

Д.М. Фреїк, О.Л. Соколов, І.М. Ліщинський, В.В. Бачук, В.Ю. Потяк

Механізми зародження і росту тонкоплівкових структур телуриду кадмію на сколах слюди

Фізико-хімічний інститут
Прикарпатського університету імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ,
76000, Україна, e-mail: prk@pu.if.ua

На основі аналізу результатів структурних досліджень зроблено висновки про механізми зародження і росту паро фазних кристалітів телуриду кадмію на сколах (0001) слюди-мусковіт. Пропонуються моделі, що задовільно пояснюють виявлені експериментальні факти для різних температур осадження пари.

Стаття постуила до редакції 05.03.2011; прийнята до друку 15.09.2011.

Вступ

Моно- та полікристалічні плівки сполук II-VI перспективні як антивідбивні, поглинальні та віконні шари фотоелектричних однопереїдних і тандемних сонячних елементів (СЕ), базові шари фотодетекторів та детекторів жорсткого випромінювання, інжекційних фотоприймачів, світлодіодів, газових сенсорів, піро- та п'єзоелектронних приладів тощо [1]. Однак проблема практичного використання плівок халькогенідів кадмію у мікро- та оптоелектроніці, геліоенергетиці до цього часу ще до кінця не розв'язана внаслідок відсутності завершених наукових основ плівкового матеріалознавства бінарних сполук та технологій отримання структур із заданими, відтворювальними та стабільними у часі параметрами.

Основними факторами, що визначають ефективність активних і пасивних елементів опто - і мікроелектроніки плівкових структур на основі

сполук II-VI, є структурні та субструктурні особливості конденсату і, у кінцевому підсумку їх оптичні та електричні характеристики.

Для отримання тонких плівок сполук IV-VI широко використовуються парофазні вакуумні технології, серед яких особливу увагу привертає конденсація пари у квазізамкненому об'ємі і, зокрема, метод гарячої стінки. Конструктивні особливості цього методу дозволяють одержувати структурно досконалі плівки в умовах, близьких до термодинамічно рівноважних. Однак властивості плівок халькогенідів телуриду кадмію, отриманих відзначеними способами, на цей час досліджені недостатньо, що гальмує процес їх практичного використання у реальних приладах та їх елементах.

Таким чином ще і зараз залишаються актуальними проблеми, які пов'язані з дослідженнями особливостей формування і процесів росту тонкоплівкових халькогенідних конденсатів.

Представлена стаття є продовженням попередніх досліджень [2,3], пов'язаних із вивченням

Таблиця

Технологічні фактори осадження наноструктур CdTe на сколах (0001) слюда-мусковіт і параметри гаусіан

№ зразка	Технологічні аспекти			Параметри Гаусіан					
	Температура пікладки, Тп, К	Температура випарника, Тв, К	Час наплення t, хв	Амплітуда, А ₁ , мкм ⁻¹	Амплітуда, А ₂ , мкм ⁻¹	Полеження максимума, x _{1,нм} (h ₁)	Полеження максимума, x _{2,нм} (h ₂)	Півширина, ω ₁ , нм	Півширина, ω ₂ , нм
1	520	770	10	2,70	2,51	640	480	43	89
2	520	770	5	5,77	2,77	398	346	18	93
3	520	770	0,5	26,10	5,42	335	320	10	15
4	620	770	15	5,95	1,93	195	237	63	11
5	520	770	15	1,65	2,11	620	757	206	22
6	520	720	5	7,32	3,67	114	165	30	48
7	520	720	5	12,40	2,46	104	150	23	42

