

Д.М. Фреїк¹, О.Л. Соколов¹, Г.Д. Матеїк², Б.С. Дзундза¹, В.Ф. Пасічняк¹
**Електричні властивості епітаксійних плівок PbSnSe у моделях
Петріца і дифузного розсіювання**

¹Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Галицька, 201, м. Івано-Франківськ, 76000, Україна, E-mail: freik@pu.if.ua
²Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, 76019, Україна

Досліджено залежності питомої електропровідності (σ), коефіцієнта Холла (R_H) і холлівської рухливості (μ_H) плівок $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ n - і p - типу провідності від товщини при 77 і 300 К. За умови реалізації двошарової моделі Петріца визначено електричні параметри приповерхневих шарів тонких плівок. Проаналізовано розмірну залежність рухливості для дифузного розсіювання.

Ключові слова: плівки, халькогеніди свинцю, розсіювання, модель Петріца.

Стаття поступила до редакції 01.11.2004; прийнята до друку 21.01.2005.

Вступ

Механізми розсіювання носіїв в об'ємних монокристалах сполук $A^{IV}B^{VI}$ досліджено достатньо повно [1,2]. Що стосується тонких плівок, то тут у наявності тільки деякі, фрагментальні, публікації [3,4]. Встановлено, що для області малих товщин ($d \leq 1$ мкм) плівок механізми розсіювання суттєво відрізняються від таких для масивних зразків. Так, зокрема, крім розсіювання на теплових коливаннях ґратки, іонізованих центрах, необхідно врахувати розсіювання на поверхні та дефектах росту [5].

І. Елементи теорії

Вплив поверхні на електричні властивості твердих тіл виявляються у зміні густини заряду або явищах розсіювання на поверхні. У плівках можна чітко виділити два види поверхні: міжфазна границя на межі „плівка-підкладка” чи „плівка-вільна поверхня” та границя між кристалітами або мозаїчними блоками (рис. 1). При цьому, якщо наявність міжзеренних границь еквівалентна у електричних властивостях послідовному з'єднанню, то міжфазні границі аналогічні до паралельного з'єднання приповерхневих областей і об'єму.

У свою чергу поверхневі явища можна розділити за характеристичними довжинами: рекомбінаційна довжина l_p ; середня довжина вільного пробігу носіїв l_n ; дебаєвська l_d або довжина екранування; дебройлівська довжина l_b хвилі носіїв; параметр

ґратки a [5].

Рекомбінаційна довжина пов'язана із рекомбінацією надлишкових носіїв, що генеруються

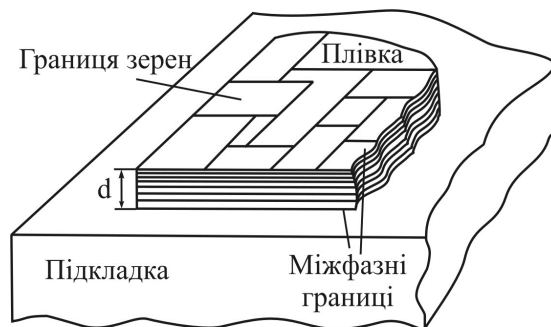


Рис. 1. Схема міжфазних і міжзеренних границь в епітаксійній структурі.

через інжекцію або збудження. Рекомбінаційна довжина носіїв чисельно рівна:

$$l_p = \sqrt{\frac{kT}{e}} \cdot \mu \cdot \tau_p, \quad (1)$$

де μ – рухливість, τ_p – час рекомбінації, e – заряд, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура. Рекомбінаційна довжина, як правило, значно більша від мікронних товщин d досліджуваних плівок чи розмірів кристалітів b ($l_p \gg d, b$), тому цим типом розсіювання у тонких плівках можна знехтувати.

Середня довжина вільного пробігу носіїв l_n визначає роль процесів розсіювання у явищах переносу. Вона визначається як [3]:

$$l_n = \frac{\mu h}{2e} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{1/3} \quad (2)$$

Тут n – концентрація носіїв, h – стала Планка. За умови, що на межах „плівка - підкладка” чи „плівка - вільна поверхня” домінує дифузне розсіювання об’ємна рухливість μ_b плівки буде залежати від її товщини згідно [3]:

$$\mu_b = \frac{\mu}{1 + l_n/d_b}, \quad (3)$$

де d_b – товщина об’ємної частини плівки.

