{n}$ – час релаксації.

Однозначний розв'язок задачі можливий лише за умови правильного вибору крайових умов для нерівноважної функції розподілу для прямокутного перерізу плівки. В якості таких крайових умов візьмемо умову дзеркально-дифузного відбивання носіїв заряду від поверхні [6,7]:

$$f_1(\mathbf{r},\mathbf{p}) = a\, f_1(\mathbf{r},\mathbf{p},\mathbf{p}') \text{ при } \begin{cases} |z| = d, \\ zp_z < 0. \end{cases}, \tag{4}$$

де **r** – радіус-вектор електрона, **p** – імпульс електрона, p_z – складова швидкості електрона вздовж вісі симетрії плівки, $p_z' = \left[1-(2z^2/d^2)\right]p_z$.– проекція вектора імпульсу. При дзеркальному відбиванню від верхньої і нижньої поверхні плівки при z=±d, $p_z' = -p_z$. α – коефіцієнт дзеркального відбивання (імовірність дзеркального відбивання), $0 \le a \le 1$. При α=0 маємо дифузне відбивання, а при α=1 – чисто дзеркальне відбивання, $0 < a < 1$ – змішане дзеркально-дифузне відбивання. Випадок масивної плівки реалізується при $d \to \infty$, а також при $a \to 1$.

Завдяки крайовій умові (4) можна побачити поведінку функції $f_1(\mathbf{r},\mathbf{p})$ на границі дзеркального відбивання. В точці відбивання в момент часу t_n маємо стрибок функції розподілу:

$$f_1(t_n+0) = a\, f_1(t_n-0). \tag{5}$$

Знак +/– означає границю функції $f_1(\mathbf{r},\mathbf{p})$ в точці відбивання t_n справа або зліва по часу про літання електрона.

Розвязуючи кінетичне рівняння Больцмана методом характеристик [8] остаточно маємо вирази для функцій розподілу.

$$f_{1k} = A\left[1 - \frac{(1-a)\exp(-nt_k)}{1-a\exp(-nt_0)}\right], \text{ k=1,2.} \tag{6}$$

Коефіцієнт А визначається з виразу:

$$A = \frac{e(\mathbf{\upsilon E})}{n}\frac{\partial f_0}{\partial e},\ n = \frac{1}{t}, \tag{7}$$

Параметр t_k у виразі (6) має зміст часу руху електрона вздовж траєкторії від границі, на якій відбувається відбивання до точки **r** зі швидкістю u_z. $t_k \ge 0$, $t_0 > 0$, де t_0 – час руху електрона від точки –d до d зі швидкістю u_z

$$t_0 = 2d/|u_z| \tag{8}$$

Час t_k для даної задачі буде визначатися наступними виразами:

$$\begin{cases} t_1 = \dfrac{z-d}{u_z} \text{ при } 0 \le z \le d,\ p_z < 0, \\ t_2 = \dfrac{z+d}{u_z} \text{ при } -d \le z \le 0,\ p_z > 0. \end{cases} \tag{9}$$

$u_z = p_z/m_z$, де m_z – ефективна маса електрона в напрямку осі z.

При чисто дифузному розсіянні α=0. Тоді маємо наступні вирази для функцій розподілу

$$f_{1k} = A\left(1-\exp(-nt_k)\right). \tag{10}$$

α=1 відповідає масивному зразку (як і при $d \to \infty$)

1. Електропровідність

Зовнішнє електричне поле, діючи на носії струму, спричиняє появу всередині плівки струму, густиною **j**

$$\mathbf{j}=\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\int \mathbf{v} f(\mathbf{r},\mathbf{p})d\mathbf{p}\,,\ d\vec{p}\equiv dp_x dp_y dp_z\,. \qquad (11)$$

Електричне поле прикладається вздовж осі x, тобто $E_x=E$, $E_y=E_z=0$. Тоді

$$j_x=\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\int \upsilon_x f_1(\mathbf{r},\mathbf{p})d\vec{p}=\sigma E\,, \qquad (12)$$

де σ – провідність плівки.

