

PACS numbers: 68.37.Hk, 78.66.Hf, 81.15.Ef

МОРФОЛОГІЯ ПОВЕРХНІ ТА ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВОК CdSe ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ КВАЗІЗАМКНЕНОГО ОБ'ЄМУ

В.В. Старіков¹, М.М. Іващенко², А.С. Опанасюк², В.Л. Перевертайло³

¹ Національний технічний університет «ХПІ»,
вул. Фрунзе, 21, 61002 Харків, Україна
E-mail: vadym_starikov@mail.ru

² Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова 2, 40007, Суми, Україна
E-mails: m_ivashchenko@ukr.net, opanasjuk_sumdu@ukr.net

³ Науково-дослідний інститут мікроприладів,
вул. Північно-Сирецька, 3, 04136, Київ, Україна
E-mail: detector@carrier.kiev.ua

В роботі проведено дослідження морфології поверхні, механізмів росту та оптичних властивостей плівок CdSe, одержаних методом термічного випаровування у квазізамкненому об'ємі, які є перспективними для використання у якості поглинаючих шарів тандемних сонячних елементів та фотодетекторів. Вимірювання оптичних характеристик шарів здійснювалося методами спектрофотометричного аналізу поблизу «червоної межі» фотоактивності напівпровідника. Проведені дослідження дали можливість отримати спектральні розподіли коефіцієнтів пропускання $T(\lambda)$, відбиття $R(\lambda)$, поглинання $\alpha(\lambda)$, заломлення $n(\lambda)$, реальної $\varepsilon_1(\lambda)$ та уявної $\varepsilon_2(\lambda)$ частин оптичної діелектричної сталі зразків та виявити їх залежність від температури осадження плівок.

Ключові слова: ПЛІВКИ СЕЛЕНІДУ КАДМІЮ, МОРФОЛОГІЯ ПОВЕРХНІ, КОЕФІЦІЄНТ ПРОПУСКАННЯ, КОЕФІЦІЄНТ ВІДБИТТЯ, ШИРИНА ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ.

(Одержано 27.10.2009, у відредагованій формі – 20.11.2009)

1. ВСТУП

Плівки селеніду кадмію останнім часом інтенсивно досліджуються завдяки можливості використання в якості базових шарів тандемних сонячних елементів, фото- та газових детекторів, високоефективних тонкоплівкових транзисторів, відіконів, світлодіодів зеленого випромінювання, лазерів з електронно-променевою накачкою, електролюмінесцентних приладів та ін. [1-2].

Для практичного використання плівок CdSe у мікро- та оптоелектроніці, сонячній енергетиці необхідна оптимізація їх структурних, оптичних та електрофізичних характеристик. Добре відомо, що ці характеристики визначаються методом та фізико-технологічними режимами нанесення конденсатів [3-4].

Для отримання плівок CdSe в наш час використовують велику кількість методів: піроліз водних розчинів [5], занурення у хімічні розчини [6], електронно-променево [7] та термічне [2, 8-11] випаровування, методи

гарячої стінки [1] та випаровування у квазізамкненому об'ємі [12], тощо. Завдяки конструктивним особливостям випарника, останній метод дозволяє одержувати стехіометричні плівки багатокомпонентних напівпровідників при контрольованому технологічному процесі. Саме тому метод випаровування у квазізамкненому об'ємі (КЗО) знайшов широке використання при нанесенні плівок сполук A_2B_6 [3, 13]. Разом з тим, полікристалічні плівки CdSe цим методом, окрім дослідження [12], не одержувалися.

У роботі досліджені деякі структурні та оптичні характеристики плівок селеніду кадмію, нанесених методом термічного випаровування у КЗО, який є перспективним для конденсації шарів двокомпонентних напівпровідників з керованими властивостями. Вивчення цих плівок окрім наукового, має, як вже вказувалося, і практичний інтерес.