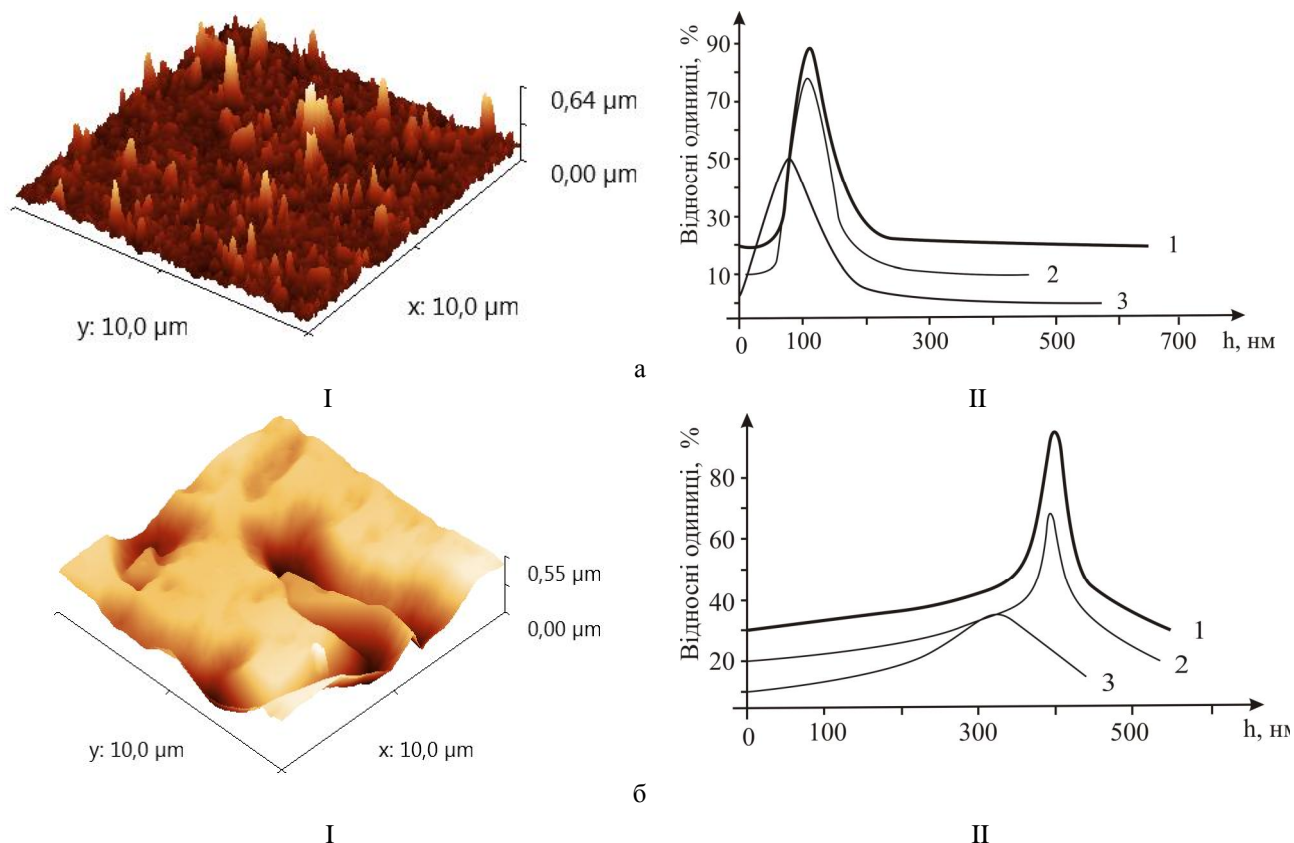


Рис. 1. АСМ – зображення (I) і гаусіани розподілу наночастинок за висотою (II) у плівках CdTe, осаджених на сколи (0001) слюди-мусковіт при різних температурах випарника T_B , К: 670 (а), 770 (б). $T_{II} = 520$ К, $t = 5$ хв. 1 – експеримент, 2,3 – апроксимуючі гаусіани.

структурних характеристик плівок CdTe, осаджених із парової фази на свіжі сколи (0001) слюди-мусковіт.

I. Методика експерименту

Плівкові наноструктури CdTe отримували з парової фази методом гарячої стінки. В якості підкладок використовували свіжі сколи (0001) слюди-мусковіт. Температуру осадження підкладки варіювали в межах $T_{II} = (520-620)$ К. Температуру випаровування наважки із наперед синтезованої сполуки CdTe змінювали в межах $T_B = (670 - 770)$ К. Швидкість конденсації пари на підкладку становила $V = (0,02-2)$ мкм/хв. Температура стінки камери T_c підтримувалась на 50 К вище температури випарника T_B . Товщину конденсату задавали часом осадження $t = (0,5-15)$ хв у межах $(0,1-20)$ мкм (табл.). Товщину отриманих плівок визначали двома методами: оптичним (за інтерференційною картиною спектрів оптичного пропускання) та механічним (за допомогою профілометра). Для дослідження морфології поверхні зразків використовувався скануючий зондовий мікроскоп.

Отримані наноструктури досліджувалися методами атомно-силової мікроскопії (АСМ) Nanoscope 3a Dimension 3000 (Digital Instruments USA) у режимі періодичного контакту. Вимірювання проведені в центральній частині зразків з

використанням серійних кремнієвих зондів NSG-11 із номінальним радіусом закруглення вістря до 10 нм (NT0MDT, Росія). За результатами АСМ досліджень крім морфології поверхні та профілограм у програмі WSxM 4.0 Develop 10.4 визначені розміри нанокристалів у латеральному напрямку, висоту та шорсткість поверхні. Крім того отримані результати співставлені із даними роботи [8] за умов осадження пари CdTe при низьких температурах.

