

Оствальдівське дозрівання квантових точок InAsSbP у рамках модифікованої теорії ЛСВ

Б.В. Іванський, Р.Д. Венгреневич, В.І. Кривецький, Ю.М. Кушнір

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, вул. Коцюбинського, 2, 58012 Чернівці,
Україна

(Одержано 27.08.2016, у відредагованій формі – 25.04.2017, опубліковано online 28.04.2017)

У рамках узагальненої теорії Ліфшица-Сльозова-Вагнера проведений аналіз росту квантових точок InAsSbP/InAs(100) на стадії оствальдівського дозрівання. Встановлено, що після 30-ти хвилинного росту квантових точок InAsSbP, їх розподіл за розмірами добре апроксимується узагальненим розподілом Ліфшица-Сльозова-Вагнера. При цьому ріст квантових точок у процесі оствальдівського дозрівання контролюється одночасно об'ємною дифузією та хімічною реакцією. При менших часах росту квантових точок стадія оствальдівського дозрівання настає частково (20 хв) або не настає взагалі (10 хв).

Ключові слова: Оствальдівське дозрівання, Квантові точки, Функція розподілу за розмірами, Об'ємна дифузія, Хімічна реакція.

DOI: [10.21272/jnep.9\(2\).02025](https://doi.org/10.21272/jnep.9(2).02025)

PACS numbers: 61.46.Hk, 61.48.De, 66.30.Pa

1. ВСТУП

У даний час продукти нанотехнологій, у вигляді нанокристалів або нанокластерів (НК), знаходять застосування у різних галузях електроніки, інформаційних технологій, молекулярної медицини, біології, фармакології тощо. Зокрема, синтез НК напівпровідників відкриває не тільки нові області їх застосування, але і нові можливості керування властивостями напівпровідників. НК напівпровідників, у вигляді квантових точок (КТ), широко використовуються в оптоелектроніці, у якості складових частин при конструюванні різноманітних приладів і пристроїв.

Загальною вимогою до НК є вимога їх однорідності за розмірами, формою, складом, кристалічною структурою та іншими технологічними параметрами. Крім того, розподіл за розмірами повинен бути по можливості найбільш вузьким з невеликим значенням дисперсії. Дотримання цих вимог передбачає детальне вивчення механізму і кінетики формування КТ у процесі їх синтезу.

При цьому заключна стадія формування КТ є спільною для всіх НК, незалежно від методів їх отримання. Ця стадія, яка називається стадією оствальдівського дозрівання (ОД), полягає в тому, що взаємодія НК між собою відбувається за допомогою ефекту Гіббса-Томсона, внаслідок чого дрібні кластери розчиняються і зникають, а великі ростуть за їх рахунок.

Перша всебічна теорія ОД для дифузійного механізму масопереносу була розроблена Ліфшицем і Сльозовим. При такому механізмі ріст НК нової фази лімітується коефіцієнтом об'ємної або матричної дифузії D_v , середній розмір НК $\langle r \rangle$ змінюється з часом як $t^{1/3}$, а розподіл за розмірами описується розподілом Ліфшица-Сльозова.

Пізніше Вагнер показав, що крім дифузійного механізму Вагнер показав, що крім дифузійного механізму і інший механізм росту НК, який визначається швидкістю утворення хімічних зв'язків (хімічною реакцією) на їх поверхні. При такому механізмі

ріст НК контролюється кінетичним коефіцієнтом β , $\langle r \rangle$ змінюється як $t^{1/2}$, а розподіл за розмірами відповідає розподілу Вагнера. У рамках теорії Ліфшица-Сльозова-Вагнера (теорія ЛСВ) пізніше був розв'язаний ряд інших задач, які відповідають ОД в умовах дифузії по границях зерен, поверхневої дифузії, дифузії по дислокаційних трубках [1-2] та ряд інших задач [3-5].

У процесі ОД відбувається збільшення середнього розміру НК і розширення розподілу за розмірами, що може призводити до погіршення корисних для практики властивостей, першопочатково здобутих масивом КТ під час синтезу.

Зрозуміло, що в цьому сенсі явище ОД є небажаним. Тому вивчення механізму і кінетики росту (розчинення) НК на стадії ОД відкриває можливість керування цим процесом, з метою зменшення його впливу на небажані зміни фізичних властивостей НК, в зв'язку з їх укрупненням.

Раніше було показано, що в ряді випадків зростання кластерів в нанодисперсних системах відбувається у рамках узагальненої теорії ЛСВ одночасно за двома механізмами – дифузійним і вагнерівським або кінетичним, який лімітується швидкістю утворення хімічних зв'язків (хімічною реакцією) на поверхні НК [6-8].