Розглянемо дифузне відбивання $\alpha=0$. Тоді густина струму вздовж осі x

$$j_x=-\frac{2e^2E}{m_\perp^2(2\pi\hbar)^3 n}\sum_{k=1}^{2}\int p_x^2\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\left(1-e^{-\nu t_k}\right)\theta\left(t_k\right)d\mathbf{p}\,. \qquad (13)$$

Тут $\theta\left(t_k\right)=\begin{cases}1,\ t_k\geq 0,\\ 0,\ t_k<0.\end{cases}$ – функція Хевісайда, а похідна від функції розподілу f_0

$$\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}=-\frac{e^{\frac{\varepsilon-\mu}{k_BT}}}{\left(e^{\frac{\varepsilon-\mu}{k_BT}}+1\right)^2}\cdot\frac{1}{k_BT}\,,$$

Для розрахунку інтегралу (13) зручно перейти до циліндричної системи координат

$$\varepsilon=\frac{1}{2m_z}\left(p_z^2+\frac{m_z}{m_\perp}p_\perp^2\right),\ p_\perp^2=p_x^2+p_y^2\,,\ p_x=p_\perp\cos\varphi$$

$$d\vec{p}=p_\perp dp_\perp d\varphi\, dp_z$$

Внаслідок крайових умов виявляється нелокальність провідності $\sigma=\sigma(z)$. Введемо поняття інтегральної провідності.

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

Тоді повний струм

$$I=GU, \qquad (15)$$

де $U=EL$ – напруга на кінцях плівки, L – довжина плівки.

Якщо визначити розмірність інтегральної провідності, то $\left[G\right]=\frac{1}{Ом}=\frac{A}{B}$.

Від інтегрування по $dp_\perp$ переходимо до інтегрування по $d\varepsilon_\perp$, яке можна визначити точно. Остаточний результат після інтегрувань по $d\varepsilon_\perp$, $d\varphi$, dz і попереднього підсумовування по k=1,2 маємо:

$$G=-\frac{e^2(k_BT)^2}{\pi^2\hbar^3\nu^2}\int_{-\mu^*}^{\infty}d\eta\left[1-\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}\right)\right]\ln\left(1+e^{-\eta}\right), \qquad (16)$$

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

$$l=\sqrt{\frac{k_BT}{m_z}}\tau \qquad (17)$$

Вважаємо, що час релаксації τ не залежить від енергії (для достатньо тонких плівок це відповідає механізму розсіяння на акустичних фононах). τ можна оцінити за експериментальним значенням рухливості μ_d носіїв струму [9],

$$\tau=\frac{\mu_d m_z}{e}\,, \qquad (18)$$

Якщо ж електричне поле прикладається вздовж осі z, тобто $E_z=E=const$, $E_x=E_y=0$ [10], то густина струму вздовж осі z при дифузному відбивані визначається за допомогою виразу

$$j_z=-\frac{2e^2E_z}{m_z^2(2\pi\hbar)^3 n}\sum_{k=1}^{2}\int p_z^2\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\left(1-e^{-\nu t_k}\right)\theta\left(t_k\right)d\mathbf{p}\,. \qquad (19)$$

В даній моделі ширина плівки набагато більша від її товщини і відбиванням від бічних стінок плівки можна нехтувати.

Відповідна інтегральна провідність

$$G_z=\int_{-d}^{d}\sigma_{zz}dz\,. \qquad (20)$$

Після інтегрування отримаємо

$$G_z=-\frac{2e^2}{\pi^2\hbar^3\nu^2}\frac{m_\perp}{m_z}(k_BT)^2\times$$
$$\times\int_{-\mu^*}^{\infty}\frac{(\eta+\mu^*)}{(e^\eta+1)}\left[1-\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}\right)\right]d\eta \qquad (21)$$

Сила струму, яка виникає в плівці при напрямку зовнішнього поля вздовж осі z

$I_{zz}=G_{zz}U$, де $U=2Ed$.

2. Термоерс

Термоелектричний коефіцієнт

$$\beta=-\frac{2e\tau}{(2\pi\hbar)^3T}\sum_{k=1}^{2}\int\upsilon_x^2(\varepsilon-\mu)\left(\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\left(1-e^{-\nu t_k}\right)\theta\left(t_k\right)d\mathbf{p}\,. \qquad (22)$$

Часи t_k будуть визначатися за формулами (9).