II. Процеси росту при високих температурах осадження

Аналізуючи АСМ зображення наноструктур телуриду кадмію на сколах (0001) слюди-мусковіт, отриманих методом гарячої стінки при температурі осадження $T_{II} = (520-620)$ К (підкладки) (T_{II}), можна стверджувати наступне (рис. 1,2 – I). Домінуючим механізмом зародження CdTe на слюді слід вважати механізм Фольмера-Вебера, для якого характерним є формування окремих зародків конденсату на поверхні підкладки із наступним їх розростанням і зростанням. Отримані результати можна проінтерпретувати з позицій реалізації освальдівського дозрівання [4]. Так, згідно теорії закладені у роботах Освальда [4], Ліфшица і Сльозова [5], Вагнера [6], Венгреневича [7] стосовно поверхневих дискретних систем і, зокрема, острівцевих плівок і напівпровідникових

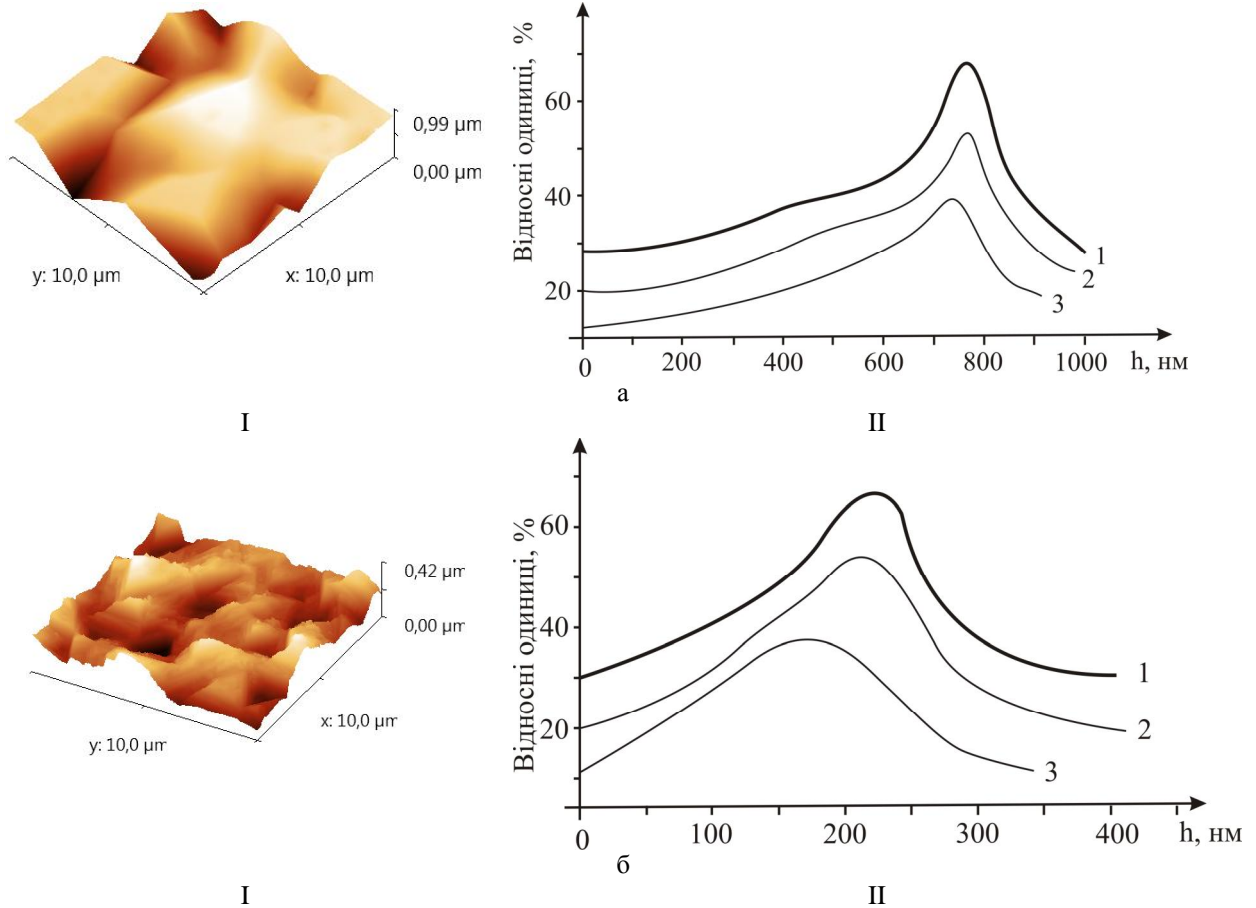


Рис. 2. АСМ – зображення (I) і гаусіани розподілу наночастинок за висотою (II) у плівках CdTe, осаджених на сколи (0001) слюди-мусковіт при різних температурах підкладки $T_{\text{п}}$, К: 520 (а); 620 (б). $T_{\text{в}} = 770$ К, $T_{\text{с}} = 550^{\circ}\text{C}$, $t = 15$ хв. 1 – експеримент; 2,3 – апроксимуючі гаусіани; 2 – основної (першої), 3 – допоміжної (другої) відповідно.