2. МЕТОДИКА ВИГОТОВЛЕННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛІВОК

Тонкі плівки CdSe були отримані на очищених скляних підкладках у вакуумній установці ВУП-5М при тиску залишкових газів у камері не більше, ніж $5 \cdot 10^{-3}$ Па. Проводилося випаровування шихти напівпровідникової чистоти. Температура випарника становила $T_e = 973$ К. Температура підкладки змінювалась в діапазоні $T_s = 373 \div 873$ К. Час конденсації шарів звичайно становив $t = 8 \div 10$ хв.

Морфологія поверхні плівок досліджувалася з використанням растрової мікроскопії (РЕММА-102). Середній розмір зерен (D) в конденсатах знаходився методом Джефріса за формулою $D = k\sqrt{S/M^2n}$, де k – коефіцієнт форми зерна; S – площа ділянки на мікрознімку; M – збільшення; n – число зерен на вибраній ділянці. Для вимірювання оптичних властивостей використовувалися плівки з товщиною $d = 0,4 \div 1,1$ мкм, а для дослідження структурних характеристик – більш товсті шари $d = 4 \div 6$ мкм. Товщина товстих плівок CdSe та механізм їх росту визначались методом фрактографії шляхом фотографування поверхні сколу конденсатів. Товщина більш тонких плівок вимірювалася інтерференційним методом на мікроскопі МП-1.

Вимірювання оптичних характеристик конденсатів здійснювалося за допомогою спектрофотометра СФ-26 в інтервалі довжин хвиль $\lambda = 300 \div 900$ нм. Знімалися спектральні залежності коефіцієнта відбиття $R(\lambda)$ та пропускання $T(\lambda)$. Для вимірювання спектрів $R(\lambda)$ використовувалась приставка ПЗО-2, що забезпечувала при зніманні подвійне відбиття світла від поверхні експериментальних зразків з врахуванням його відбиття від контрольного зразка. Розрахунок коефіцієнта відбиття (у відсотках) проводився за формулою $R = 10\sqrt{B}$, де B – відлік за шкалою вимірювального амперметра. Розрахунок оптичних констант матеріалу був проведений за допомогою програмного середовища Maple 7.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

В результаті досліджень встановлено, що ріст плівок CdSe відбувався аналогічно росту конденсатів інших халькогенідів [14, 15]. При низьких температурах підкладки ($T_s < 673$ К) плівки були дрібнокристалічними з розміром зерна, що не перевищував $D = 0,1 \div 0,3$ мкм (рис. 1 а, б). Їх ріст відбувався пошарово, а самі конденсати склалися з ряду зерен, розташованих одне над одним (рис. 1 б). Збільшення розміру зерна при збільшенні товщини плівки в низькотемпературній області їх конденсації

не відбувалося, але D збільшувалося при зростанні температури підкладки. Для високотемпературних конденсатів ($T_s > 673$) характерною була стовпчаста структура. Розмір зерна в площі плівок визначався товщиною шару та температурами підкладки і випарника, збільшуючись при збільшенні d , підвищенні T_s та зменшенні різниці температур $\Delta T = T_e - T_s$. При цьому, в конденсатах, отриманих при $T_s = 873$ К, він досягав $D = 3 \div 4$ мкм при товщині шарів CdSe $d = 5 \div 6$ мкм. Всі плівки мали однофазну гексагональну структуру.

Спектральні залежності коефіцієнтів відбиття $R(\lambda)$ та пропускання $T(\lambda)$ для плівок CdSe, отриманих при різних температурах конденсації, наведені на рис. 2. Як видно з рисунку, досліджені двошарові структури скло – плівка CdSe, де шари напівпровідника нанесені при температурах $T_s < 673$ К, характеризуються досить високим коефіцієнтом відбиття, який складає $10 \div 30$ %, і зростає при збільшенні λ .

Це обумовлено слабко вираженим рельєфом низькотемпературних конденсатів та дзеркальністю їх поверхні (рис. 1 а). Для конденсатів, отриманих при більших температурах підкладки, коефіцієнт відбивання значно менший, а в деякому інтервалі довжин хвиль ($\lambda < 600$ нм) навіть дорівнює нулю. Це, на нашу думку, пов'язано з яскраво вираженим рельєфом таких шарів (рис. 1 в). Пірамідальний рельєф, а освітлення двошарових структур проводилося з боку плівок халькогеніду, як відомо, сприяє поглинанню світла плівками, а, в ряді випадків, навіть формується штучно [13].