Рухливість пов’язана із розсіюванням на границі зерен μ_s , чисельно рівна [5]

$$\mu_s = \frac{2e}{h} b \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Зауважимо, що як середня довжина вільного пробігу l_n , так і дебаєвська довжина l_D для плівок мікронних розмірів завжди є меншими від їх товщини ($l_n, l_D < d$). Якщо $l_n \approx l_D$, тоді має місце суміщення об’ємних і поверхневих процесів розсіювання. Для дуже тонких плівок ($d < 0,1$ мкм) при високих концентраціях носіїв ($n \geq 10^{18}$ см⁻³) деброїлівська довжина може бути порівняно із дебаївською, і навіть товщиною плівки ($l_n \approx l_D \approx d$).

II. Модель Петріца

Модель Петріца визначає поверхневі провідність σ_s , коефіцієнт Холла R_s і товщину приповерхневого шару d_s плівки, розглядаючи область поверхневого заряду і об’єм як відокремлені фізичні області, які з’єднані паралельно тільки біля контактів (рис. 2) [3]. Об’ємним параметрам

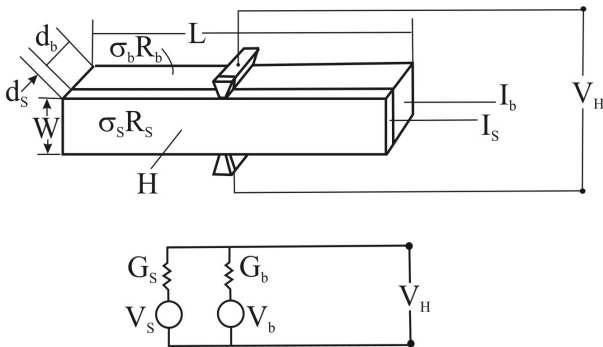


Рис. 2. Двошарова модель Петріца та її електричний аналог.

приписано індекс b. При цьому мається на увазі, що $d = d_s + d_b$. Зв’язок між поверхневими (s) і об’ємними (b) параметрами плівки, а також вимірними значеннями на експерименті (σ, R_H, μ_H, d), як видно із електричної схеми (рис. 2), визначається співвідношеннями

$$R_H = \frac{V_H d}{I_H} = \frac{(\sigma_s^2 d_s R_s + \sigma_b^2 d_b R_b) d}{(\sigma_s d_s + \sigma_b d_b)^2} \quad (5)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}{d}$$

Значення поверхневих (σ_s, R_s, d_s) і об’ємних (σ_b, R_b, d_b) величин підбираються таким чином, щоб одержати найкраще співпадання розрахованих значень (σ, R_H, μ_H) із експериментом. За допомогою рівнянь (5) можна визначити надлишок поверхневих зарядів

$$\Delta Q = \frac{d_s}{e R_s}. \quad (6)$$

Модель Петріца досить наближено визначає параметри поверхневого шару, який у нашому випадку формується за рахунок взаємодії поверхні з повітрям.

III. Методика експерименту

Епітаксійні плівки $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ вирощували з парової фази методом гарячої стінки на сколах (111) VaF_2 [6]. Температурні режими процесу вирощування плівок були наступними: температура випаровування основної наважки $T_b = 870$ К; температура осадження пари (підкладки) $T_n = 620 - 670$ К. Швидкість росту плівок складала ~ 2 мкм/год., а їх товщина варіювалась в межах 0,2 - 12 мкм

Електричні параметри плівок вимірювали компенсаційним методом у постійних електричних і магнітних полях при температурі 77 К. Використовували срібні та золоті електричні контакти. Струм, який протікав через зразок складав ~ 1 мА, а магнітне поле 2,0 Тл. Встановлено, що плівки, отримані із стехіометричного складу наважки мали p - тип провідності, а збагачені до 0,5 ат.% металом – n - тип.