гетероструктур з квантовими точками розрізняють дифузійний механізм росту кластерів і механізм, контрольований швидкістю утворення хімічних зв'язків на поверхні кластерів. Ці два процеси можуть конкурувати, тобто реалізовуватися одночасно за умови, якщо електронні процеси утворення хімічних зв'язків є активаційними і енергії активації обох процесів – електронного і дифузійного порівняльні між собою. Згідно [7], для визначення функції розподілу частинок за розмірами $f(r, t)$ необхідно знати швидкість росту

частинок $\mathcal{R} = \frac{dr}{dt}$, які пов'язані між собою рівнянням неперервності:

$$\frac{\partial f(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(f(r, t)\mathcal{R}) = 0. \quad (1)$$

Швидкість росту визначається із умови:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) = jv_m, \quad (2)$$

де j – сума дифузійного j_o і вагнерівського j_v потоків ($j = j_o + j_v$).

Маючи це на увазі отримуємо вираз для швидкості росту:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sigma C_{\infty} v_m^2 D_v}{kT} \frac{1}{r^2} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right), \quad (3)$$

де

$$x = \frac{j_v}{j}, \quad 1-x = \frac{j_o}{j}, \quad \frac{j_v}{j_o} = \frac{x}{1-x}, \quad (4)$$

r_k – критичний радіус, який у рамках теорії ЛСВ співпадає з середнім радіусом частинок, $r_k = \langle r \rangle$, x – частка j_v у загальному потоці j , $(1-x) = j_o$ у загальному потоці j .

Рівняння (3) відповідає швидкості росту кластерів в умовах матричної дифузії, з внеском $(1-x)$ тієї частки потоку, який контролюється кінетичним коефіцієнтом β .

Швидкість росту кластерів в умовах контрольованих кінетичним коефіцієнтом β , з внеском x матричної дифузії має вигляд:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{C_{\infty} \sigma v_m^2 \beta}{kT} \frac{1}{r} \left(\frac{x}{1-x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (5)$$

У рівняннях для швидкості росту (4) або (5), які є комбінацією вагнерівського і звичайного дифузійного механізмів укрупнення кластерів, припускається, що ні жодним із доданків у загальному потоці j (3)