Спектри пропускання плівок CdSe, отриманих при різних режимах конденсації, мають подібний вигляд (рис. 2 б). При довжинах хвилі випромінювання, більших $\lambda \sim 640 \div 650$ нм (енергіях, менших E_g матеріалу), відбувається суттєве зростання коефіцієнту пропускання конденсатів CdSe. В цьому інтервалі довжин хвиль коефіцієнт пропускання плівок, у більшості випадків, складає 60-75 %. Як на залежностях $R(\lambda)$, так і на $T(\lambda)$ спостерігаються максимуми і мінімуми інтенсивності, пов'язані з інтерференцією випромінювання у тонких шарах халькогеніду (як вже вказувалося, їх товщина складає $d \leq 1,1$ мкм). Інтерференційні піки, що присутні на цих спектрах, свідчать про однорідність досліджених плівок за площею.

Аналіз показує, що при збільшенні температури підкладки від $T_s = 373$ К до $T_s = 873$ К коефіцієнт пропускання плівок CdSe спочатку зменшується, а потім знову підвищується. Мінімальний коефіцієнт пропускання мають шари, отримані при $T_s = 673$ К. Це неможливо пояснити збільшенням товщини плівок, отриманих при цих температурах підкладки (їх $d = 0,55$ нм, що є середньої товщиною), а, скоріше за все, пов'язано зі структурними особливостями таких конденсатів.

Для визначення оптичної ширини забороненої зони E_g селеніду кадмію нами було використане наступне загальне співвідношення, справедливе як для прямозонних, так і непрямоzonних напівпровідників:

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^m, \quad (1)$$

де A – деяка константа, яка залежить від ефективної маси носіїв заряду у матеріалі; $h\nu$ – енергія оптичних квантів; α – коефіцієнт поглинання матеріалу; m – показник ступеня, який визначається механізмом поглинання фотонів у напівпровіднику.

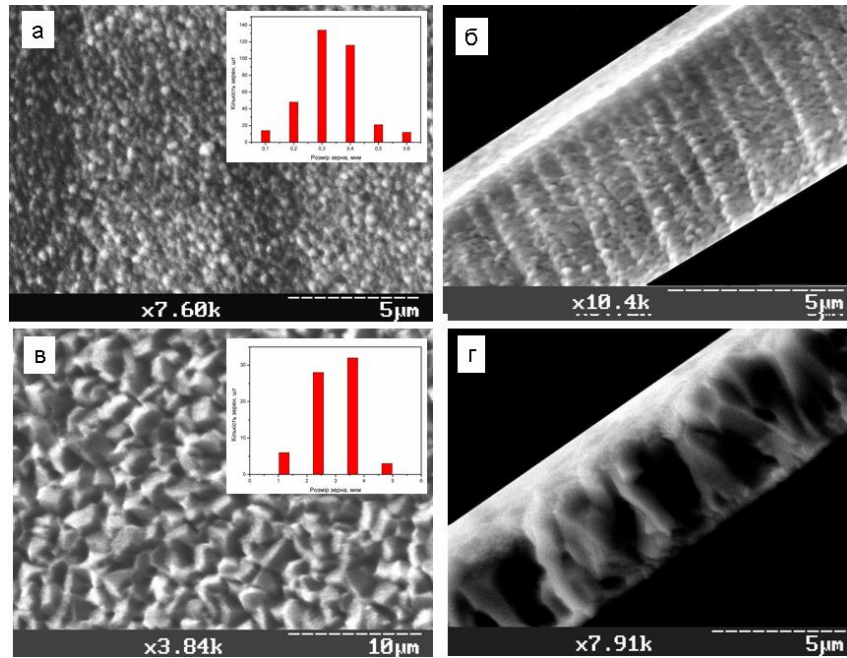


Рис. 1 – Мікроструктура поверхні плівок CdSe (а, в) та їх фрактограми (б, г). Температура підкладки T_s , К: 373 (а, б); 873 (в, г). Товщини плівок $d = 5$ мкм, 4,6 мкм