У даній роботі, використовуючи результати експериментальних досліджень авторів [9], ми спробуємо показати, що і у випадку квазітрехмірних КТ InAsSbP/InAs(100), їх ріст (розчинення) у процесі ОД також відбувається одночасно за двома механізмами – дифузійним, за допомогою об'ємної дифузії, і вагнерівським або кінетичним, за допомогою хімічної реакції.

2. ЗАСТОСУВАННЯ УЗАГАЛЬНЕНОЇ ТЕОРІЇ ЛСВ ДЛЯ КТ InAsSbP/InAs(100), ВИРОЩЕННИХ МЕТОДОМ РІДКОФАЗНОЇ ЕПІТАКСІЇ

Згідно постановки задачі актуальним є розрахунок функції розподілу частинок за розмірами та її порівняння з експериментальними даними КТ InAsSbP за

умови, що частинки мають сферичну форму, а їх ріст в процесі ОД контролюється одночасно двома механізмами – об'ємною дифузиею та кінетикою на межі розділу двох фаз (хімічна реакція – механізм Вагнера). В рамках модифікованої теорії ЛСВ така функція відома [6]. Це узагальнений розподіл Ліфшица-Сльозова-Вагнера – розподіл GDLSW [7]. Проте проблема полягає в тому, що ця функція розрахована для одно- та двокомпонентних наночастинок чи КТ, коли масоперенос в процесі ОД між частинками або острівцями здійснюється тільки атомами одного сорту. Наприклад, нанокристали Al в аморфній матриці або наночастинки Al₃Sc у сплавах Al-Sc [10, 11]. Масообмін між частинками в процесі ОД у обох випадках здійснюється через об'ємну дифузиею атомів Al.

Що до квазітрехкомпонентних КТ InAsSbP, то масообмін між нанокластерами може здійснюватися як атомами S_b так і P. Не виключено, що обидва сорти атомів (S_b, P) можуть брати участь в процесі дифузійного росту КТ. Так, що однозначності в цьому питанні немає. Навіть при відомій функції розподілу, її вибір вимагає детального вивчення механізмів і кінетики росту КТ.

Задача в значній мірі спрощується, якщо скористатися експериментальними даними роботи [9]. Автори цитованої роботи вважають, що ріст КТ InAsSbP в процесі ОД контролюється дифузиею та кінетикою міжфазного переходу атомів S_b. В іншому випадку, коли утворюються квантові кільця, їх ріст в процесі ОД контролюється атомами P. Використавши вказану інформацію відносно дифузії атомів S_b [9] можна спробувати розрахувати, в рамках модифікованої теорії ЛСВ, функцію розподілу за розмірами КТ InAsSbP, при умові, що їх ріст відбувається одночасно за двома, вказаними вище, механізмами. Наступне порівняння розрахованих кривих з експериментальними даними могло б підтвердити або спростувати вибрану модель механізму росту квазітрехкомпонентних КТ InAsSbP.

Виникає задача розрахунку функції розподілу за розмірами типу GDLSW, в якій були б закладені параметри ОД квазітрехкомпонентних КТ InAsSbP. Іншими словами необхідно встановити, за яких умов узагальнений розподіл ЛСВ може бути використаний для описання явища ОД в системах з трехкомпонентними кластерами типу InAsSbP.

У відповідності до викладеного, ми продублюємо основні проміжні викладки виведення функції GDLSW, з метою встановлення механізму та кінетики росту квазітрехкомпонентних КТ InAsSbP, шляхом порівняння їх експериментальних гістограм з теоретично розрахованими кривими.

При дифузійному механізмі масопереносу атоми розчиненої речовини, які досягають кластерів дифузійним шляхом повністю поглинаються ними, так що ріст кластерів контролюється матричною дифузиею і зокрема, коефіцієнтом об'ємної дифузії D_v , в даному випадку коефіцієнтом дифузії атомів S_b. Вагнер вперше зазначив, що це можливо тільки тоді, коли атоми, які перетинають межу розділу кластер-матриця і попадають за одиницю часу на їх поверхню, встигають утворювати хімічні зв'язки, необхідні для відтворення структури речовини кластерів InAsSbP. Якщо це не так, то навколо межі розділу кластер-матриця відбу-

вається накопичення розчинених атомів, з деякою невідомою концентрацією C_x . При цьому процес росту контролюється уже не коефіцієнтом об'ємної дифузії D_v , а кінетичним коефіцієнтом β для нанокластерів InAsS_bP. При цьому припускається, що $C_x = \langle C \rangle$, де $\langle C \rangle$ – середня концентрація розчину атомів S_b [24].