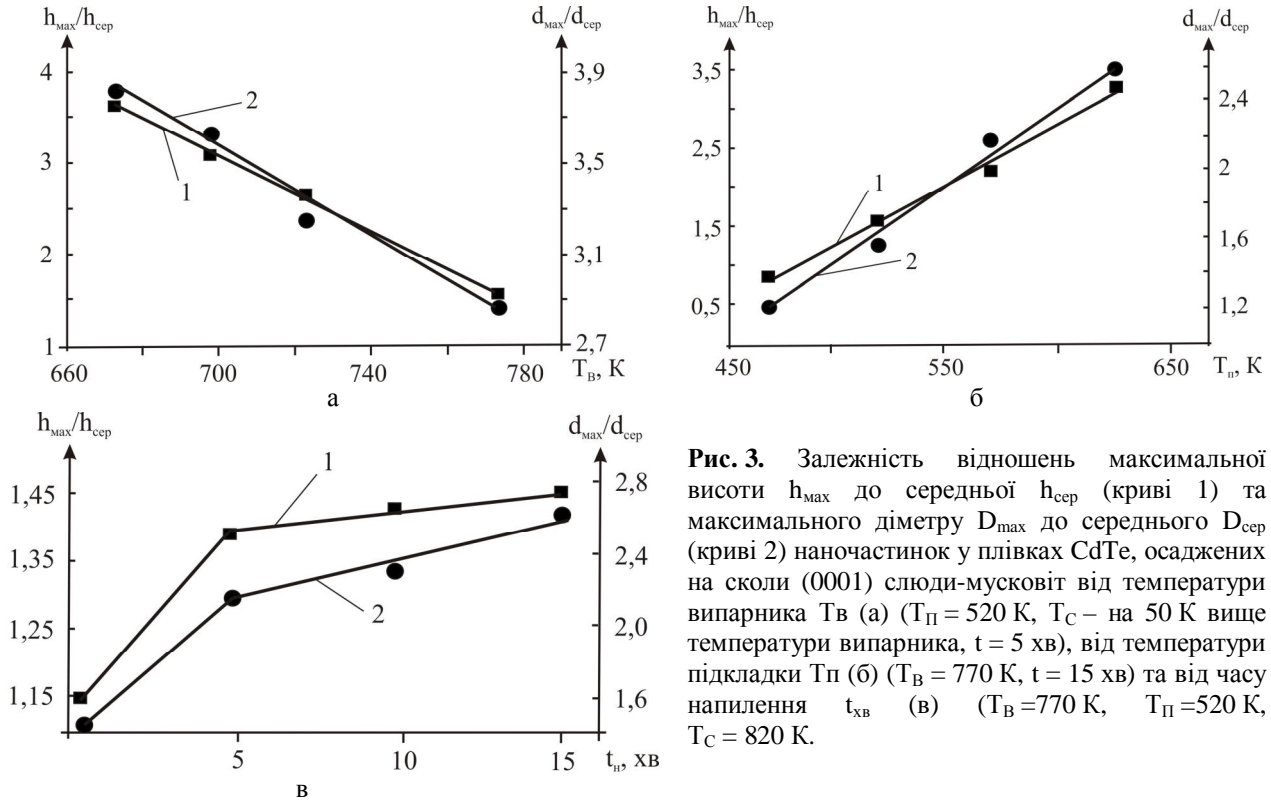


Рис. 3. Залежність відношень максимальної висоти h_{\max} до середньої $h_{\text{ср}}$ (криві 1) та максимального діаметру D_{\max} до середнього $D_{\text{ср}}$ (криві 2) наночастинок у плівках CdTe, осаджених на сколи (0001) слюди-мусковіт від температури випарника T_v (а) ($T_п = 520$ К, T_c – на 50 К вище температури випарника, $t = 5$ хв), від температури підкладки $T_п$ (б) ($T_v = 770$ К, $t = 15$ хв) та від часу напilenня $t_{\text{н}}$ (в) ($T_v = 770$ К, $T_п = 520$ К, $T_c = 820$ К).

нехтувати не можна. Це значить, що потоки j_v та j_i повинні бути порівняльні між собою.

У точці, де швидкість росту на одиницю довжини радіуса кластера досягає максимуму похідна рівна нулю:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r}{r_g} \right)_{r=r_g} = 0, \quad (6)$$

$$\text{де } -\frac{r}{r} = \frac{\sigma C_{\infty} v_m D_v}{kT} \frac{1}{r^3} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right).$$

Фізично це означає, що максимального розміру r_g досягає та із частинок, для якої швидкість росту одиниці довжини її радіуса найбільша. Із (6) отримуємо:

$$\frac{r_g}{r_k} = \frac{2+x}{1+x}. \quad (7)$$

Підставивши у рівнянні (6) $r = r_g$ і замінивши відношення $\frac{r_g}{r_k}$ його значенням (7), після інтегрування отримаємо

$$r_g^3 = A^* \frac{t}{x(1+x)}, \quad (8)$$

$$\text{де } -A^* = \frac{6\sigma v_m^2 C_{\infty} D_v}{kT}, \text{ або}$$

$$r_k^3 = A^* \frac{(1+x)^2}{x(2+x)^3} t. \quad (9)$$

При $x = 1$ ріст частинок повністю контролюється коефіцієнтом об'ємної дифузії

$$r_g^3 = \frac{1}{2} A^* t, \quad r_k^3 = \frac{4}{27} A^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = \frac{3}{2}. \quad (10)$$

Аналогічно із рівняння (5)

$$r_g^2 = B^* \frac{t}{1-x^2}, \quad (11)$$

$$\text{де } -B^* = \frac{4\sigma v_m^2 C_{\infty} \beta}{kT}, \text{ або}$$

$$r_k^2 = B^* \frac{1+x}{(1-x)(2+x)^2} t. \quad (12)$$

Рівняння (11) і (12) описують зміну з часом розмірів кластерів, коли їх ріст контролюється кінетичним коефіцієнтом β , з внеском x матричної дифузії. Якщо $x = 0$, то процес повністю контролюється кінетикою переходу через межу розділу кластер-матриця:

$$r_g^2 = B^* t, \quad r_k^2 = \frac{1}{4} B^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = 2 \quad (13)$$

У нашому випадку проведені розрахунки залежності відношення максимальних значень висоти (h_{\max}) і діаметра (D_{\max}) до їх середніх значень (h_{aver} , D_{aver}), h_{\max}/h_{aver} , D_{\max}/D_{aver} відповідно від температури і часу осадження, а також температури випаровування T_v вказують, що із підвищенням температури $T_п$ і часу t осадження має місце тенденція до їх зростання (рис. 3, б,в), а температури випаровування до зменшення (рис. 3,а). Порівнюючи отримані результати із даними теорії (10) і (13) слід віддати перевагу електронним процесам у першому випадку пов'язаних із швидкістю утворення хімічних