IV. Результати досліджень та їх аналіз

Результати залежностей експериментальних, а також розрахованих за моделлю Петріца питомої електропровідності (σ), сталої Холла (R_H) і холлівської рухливості (μ_H) від товщини (d) для плівок n - і p - типу $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ подані на рис. 3 і рис. 4 відповідно. У таблиці наведено також значення використаних при розрахунках параметрів поверхневого шару (s) і об’єму (b) плівок.

Як видно із рис. 3 для плівок n - типу має місце добре співпадання експериментальних і розрахованих значень питомої електропровідності (рис. 3,а) і сталої Холла (рис. 3,б). Для холлівської рухливості μ_H не вдається підібрати значень параметрів, щоб мати добре співпадання одночасно як σ і R_H , так і μ_H (рис. 3,в). Виявлена різниця між експериментом і розрахунками холлівської

рухливості можна пояснити розмірними ефектами, які значно понижують величину рухливості. У зв'язку із цим товщинна залежність холлівської рухливості плівок була розрахована за модельними представленнями дифузійного розсіювання носіїв згідно (3). Виявилося, що вже цей розрахунок дає добре узгодження із експериментальними розрахунками (рис. 3,в). Дифузний механізм

розсіювання носіїв підтверджується і незначною величиною відношення поверхневої і об'ємної рухливостей

$$\frac{\mu_s}{\mu_b} = \frac{\sigma_s R_s}{\sigma_b R_b} \approx 0,03 \text{ (таблиця).}$$

Густина поверхневих зарядів за оцінкою згідно (6) складає $\Delta Q = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (таблиця).

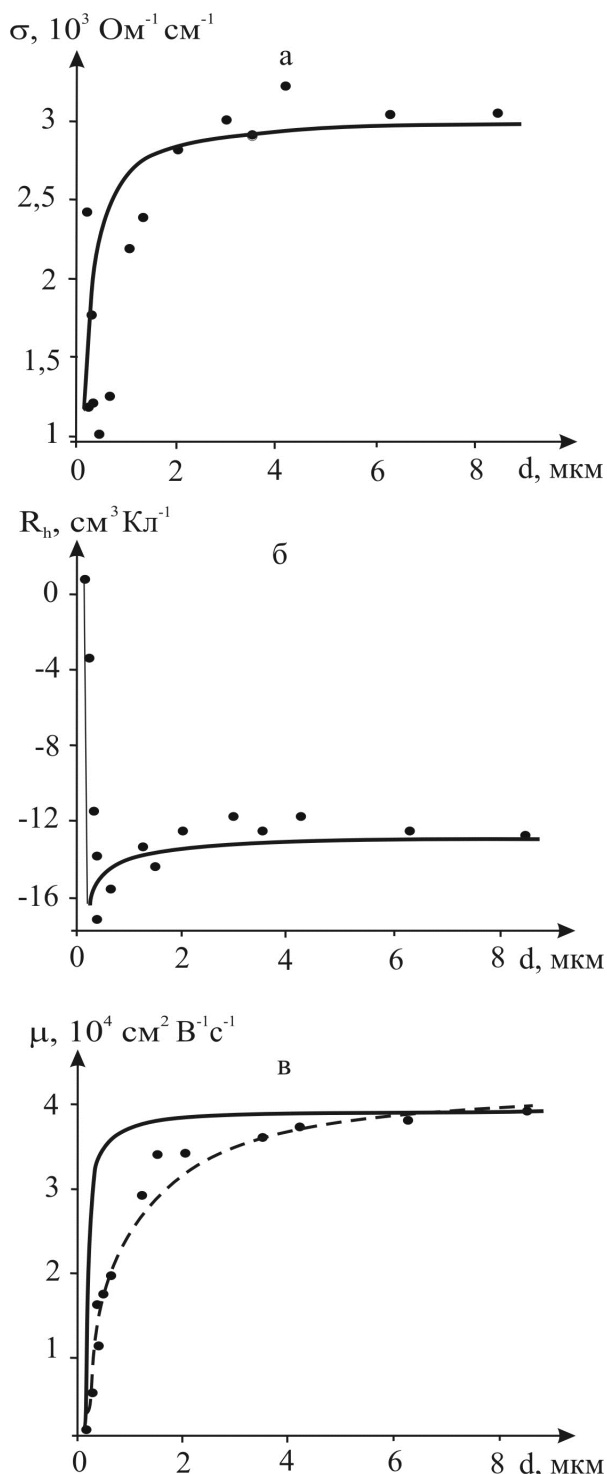


Рис. 3. Залежність питомої електропровідності (σ – а), сталої Холла (R_H – б) і холлівської рухливості (μ_H – в) плівок $n\text{-Pb}_{0,91}\text{Sn}_{0,09}\text{Se}$ від товщини: • – експеримент; — – розрахунок за моделлю Петріца; - - - розрахунок для дифузного розсіювання.