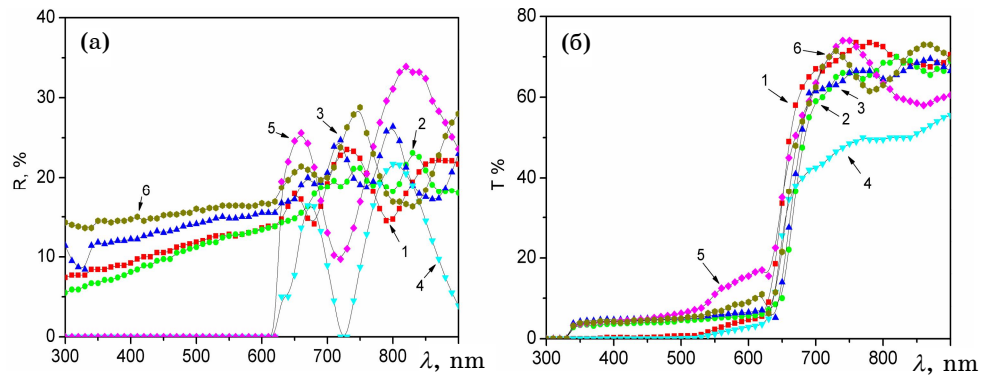


Рис. 2 – Спектри відбиття (а) та пропускання (б) плівок CdSe, отриманих при різних T_s , К: 373 (1); 473 (2); 573 (3); 673 (4); 773 (5); 873 (6)

Для прямозонних матеріалів, яким є CdSe, $m = 1/2$. З цього випливає, що екстраполяція лінійної частини графіка $(ah\nu)^2 - h\nu$ на вісь енергій дозволяє визначити ширину забороненої зони напівпровідника (рис. 3). Спектри поглинання плівок халькогеніду, необхідні для розрахунку E_g , знаходилися нами за спектрами пропускання та відбиття світла з використанням співвідношення $\alpha = \ln[T/(1 - R)]/d$. Цей вираз отримано шляхом розрахунку потоків енергії в системі з багатократним відбиттям світла від поверхні плівки [16, 17]. Коефіцієнт поглинання плівок в

області енергій випромінювання, більших ширини забороненої матеріалу, звичайно становив $\alpha = (10^5 \div 10^6) \text{ м}^{-1}$.

Як видно з рис. 3, на залежностях $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ у більшості випадків спостерігаються дві лінійні ділянки, екстраполяція яких дозволяє отримати два різних значення енергій. Менші значення $E_{g1} = 1,67 \div 1,74$ еВ (табл. 1) відповідають ширині забороненої зони матеріалу. Ці значення добре корелюють з шириною забороненої зони об'ємних монокристалів CdSe.

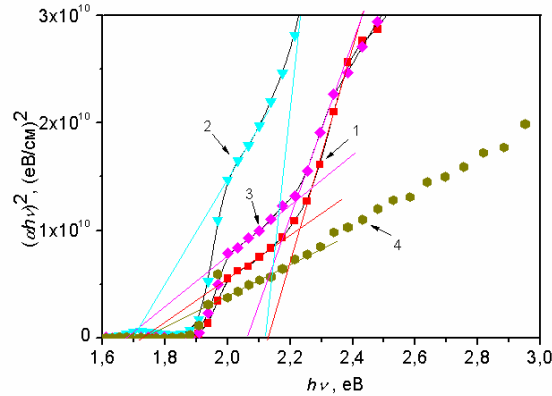


Рис. 3 – $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ залежності плівок CdSe, отриманих при різних T_s , К: 373 (1); 673 (2); 773 (3); 873 (4)

Таблиця 1 – Деякі оптичні характеристики плівок CdSe, отриманих при різних T_s ($\lambda = 850$ нм)