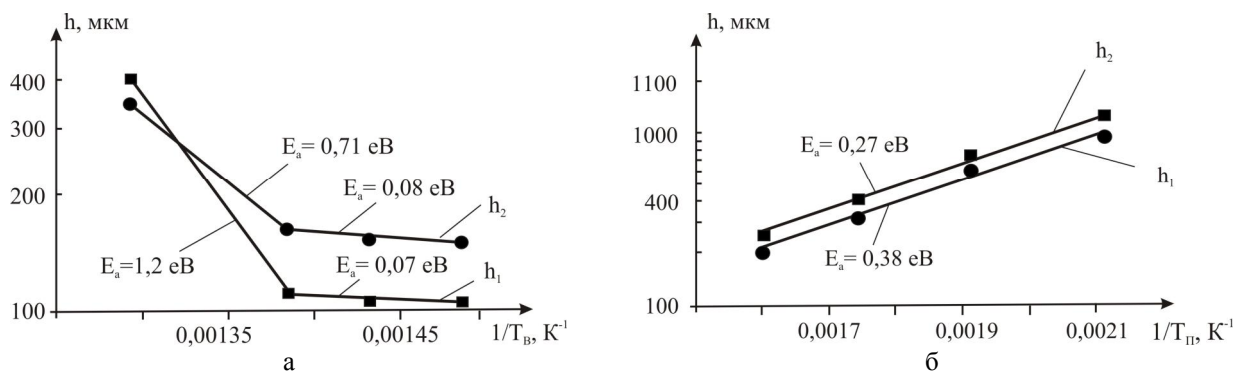


Рис. 4. Залежність найбільш ймовірної висоти основної за амплітудою складової h_1 та висоти другої за амплітудою після основної h_2 від температури випарника T_v (а) ($T_p = 520 \text{ K}$, T_c – на 50 K вище температури випарника, $t = 5 \text{ хв}$) та температури підкладки T_p (б) ($T_v = 770 \text{ K}$, $t = 15 \text{ хв}$).

зв'язків. У другому випадку (підвищення температури випаровування T_v) має місце домінування дифузійних процесів.

III. Гаусіани розподілу частинок за висотою та енергії активації процесів росту

Так як гістограми розподілу наночастинок за висотою є асиметричними (рис. 1,2 – II), то їх можна реконструювати суперпозицією хоча би двома функціями Гаусса:

$$y = A_1 \exp\left(-0,5\left(\frac{x-x_1}{w_1}\right)^2\right) + A_2 \exp\left(-0,5\left(\frac{x-x_2}{w_2}\right)^2\right), \quad (14)$$

де x_i – положення максимумів по осі OX, w_i – півширина; A_i – амплітуда (рис. 1,2 – II). Оцінка за гаусіанами висот нанокристалітів CdTe від технологічних факторів осадження (табл.) вказує на наступне. Збільшення часу осадження веде до збільшення розмірів нанокристалітів у нормальному до підкладки напрямку від 334 нм до 640 нм (згідно другої гаусіани) і від 320 нм до 480 нм (згідно другої гаусіани) при зміні часу осадження від 0,5 хв до 10 хв та $T_v = 770 \text{ K}$, $T_p = 520 \text{ K}$ (табл. зразки 1,2,3).

Такі ж залежності для зміни висоти нанокристалітів характерна і при підвищенні температури випаровування T_v (рис. 1 – I; табл. № 5,6,7). Підвищення ж температури осадження T_p зумовлює протилежні зміни у розмірах нанокристалітів вони зменшуються (рис. 2 – II; табл. №3,4 або № 5,4). Зауважимо, що процесам росту нанокристалітів від температур осадження і випаровування можна приписати активаційний характер згідно

$$h = h_\infty \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (15)$$

де E_a – енергія активації процесу формування піку нанокристалітів. Однак, якщо температури випаровування відзначає додатні значення енергії активації (рис. 4, а), то температура осадження – від'ємні (рис. 3, б). Це також підтверджує різні механізми росту нанокристалітів. Крім того, температура залежність висот першого (h_1) і

другого (h_2) піків гаусіан $h_i = f(1/T_v)$ визначають різні енергії активації (рис. 4, а). Зауважимо і те, що кожній із цих залежностей також є два температурних інтервали із різними значеннями енергії активації. При цьому для області високих температур вони значно більші (1,2 eV для h_1 і 0,7 eV для h_2) ніж для низьких (0,07 eV для h_1 і 0,08 eV для h_2) (рис. 4,а).

Звичайно, слід задати питання, а з чим пов'язані виявлені ці складні залежності (рис. 3,4). У зв'язку із цим повернемося знову до аналізу процесів росту. Для області високих температур випаровування $T_v = (750-780) \text{ K}$ відношення $h_{\text{max}}/h_{\text{cp}} < 2$ (рис. 3,а). Це вказує на домінування процесів, для яких ріст частинок повністю контролюється коефіцієнтом об'ємної дифузії і визначається кінетичним коефіцієнтом β із значною енергією активації (рис. 4, а). В інтервалі низьких температур випаровування $T_v = (600-700) \text{ K}$ $h_{\text{max}}/h_{\text{cp}} > 2$ (рис. 3, а). Це вказує на домінування кінетики переходу через межу розділу кластер-матриця, яка визначається електронними взаємодіями із незначною енергією активації (рис. 4, а).

Підвищення температури осадження мають чітко виражену тенденцію посилення домінування процесів росту від дифузійного механізму до електронного, пов'язаного із утворенням хімічного зв'язку (рис. 4,б).