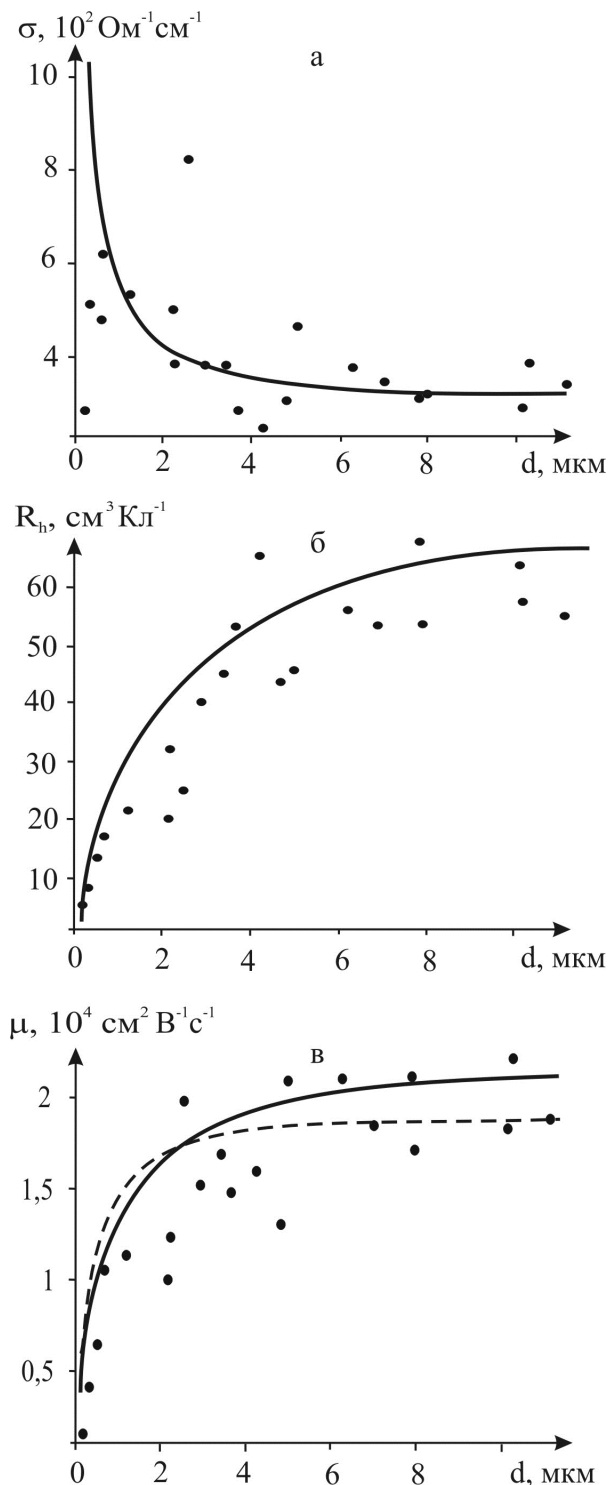


Рис. 4. Залежність питомої електропровідності (σ – а), сталої Холла (R_H – б) і холлівської рухливості (μ_H – в) плівок $p\text{-Pb}_{0,91}\text{Sn}_{0,09}\text{Se}$ від товщини: • – експеримент; — – розрахунок за моделлю Петріца; - - - розрахунок для дифузного розсіювання.

Для плівок р - $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ при достатньо великому розкиду експериментальних значень вимірюваних величин, має місце добре їх співпадання із розрахованими у рамках моделі Петріца (рис. 4).