T_s , К	d , нм	E_{g1} , еВ	E_{g2} , еВ	n	k	ε_1	ε_2
373	0,70	1,73	2,13	2,74	10^{-2}	7,53	0,05
473	1,10	1,67	-	2,68	$4,6 \cdot 10^{-3}$	7,21	0,03
573	1,10	1,74	-	2,44	$3,9 \cdot 10^{-3}$	6,00	0,002
673	0,55	1,70	2,13	2,23	$4,4 \cdot 10^{-2}$	7,50	0,19
773	0,40	1,68	2,06	2,64	$4,2 \cdot 10^{-2}$	7,12	0,30
873	0,60	1,73	-	2,50	$8,8 \cdot 10^{-3}$	7,04	0,04

Згідно з [18], при кімнатній температурі їх $E_{g1} = 1,71$ еВ, коли $E \perp c$, і $E_{g1} = 1,73$ еВ, коли $E \parallel c$. Отримані значення ширини забороненої зони плівкових конденсатів $E_{g1} = 1,73 \div 1,74$ еВ свідчать про присутність в таких шарах яскраво вираженої текстури, при якій вісь c кристалічної ґратки є перпендикулярною до підкладки. Це підтверджується рентген-дифрактометричними дослідженнями плівок, які виявляють текстуру росту [002]. Деякі нижчі значення ширини забороненої зони плівкових конденсатів $E_{g1} = 1,68 \div 1,71$ еВ, нанесених вакуумним випаровуванням, були отримані в [11].

В роботі [1] автори дослідили зміну ширини забороненої зони плівок CdSe, отриманих методом гарячої стінки при температурі підкладки $T_s = 400$ К, в залежності від їх товщини. При збільшенні d від 350 нм до

1800 нм E_{g1} зменшувалась від 1,69 до 1,61 еВ. Ці значення енергій також є дещо меншими, ніж знайдені нами.

Більші значення енергій, отримані з графіків $(ah\nu)^2 - h\nu$, $E_{g1} = 2,06 \div 2,13$ еВ (таблиця 1), на нашу думку, відповідають переходам носіїв заряду, збуджених світлом між зоною провідності та відщепленою в наслідок спин-орбітальної взаємодії нижньою валентною зоною матеріалу (точка Γ_7 на зонній діаграмі). Дійсно, якщо врахувати, що у сполуці $\Delta_0 = 0,40$ еВ [18], легко отримати, що енергетичний зазор $E_{g2} = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8)$ для масивних кристалів з гексагональною структурою та різних їх орієнтацій відносно напрямку падіння світла буде складати $E_{g2} = 2,11 \div 2,13$ еВ. Ці значення дуже добре співпадають з отриманими експериментально. Слід зазначити, що подібні переходи спостерігалися у роботі [11], де для плівкових зразків, нанесених термічним випаруванням, були отримані енергії $E_{g2} = 1,87 \div 2,25$ еВ. Тут нижнє значення є характерним для щойно нанесених плівок CdSe, а верхнє – для відпалених на повітрі при 673 К.

За спектральними розподілами коефіцієнтів відбиття $R(\lambda)$ та поглинання $\alpha(\lambda)$ випромінювання нами були розраховані спектри заломлення $n(\lambda)$ та екстинкції $k(\lambda)$ плівок CdSe. Добре відомо, що відповідні коефіцієнти пов'язані між собою формулою Френеля:

$$R = [(n - 1)^2 + k^2] / [(n + 1)^2 + k^2], \quad (2)$$

де $k = \alpha\lambda/4\pi$.

Звідси, розрахувавши k , можна знайти показник заломлення матеріалу:

$$n = \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right) + \sqrt{\frac{4R}{(1 - R)^2} - k^2}. \quad (3)$$

З використанням наведених виразів нами були обчислені значення k та n для плівок халькогеніду при різних довжинах хвилі випромінювання. За цими величинами в подальшому можна знайти реальну ε_1 та уявну ε_2 частини оптичної діелектричної сталої плівок CdSe з використанням співвідношень

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2, \quad (4)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk, \quad (5)$$

де вирази (4) та (5) зодовільняють умові $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = (n + ik)^2$.

Розраховані таким чином спектральні залежності $k(\lambda)$ та $\varepsilon_2(\lambda)$ наведені на рис. 4.