IV. Процеси росту при низьких температурах осадження

Отримані у роботі [8] результати дозволяють представити процес формування наносистем телуриду кадмію на охолодженій підкладці наступним чином. Спочатку формується полімолекулярний шар адсорбату: атоми кадмію і молекули телуру при конденсації на підкладці швидко розсіюють надлишкову енергію (за $\sim 10^{-13} \text{ c}$) і тому не здатні вступати в хімічну реакцію. Для її здійснення необхідна енергія хоча б на розрив міжатомних зв'язків в молекулі, її отримання при низьких температурах малоімовірне, і латеральної взаємодії не відбувається через те, що хімічний потенціал телуриду кадмію менший, ніж сума

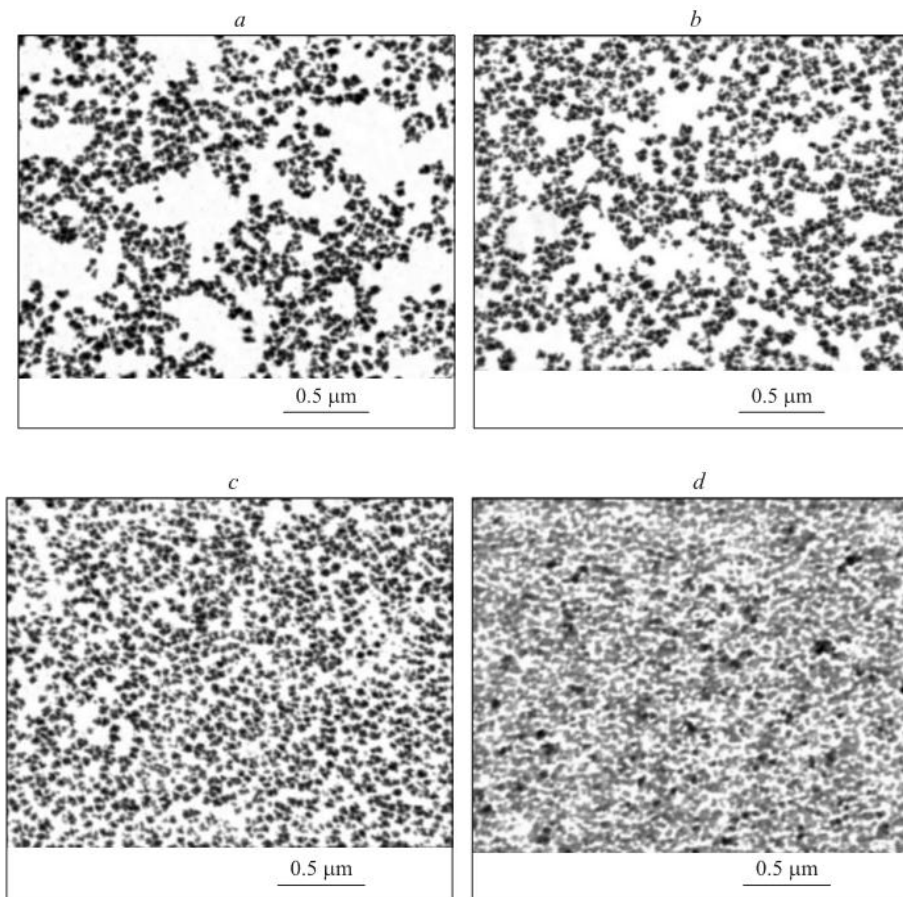


Рис. 5. Мікрофотографії поверхні плівки телуриду кадмію на різних стадіях росту при температурі підкладки із слюди фторфлогопіт $T_{\text{п}} = 208 \text{ K}$ [8].

хімічних потенціалів атомів кадмію і молекул телуру. При цьому конденсат знаходиться в метастабільному стані який можна назвати «хімічно напруженим». У декількох наступних шарах адсорбату ця хімічна напруга зберігається. Проте розсіяння надлишкової енергії атомів і молекул, що конденсуються від шару до шару буде відбуватися все повільніше і повільніше через низьку теплопровідність адсорбату. У результаті, в деякому i -му шарі реакція між кадмієм і телуром стане можливою і у ньому виникнуть тривимірні острівці твердої фази (рис. 5).

Реакція між кадмієм і телуром відбувається з виділенням великої кількості теплоти ($\Delta H_{f,298}^0 = -10 \text{ кДж/моль кДж/моль}$ [8]), острівці розігріваються до високої температури і провалюються крізь багатошаровий адсорбат на підкладку. На своєму шляху вони «поїдають» адсорбовані під ними атоми і молекули, і ще більше розігріваються. Формування тривимірних острівців зменшує енергію системи шляхом релаксації хімічної енергії, але разом з тим збільшує її за рахунок формування додаткової поверхні.

Релаксація хімічної енергії в i -му шарі не торкається інших шарів. Полімолекулярний, хімічно напружений шар адсорбату зберігається, але в ньому виявляються вкрапленими тривимірні острівці твердої фази. Якщо на цій стадії перервати синтез, то адсорбат десорбується і отримується популяція острівців невеликого розміру, відносно острівців, що рідко розмістились на підкладці (рис. 5, а). Якщо ж продовжити синтез, то на полімолекулярному шарі

адсорбату знову сформується i -ий шар, атоми і молекули якого здатні вступити в хімічну реакцію, відбудеться нова релаксація хімічної енергії і виникає нова популяція тривимірних острівців приблизно того ж розміру, але які вже щільніше розміщені на підкладці (рис. 5, b). Процес буде повторюватись до того часу, поки популяція острівців не перетвориться на суцільну плівку (рис. 5, c, d). Після її утворення все повториться знову: сформується новий полімолекулярний хімічно напружений шар адсорбату, відбудеться періодична релаксація хімічної енергії в деякому i -му шарі і, на кінець, сформується новий шар плівки і т. д.