Таблиця

Значення параметрів поверхневого шару (s) і об'єму (b) плівок n - і р - $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$, використаних при розрахунках моделі Петріца і дифузного розсіювання

Параметр	Плівки $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$	
	n - тип	p - тип
$\sigma_s, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	700	2500
$R_s, \text{см}^3\text{Кл}^{-1}$	1,5	1,5
$d_s, \text{мкм}$	0,12	0,1
$\sigma_b, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	3000	300
$R_b, \text{см}^3\text{Кл}^{-1}$	13	75
$\Delta Q, \text{см}^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{14}$	$0,4 \cdot 10^{14}$
$l_n, \text{мкм}$	0,68	0,18
$\mu, \text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	$4,3 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$
$n, \text{см}^{-3}$	10^{18}	10^{18}

Пунктирна крива для холлівської рухливості (рис. 4,в) враховує дифузне розсіювання на межі „плівка - підкладка”. Відношення поверхневої рухливості до об'ємної складає $\mu_s/\mu_b \approx 0,12$, що значно більше ніж для плівок n - типу (таблиця). При цьому максимальна рухливість для плівок р - типу у

два рази нижча ніж для електронів, що може бути пов'язано із різними ефективними масами носіїв (рис. 3,в і 4,в) [1,2].

Висновки

1. Досліджено залежність електричних властивостей плівок $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ n - і р - типу від їх товщини.
2. У рамках моделі Петріца визначено параметри поверхневого шару і об'єму плівок.
3. Залежність холлівської рухливості плівок від товщини пояснено дифузним механізмом розсіювання носіїв.

Фреїк Д.М. – заслужений діяч науки і техніки України, доктор хімічних наук, професор, директор Фізико-хімічного інституту, завідувач кафедрою фізики і хімії твердого тіла;

Соколов О.Л. – аспірант кафедри фізики і хімії твердого тіла;

Матеїк Г.Д. – викладач кафедри фізики новітніх технологій.

Дзундза Б.С. – аспірант кафедри фізики і хімії твердого тіла.

Пасічняк В.Ф. – аспірант кафедри фізики і хімії твердого тіла;

- [1] Yu.I. Ravich, B.A. Efimova, V.I. Tamarchenko. Scattering of current carriers and transport phenomena in lead chalcogenides. III. Theory // *Phys. stat. sol. (b)*. **43**(1), pp. 11-33 (1971).
- [2] Yu.I. Ravich, B.A. Efimova, V.I. Tamarchenko. Scattering of current carriers and transport phenomena in lead chalcogenides. II. Theory // *Phys. stat. sol. (b)*. **43**(2), pp. 453-469 (1971).
- [3] J.D. Jensen, R.B. Schoolar. Surface charge transport in PbS_xSe_{1-x} and $Pb_{1-y}Sn_ySe$ epitaxial films // *J. Vac. Sci. Technol.* **13**(4), pp. 920-925 (1976).
- [4] P.R. Vaya, J. Majht, B.S.V. Gopalam, C. Dattatrepan. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films // *Phys. Stat. Sol. (a)*, **87**(341), pp. 341-350 (1985).
- [5] *Поверхностные свойства твердых тел*. Под ред. М. Грина. Мир. М. 432 с. (1972).
- [6] Д.М. Фреїк, М.А. Галушак, Л.И. Межиловская. *Физика и технология полупроводниковых пленок*. Высшая школа, Львов, 152 с. (1988).

D.M. Freik¹, O.L. Sokolov¹, G.D. Mateyk², B.S. Dzundza¹, V.F. Pasichniak¹

Electrical Properties of the PbSnSe Epitaxial Films From Both the Petritz and the Diffuse Scattering Models

¹Department of physics and solid chemistry Precarpathian national university of name of Vasiliy Stefanyk

201, Galitska Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine, E-mail: freik@pu.if.ua

²Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,

15, Karpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76019, Ukraine

The dependence specific electroconductivity (σ), Hall coefficient (R_H) and Hall mobility (μ_H) n- and p - type $Pb_{0,91}Sn_{0,09}Se$ films as functions of thickness at the 77 and 300 K are obtain. Under condition of implementation the two-layer Petritz model is determined of electrical parameters of near-surface layers of the thin films. It is analysis of size dependence of the mobility from the diffuse scattering.