З рис. 4 видно, що оптичні константи k і ε_2 зменшуються при збільшенні довжини хвилі випромінювання, що в свою чергу пов'язано зі зниженням енергії падаючих фотонів ($h\nu$). Відмінність ходу отриманих залежностей від значень, які дає класичне співвідношення Коші $n = A + B/\lambda^2$, де A і B – деякі сталі, обумовлене інтерференційними ефектами у плівках.

Значення коефіцієнтів заломлення n , екстинкції k , реальної ε_1 та уявної ε_2 частини оптичної діелектричної сталої плівок CdSe, розраховані при довжині хвилі $\lambda = 850$ нм ($E = 1,46$ еВ), наведені в таблиці 1. Для

визначення цих параметрів проводилась апроксимація відповідних кривих спадаючими функціями. Встановлено, що значення коефіцієнту заломлення дослідженого матеріалу змінюються в інтервалі $n = 2,23 \div 2,74$, що добре корелює з величинами, наведеними у довіднику [19] для масивного напівпровідника $n = 2,50 \div 2,65$ ($\lambda = 700 \div 1000$ нм). Значення коефіцієнта заломлення плівкового матеріалу, що лежать в інтервалі $n = 2,0 \div 2,6$, отримали автори [1] для шарів CdSe товщиною $d = 0,3 \div 1,8$ мкм, нанесених методом гарячої стінки у вакуумі.

Коефіцієнт екстинкції k досліджених плівок був суттєво менший, ніж n , і змінювався від $4,6 \cdot 10^{-3}$ до $4,4 \cdot 10^{-2}$. У роботі [1] отримані більші значення $k = 1,0 \div 2,5$, але автори не вказується для якої довжини хвилі проведені розрахунки.

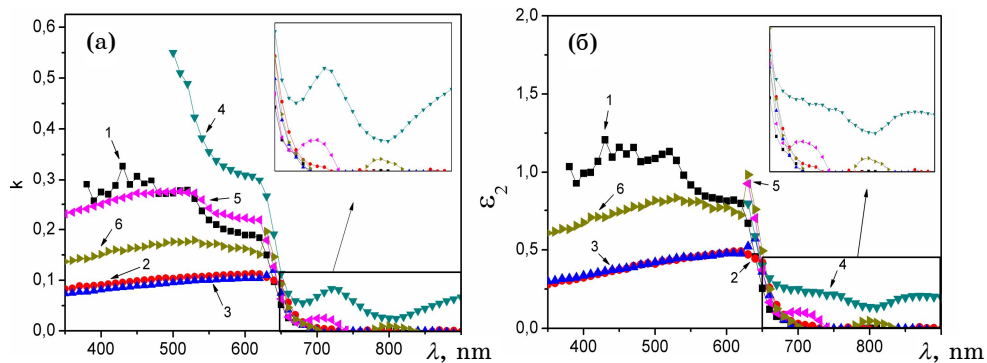


Рис. 4 – Спектральні залежності коефіцієнту екстинкції $k(\lambda)$ (а) та уявної $\varepsilon_2(\lambda)$ (б) частини оптичної діелектричної сталі для плівок CdSe, сконденсованих при різних T_s , К: 373 (1); 473 (2); 573 (3); 673 (4); 773 (5); 873 (6).

Значення ε_1 та ε_2 , розраховані для $\lambda = 850$ нм, теж наведені в таблиці 1. Реальна частина оптичної діелектричної сталі матеріалу виявилась рівною $\varepsilon_1 = 6,0 \div 7,5$. Ці значення теж непогано корелюють з наведеними у довідниках для монокристалічного об'ємного селеніду кадмію $\varepsilon_1 = 6,0 \div 7,9$ [4, 19]. Уявна частина діелектричної сталі є меншою від реальної частини на один-три порядки і складає $\varepsilon_2 = 0,002 \div 0,3$.

Як свідчать проведені дослідження структури та оптичних сталей плівок CdSe, отриманих методом КЗО, такі шари можуть бути використанні в тандемних сонячних елементах для ефективного поглинання світла з довжиною λ , більшою 700 нм ($E > 1,77$ еВ). При цьому, оптимальними для використання в якості поглинаючих шарів фотоперетворювачів характеристиками володіють конденсати, нанесені при температурах підкладки $T_s > 623 \div 673$ К. Такі плівки мають однофазну стовпчасту структуру з великим розміром зерна та вираженим пірамідальним рельєфом.