Характерний розмір нанокристалітів являється певним компромісом між вільною енергією хімічної реакції і поверхневої енергії острівця, що формується, компромісом, в якому роль підкладки відсутня.

Механізм зародження, запропонований цією моделлю, близький до моделі Странскі-Крастанова. І там і тут зародження відбувається на енергетично-напруженому шарі, і там і тут релаксація надлишкової енергії відбувається за рахунок формування тривимірних острівців. Але є і відмінності. Основні з них заключаються в природі напруженого шару і енергії. Якщо в моделі Странскі-Крастанова енергетично напружений шар представляє собою тонку щільну плівку, то в даній моделі це полімолекулярний шар адсорбату; якщо в першій моделі релаксує пружня енергія, то в другій – хімічна енергія.

Висновки

1. Зроблено аналіз можливих механізмів зародження наноструктур CdTe на сколах слюди як при низьких ($T_{\text{П}} = 77 \text{ K}$), так і при високих $T_{\text{П}} = (520-620) \text{ K}$ температурах осадження.
2. Показано, що при низьких температурах осадження пари формується наноструктури за рахунок утворення хімічно напруженого шару. Високі температури осадження сприяють росту наноструктур за механізмом Фольмера-Вебера.
3. На основі апроксимації залежностей висоти нанокристалітів від температур випаровування $T_{\text{В}}$ та осадження $T_{\text{П}}$ активаційними залежностями, визначено її енергетичні характеристики та встановлено домінуючі механізми росту: дифузійного чи електронного, пов'язаного із утворенням хімічного зв'язку.

Автори висловлюють вдячність Литвину П.К. за проведені АСМ-дослідження та Салію Я.П. за обговорення результатів дослідження.

Робота виконана згідно наукового проекту МОН України (державний реєстраційний номер 0107U006768) та проектів Державного агентства з питань науки, інновацій та інформатизації України (державні реєстраційні номери 0110U007674 та 0111U004951).

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

Соколов О.Л. – науковий співробітник;

Ліщинський І.М. – кандидат фізико-математичних наук, доцент;

Бачук В.В. – науковий співробітник;

Потяк В.Ю. – аспірант.

- [1] И.Н. Калинин, В.Б. Алесковский, А.В. Симашкевич. *Эпитаксиальные слои соединений $A^{II}B^{VI}$* . Изд-во ЛГУ, Л. (1978).
- [2] Д.М. Фреїк, І.В. Горічок, О.Л. Соколов, Ю.В. Потяк. Технологічні аспекти осадження плівок CdTe методом гарячої стінки // *Фізика і хімія твердого тіла*, **12**(1), сс. 89-94 (2011).
- [3] Д.М. Фреїк, О.Л. Соколов, І.М. Ліщинський, В.Ю. Потяк, П.М. Литвин. Процеси структуроутворення у парофазних конденсатах телуриду кадмію // *Фізика і хімія твердого тіла*, **12**(3), сс. 612-622 (2011).
- [4] W. Ostwald. "Über die Vermeintliche isometric das raten undgelben Quecksilberxyds und die oberflachenspannung fester Korper" // *Js. Physics Chemistry*, **34**, pp.495-503 (1900).
- [5] И.М. Лифшиц, В.В. Слѣзов. О кинетике дифузного распада пересыщенных твердых растворов // *ЖЭТФ*, **35** (2), сс. 479- 492 (1958).
- [6] C. Wagner. Theorie der Alterung von Niederschlagen durch Umlösen (Ostwald Reifung) // *Zs.Electrochem*, **65** (7/8), сс. 581-591 (1961).
- [7] Р.Д. Венгреневич, Б.В. Іванський, А.В. Москалюк. До теорії Ліфшица-Сльозова-Вагнера // *Фізика і хімія твердого тіла*, **10**(1), сс. 19-30 (2009).
- [8] А.П. Беляев, В.П. Рубец, В.В. Антипов, Е.О. Еремина. Зарождение островков теллурида кадмия при синтезе из паровой фазы на охлажденной подложке // *Физика и техника полупроводников*, **45**(10), сс. 1348-1352 (2011).

D.M. Freik, O.L. Sokolov, I.M. Lishynskiy, V.V. Bachuk, V.Yu. Potyak

Mechanisms of Initiation and Growth of Cadmium Telluride thin-film Structures on Mica Chips

Physico-Chemical Institute

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

Based on the analysis of structural research conclusions about the mechanisms of initiation and growth of vapor phase crystals of cadmium telluride in cleavage (0001), muscovite mica. Offers models that satisfactorily explain the experimental facts found for different deposition temperatures of steam.