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

$$B=\int_{-d}^{d}b(z)dz\,. \qquad (23)$$

Термоелектричний струм визначається через інтегральний коефіцієнт B:

$$I_{th}=B\Delta T=B\frac{\partial T}{\partial x}L\,,$$

де $\Delta T=\frac{\partial T}{\partial x}L$. Тоді

$$B=\frac{ek_B}{\pi^2\hbar^3\nu^2}(k_BT)^2\int_{-\mu^*}^{\infty}\left[1-\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{\eta+\mu^*}}\right)\right]\times$$
$$\times\left[\frac{\eta}{e^\eta+1}+2\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{\left(1+n\right)^2}e^{-(n+1)\eta}\right]d\eta \qquad (24)$$

Термоерс плівки дорівнює відношенню B до G

$$S_x=-\frac{B}{G}\,. \qquad (25)$$

Отже

$$S_x = -\frac{k_B}{e}\frac{\int_{-m^*}^{\infty}\left[1-\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{h+m^*}}\right)\right]\left[\frac{h}{e^h+1}+2\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{(1+n)^2}e^{-(n+1)h}\right]dh}{\int_{-m^*}^{\infty}\left[1-\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{h+m^*}}\right)\right]\ln\left(1+e^{-h}\right)dh}$$

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

$$\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{h+m^*}}\right)\to\frac{1-a}{\left(1-a e^{\frac{-2q}{\sqrt{h+m^*}}}\right)}\exp\left(-\frac{q}{\sqrt{h+m^*}}\right) \quad (26)$$

III. Результати та обговорення

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 $D \approx 600$нм. У даному випадку суттєвий вплив мають розмірні ефекти, які зі зростанням товщини стають незначнимми.

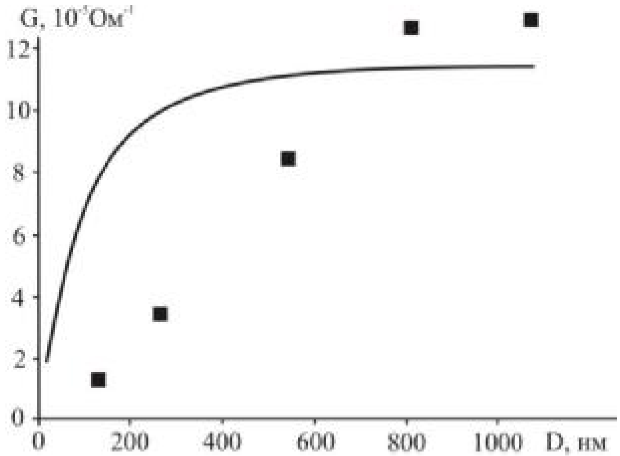

Рис. 2. Залежність інтегральної провідності G від товщини плівок n-PbTe на свіжих сколах (1000) слюда-мусковіт. Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок згідно моделі квазікласичного наближення при *α=0*.

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. 2–6) становило $\mu^*= -3{,}8$. Тобто електронний газ у плівках таких товщин буде невиродженим. Це підтверджує попереднє твердження, що носії струму у плівках будуть підпорядковані статистиці Максвелла-Больцмана.

Теоретично розраховані криві задовільно описують експериментально отримані результати. 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 [11]. Крім того, не врахована різниця між двома поверхнями плівка-підкладка і плівка-повітря.

Середня довжина вільного пробігу l носіїв струму, розрахована згідно формули (17), для тонких плівок на основі n-PbTe складає ~ 72 нм.

Інтегральна провідність також була розрахована для різних значень коефіцієнта дзеркального відбивання α (рис. 3). Видно що найліпше експеримент описує крива з α=0. Тобто для цих плівок реалізується механізм повністю дифузного розсіяння завдяки тому, що поверхня плівки є недосконалою та може мати на поверхні нанорозмірні кристаліти [12].

З аналізу кривих на рис. 3,4 видно, що всі криві збігаються, так як має місце макроскопічна асимптотика. Тобто товсті плівки набувають властивостей масивного зразка.

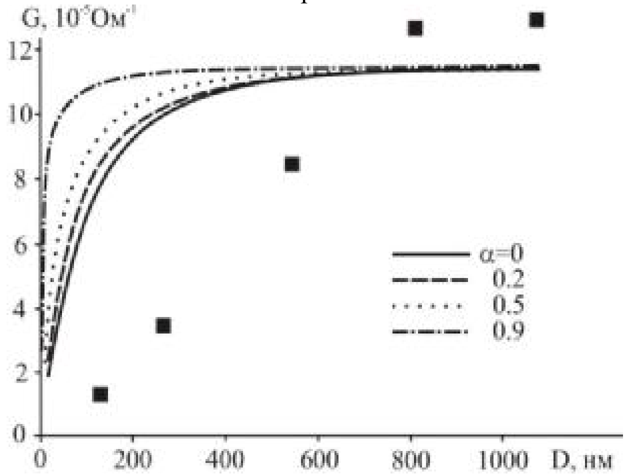

Рис. 3. Залежність інтегральної провідності G від товщини плівок n-PbTe на свіжих сколах (1000) слюда-мусковіт для різних значень *α*. Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок згідно моделі квазікласичного наближення.