4. ВИСНОВКИ

В роботі вивчені морфологія поверхні, механізми росту та оптичні властивості тонких плівок CdSe, нанесених методом термічного випаровування у КЗО при різних фізико-технологічних режимах конденсації. Проведені дослідження дали можливість отримати спектральні розподіли коефіцієнтів пропускання $T(\lambda)$, відбиття $R(\lambda)$, поглинання $\alpha(\lambda)$, заломлення $n(\lambda)$, реальної $\varepsilon_1(\lambda)$ та уявної $\varepsilon_2(\lambda)$ частин оптичної діелектричної сталої зразків та виявити їх залежність від температури осадження плівок. Показано, що на залежностях $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ плівок CdSe спостерігаються дві лінійні ділянки, екстраполяція яких дозволяє отримати різні значення енергій. Менші значення $E_{g1} = 1,67 \div 1,74$ еВ відповідають ширині забороненої зони матеріалу, а більші – $E_{g2} = 1,87 \div 2,25$ еВ переходам носіїв заряду збуджених світлом між зоною провідності та, відщепленою в наслідок спин-орбітальної взаємодії, нижньою валентною зоною матеріалу (точка Γ_7). Встановлені фізико-технологічні режими осадження плівок CdSe з оптимальними, для використання в якості поглинаючих шарів тандемних гетероперехідних сонячних перетворювачів, параметрами.

SURFACE MORPHOLOGY AND OPTICAL PROPERTIES OF CdSe FILMS, OBTAINED BY CLOSE-SPACED SUBLIMATION METHOD

V.V. Starikov¹, M.M. Ivashchenko², A.S Opanasyuk², V.L. Perevertaylo³

¹ Kharkiv National Technical University «HPI»,
21, Frunze Str., 61002, Kharkiv, Ukraine
E-mail: vadym_starikov@mail.ru

² Sumy State University,
2, Rimsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine
E-mails: m_ivashchenko@ukr.net, opanasjuk_sumdu@ukr.net

³ Science-Research Institute of Microdevices,
3, Pivnichno-Syrecka Str., 04136, Kyiv, Ukraine
E-mail: detector@carrier.kiev.ua

In present research the investigation of surface morphology, growth mechanism and optical properties of CdSe films, obtained by thermal evaporation by quasi-closed volume method, which is promising for use as absorption layers of tandem solar cells and photodetectors was carried out. Measuring of optical characteristics layers was carried out by spectrum photometric analysis method near “red boundary” semiconductor photoactivity. This research allowed to obtained spectrum distributions of transmittance coefficients $T(\lambda)$, reflectance coefficients $T(\lambda)$, absorption coefficients $\alpha(\lambda)$, refraction coefficients $n(\lambda)$, real $\varepsilon_1(\lambda)$ and imaginary $\varepsilon_2(\lambda)$ parts of samples optical dielectric constant and to define their dependence on the films deposition temperature.

Keywords: CADMIUM SELENIDE FILMS, SURFACE MORPHOLOGY, TRANSMITTANCE COEFFICIENT, REFLECTANCE COEFFICIENT, WIDE BAND GAP.

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК CdSe, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КВАЗИЗАМКНУТОГО ОБЪЕМА

В.В. Стариков¹, М.М. Иващенко², А.С. Опанасюк², В.Л. Перевертайло³

¹ Национальный технический университет «ХПИ»,
ул. Фрунзе, 21, 61002 Харьков, Украина
E-mail: vadym_starikov@mail.ru

² Сумский государственный университет,
ул. Римского-Корсакова 2, 40007 Сумы, Украина
E-mails: m_ivashchenko@ukr.net, opanasjuk_sumdu@ukr.net

³ Научно-исследовательский институт микроприборов,
вул. Северно-Сырецкая, 3, 04136 Киев, Украина
E-mail: detector@carrier.kiev.ua

В работе проведено исследование морфологии поверхности, механизмов роста и оптических свойств пленок CdSe, полученных методом термического испарения в квазизамкнутом объеме, перспективных для использования в качестве поглощающих слоев тандемных солнечных элементов и фотодетекторов. Измерение оптических характеристик слоев проводилось методами спектрофотометрического анализа вблизи «красной границы» фотоактивности полупроводника. Проведенные исследования дали возможность получить спектральные распределения коэффициентов пропускания $T(\lambda)$, отражения $R(\lambda)$, поглощения $\alpha(\lambda)$, преломления $n(\lambda)$, реальной $\varepsilon_1(\lambda)$ и мнимой $\varepsilon_2(\lambda)$ частей оптической диэлектрической постоянной образцов и выявить их зависимость от температуры осаждения пленок.

Ключевые слова: ПЛЕНКИ СЕЛЕНИДА КАДМИЯ, МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ, КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ, КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ, ШИРИНА ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Velumani, X. Mathew, J. Sebastian, S.K. Narayandass, D. Mangalaraj, *J. Mater. Sci. Lett.* **22**, 25 (2003).
2. S.A. Mahmoud, A. Ashour, E.A. Badawi, *Appl. Surf. Sci.* **253**, 2969 (2006).
3. И.П. Калинин, В.Б. Алесковский, *Эпитаксиальные пленки соединений A_2B_6* (Ленинград: Изд-во ЛГУ: 1978).
4. R.N. Bhargava, *Properties of wide-bandgap II-VI Semiconductor* (London: INSPEC: 1997).
5. Ю.В. Метелева, Г.Ф. Новиков, *ФТП* **40** **10**, 1167 (2006) (Yu.V. Meteleva, G.F. Novikov, *Semiconductors* **40** **10**, 1137 (2006)).
6. P.P. Hankare, P.A. Chate, D.J. Sathe, A.A. Patil, *J. Mater. Sci: Mater. Electron.* **20** **No8**, 776 (2009).
7. N.J.S. Kissinger, M. Jayachandran, K. Perumal, C.S. Raja, *Bull. Mater. Sci.* **30** **No6**, 547 (2007).
8. D. Nesheva, D. Arsova, R. Ionov, *J. Mater. Science* **28**, 2183 (1993).
9. K.N. Shreekanthan, B.V. Rajendra, V.B. Kasturi, G.K. Shivakumar, *Cryst. Res. Technol.* **38** **No1**, 30 (2003).
10. K.D. Patel, M.S. Jani, V.M. Pathak, R. Srivastana, *Chalcogenide Lett.* **6** **No6**, 279 (2009).
11. E. Bacaksiz, B.M. Basol, M. Altunbas, S. Yilmaz, M. Tomakin, B. Abay, *phys. stat. sol. (b)* **244** **No2**, 497 (2007).
12. C. Baban, M. Caraman, G.I. Rusu, *J. Optoelectron. Adv. M.* **8** **No3**, 917 (2006).

13. J. Poortmans, V. Arkhipov, *Thin Film Solar Cells. Fabrication, Characterization and Applications* (IMEC John Wiley&Sons: Leuven, Belgium: 2006).
14. D. Kurbatov, M. Kolesnyk, A. Opanasyuk, V. Loboda, *Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics* **12**, 1 (2009).
15. D. Kurbatov, H. Khlyap, A. Opanasyuk, *phys. stat. sol. (a)* **206** No7, 1549 (2009).
16. T.S. Moss, G.T. Burrell, B. Ellis, *Semiconductor optoelectronics* (New York: John Wiley and Sons: 1973).
17. T.S. Moss, M. Balkanski *Handbook on Semiconductors: Optical Properties of Semiconductors* (Amsterdam: Elsevier: 1994).
18. Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин, *Полупроводниковые твердые растворы и их применение: Справочные таблицы* (Москва: Воениздат: 1982).
19. Б.В. Гринев, В.Д. Рыжиков, В.П. Семиноженко, *Сцинтиляционные детекторы и системы контроля радиации на их основе* (Київ: Наукова думка: 2007).