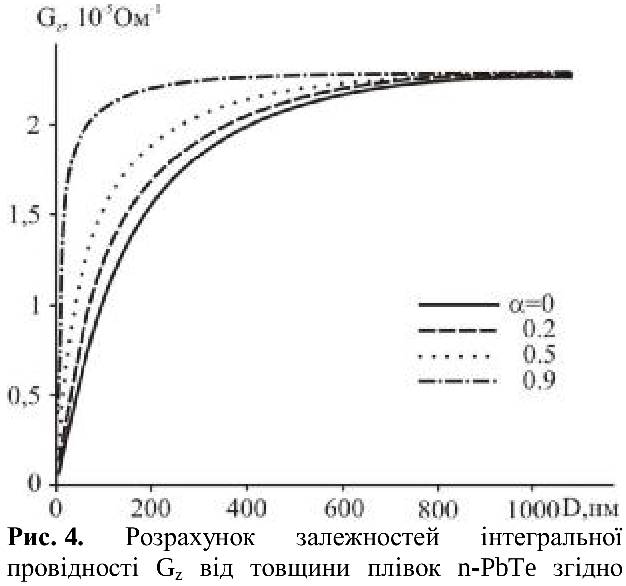

Рис. 4. Розрахунок залежностей інтегральної провідності G_z від товщини плівок n-PbTe згідно моделі квазікласичного наближення для різних значень коефіцієнта дзеркальності *α*.

Теоретичний розрахунок залежностей інтегральної провідності G_z вздовж осі *z* від товщини плівок n-PbTe згідно моделі квазікласичного наближення для різних значень коефіцієнта дзеркальності α наведений на рисунку 4. З рисунка видно, що криві для G_z поводять себе аналогічно кривим для G. Для провідності вздовж осі *z* також присутній розмірний ефект взалежності від товщини плівкию. Видно також, що інтегральна провідність G_z на порядок менша, ніж провідність G.

Коефіцієнт Зеебека S_x не значно залежить від товщини плівок і знаходиться в межах (-400) – (-480) мкВ/К (рис. 5). В області малих товщин спостерігається зменшення коефіцієнта Зеєбека, що спричинене акцепторним впливом кисню. Це підтверджується тим, що найтонша плівка з експериментальних даних має р-тип провідності. Теоретична крива задовільно описує експеримент в області більших товщин і приведена для значення *α=0*.

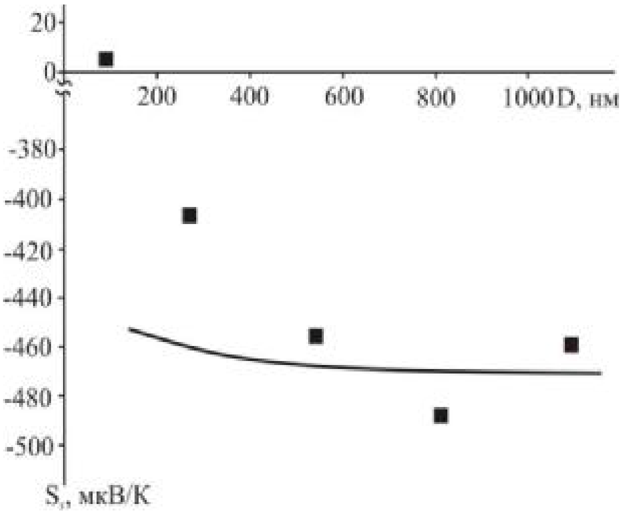

Рис. 5. Залежність коефіцієнта Зеєбека S від товщини плівок n-PbTe на свіжих сколах (1000) слюда-мусковіт. Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок згідно моделі квазікласичного наближення при *α=0*.

Таблиця

Параметри, які використовувались при розрахунку термоелектричних параметрів для плівок n-PbTe [13,14]

μ, $см^2$/В·с	T, K	m , кг	m_z, кг
2700	300	$0{,}024m_0$	$0{,}24m_0$

m_0 – дійсна маса електрона.

На рис. 6 приведені розрахунокові залежності коефіцієнта Зеєбека S від товщини плівок n-PbTe згідно запропонованої моделі для різних значень коефіцієнта дзеркальності *α*. Для товстих плівок всі криві збігаються, так як має місце макроскопічна асимптотика.

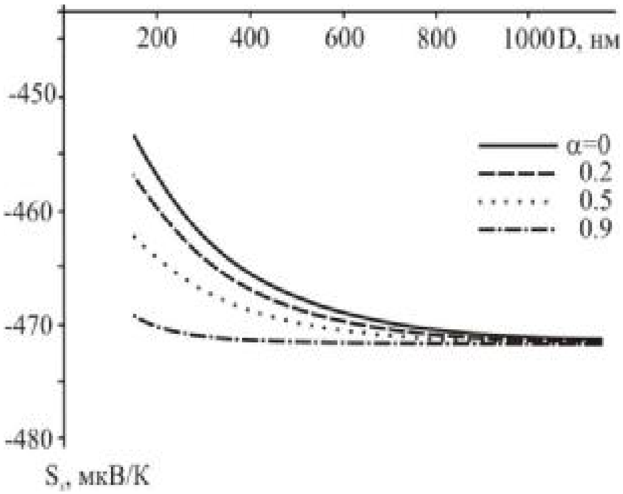

Рис. 6. Розрахунок залежності коефіцієнта Зеєбека S від товщини плівок n-PbTe згідно моделі квазікласичного наближення для різних значень коефіцієнта дзеркальності *α*.

Висновки

1. Наведено теоретичні основи для розгляду класичних розмірних ефектів в напівпровідникових плівках. Використовуючи кінетичне рівняння Больцмана визначено інтегральну провідність та коефіцієнт Зеєбека для плівки з прямокутним перерізом в залежності від її товщини.
2. Розглянуто дзеркально-дифузний механізм відбиваня носіїв струму від поверхонь плівки. Розрахунки проведено для невиродженого напівпровідника n-PbTe.
3. Проведено порівняння теоретичних розрахунків з експериментом для парофазних конденсатів на основі PbTe. Показано, що теоретичні результати якісно описую експериментальні дані.

Рувінський М.А. – доктор фізико-математичних наук, професор;
Костюк О. Б. – аспірант;
Дзундза Б.С. — кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник.

[1] Shperun V.M., Freïk D.M., Zapuhljak R.I.. Termoelektrika teluridu svincju ta jogo analogiv (Plaj, Ivano-Frankivs'k, 2000).
[2] M.S. Dresselhaus, G. Chen, M.I. Tang, R. Yang, H. Lee, D. Wang, Z. Ren, J-P. Fleurial, P. Gagna. Adv. Mater. 19, 1043 (2007).
[3] A.N. Kovalev, V.V. Ostroborodova, V.I. Paramonov, P.I. Folomin. Fizika i tehnika poluprovodnikov 11, 2039, (1989).
[4] A.I. Ansel'm, Vvedenie v teoriju poluprovodnikov (Nauka, Moskva, 1978).

[5] O.M. Єrmolaєv, G.I. Rashba, Vstup do statistichnoï fiziki i termodinamiki (HNU, Harkiv, 2004)
[6] Dzh. Zajman, Jelektrony i fonony (IL, Moskva, 1962).
[7] Je.V. Zavitaev, A.A. Jushkanov, ZhTF, 77(6),139 (2007).
[8] R. Kurant, Uravnenija s chastnymi proizvodnymi (Mir, Moskva, 1962).
[9] E.V. Kuchis, Gal'vanomagnitnye jeffekty i metody ih issledovanija (Radio i svjaz', Moskva, 1990)
[10] N. Trivedi, N.W. Ashcroft, Phys. Rev. B, 38(17), 38 (1988).
[11] B. S. Dzundza, Ja. S. Javors'kij, G. D. Mateïk, Ju. V. Lisjuk, Fizika i himija tverdogo tila, 12 (1), 85 (2011).
[12] D.M. Freïk, Ja.S. Javors'kij, P.M. Litvin, I.S. Bilina, I.M. Lishhins'kij, V.B. Marusjak, Fizika i himija tverdogo tila, 14 (2), 436 (2013).
[13] Ju.I. Ravich, B.A. Efimova, I.A. Smirnov, Metody issledovanija poluprovodnikov v primenenii k hal'kogenidam svinca PbTe, PbSe, PbS (Nauka, Moskva, 1968).
[14] M. Moldovanova, R. Assenov, L. Parthier, Phys. stat. sol. (a) 108, 699 (1988).

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

Classical Size Effects in Films of n-PbTe

Vasyl Stefanyk Prekarpathian University,
Shevchenko Str., 57, Ivano-Frankivsk, 76018, Ukraine, e-mail: **fcss@pu.if.ua**

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 nondegenerate semiconductor n-PbTe.

A comparison of theoretical calculations with obtained experimental data for vapor-phase condensates based on PbTe is made.

Keywords: classical size effects, thin film, lead telluride, thermoelectric properties.