За Вагнером кількість атомів, які перетинають межу розділу кластер-матриця і потрапляють на поверхню кластера за одиницю часу j_1 , дорівнює

$$j_1 = 4\pi r^2 \beta \langle C \rangle, \quad (1)$$

а кількість атомів, що залишають його за одиницю часу

$$j_2 = 4\pi r^2 \beta C_r, \quad (2)$$

так що сумарний потік атомів, які беруть участь в утворенні хімічних зв'язків кластерів InAsSbP, дорівнює

$$j_i = j_1 - j_2 = 4\pi r^2 \beta (\langle C \rangle - C_r), \quad (3)$$

де $C_r = C_\infty e^{\frac{2\sigma v_m}{rkT}} \approx C_\infty \left(1 + \frac{2\sigma v_m}{rkT}\right)$ – концентрація атомів розчиненої речовини на межі з кластером, радіуса r , C_∞ – рівноважна концентрація атомів S_b при даній температурі T , σ – міжфазна поверхнева енергія, v_m – об'єм атома розчиненої речовини (S_b), k – стала Больцмана.

У загальному випадку потік j дорівнює

$$j = j_i + j_v, \quad (4)$$

де j_v – потік атомів S_b, які досягають поверхні кластера за одиницю часу шляхом дифузії

$$j_v = 4\pi r^2 D_v \left(\frac{dC}{dr} \right)_{R=r} = 4\pi r^2 D_v \frac{\langle C \rangle - C_r}{r} \quad (5)$$

Для визначення функції розподілу частинок за розмірами $f(r, t)$ необхідно знати швидкість росту частинок $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$, які пов'язані між собою рівнянням неперервності

$$\frac{\partial f(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (f(r, t) \dot{r}) = 0 \quad (6)$$

Швидкість росту визначається із умови

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right) = j v_m, \quad (7)$$

де j – задається рівнянням (4). Використовуючи рівняння (3) і (5) отримуємо

$$4\pi r^2 \frac{dr}{dt} = \left(4\pi r^2 D_v \frac{\langle C \rangle - C_r}{r} + 4\pi r^2 \beta (\langle C \rangle - C_r) \right) v_m. \quad (8)$$

Враховуючи, що $\langle C \rangle - C_r = \frac{2C_\infty \sigma v_m}{RT} \left(\frac{1}{r_k} - \frac{1}{r} \right)$ (8) пере-
пишеться як

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{2C_\infty \sigma v_m^2}{RT} \left(4\pi r^2 D_v \frac{1}{r} + 4\pi r^2 \beta \right) \left(\frac{1}{r_k} - \frac{1}{r} \right), \quad (9)$$

де r_k – критичний радіус, який у рамках теорії ЛСВ співпадає з середнім радіусом частинок, $\langle r \rangle = r_k$.

Позначимо через x та $(1-x)$ частки j_v та j_i у загальному потоці j

$$x = \frac{j_v}{j}, 1-x = \frac{j_i}{j}, \frac{j_v}{j_i} = \frac{x}{1-x} \quad (10)$$

Враховуючи (10) вираз (9) переписується

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2C_\infty \sigma v_m^2 \beta}{kT} \frac{1}{r} \left(\frac{x}{1-x} \frac{r_g}{r} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right) \quad (11)$$

або

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2C_\infty \sigma v_m^2 D_v}{kT} \frac{1}{r^2} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (12)$$

Рівняння (11) визначає швидкість росту кластерів в умовах контрольованих кінетичним коефіцієнтом β , із внеском x матричної дифузії. Вираз (12) відповідає швидкості росту кластерів в умовах матричної дифузії з внеском $(1-x)$ тієї частки потоку, який контролюється кінетичним коефіцієнтом β .

Вираз для швидкості росту (11) або (12) дозволяє визначити відношення r_g/r_k , яке у термінах роботи [2] відповідає значенню запираючої точки u_0 ($u_0 = r_g/r_k$). Значення u_0 дозволяє розділити змінні у рівнянні неперервності (6) і відповідно знайти аналітичний вигляд функції розподілу за розмірами. Згідно [32] відношення r_g/r_k можна знайти із умови

$$\left. \frac{d}{dr} \left(\frac{\dot{r}}{r} \right) \right|_{r=r_g} = 0. \quad (13)$$

де $\frac{\dot{r}}{r} = \frac{2C_\infty \sigma v_m^2 D_v}{kT} \frac{1}{r^3} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right)$ – питома швидкість росту кластерів.

Із (13) отримуємо

$$\frac{r_g}{r_k} = \frac{2+x}{1+x}. \quad (14)$$

$$\frac{dg(u)}{g(u)} = - \frac{4u^3 + u(2x^2 + 2x - 1) - 2(1+x)x}{u(u^3 - u^2(2-x^2-x) - u(2x^2 + 2x - 1) + (1+x)x)} \quad (21)$$

Функція розподілу кластерів за розмірами, згідно [32], в інтервалі значень $0 \leq x \leq 1$, знаходиться у вигляді добутку

$$f(r, t) = \varphi(r_g) g'(u), \quad (15)$$

де $g'(u)$ – розподіл кластерів за відносними розмірами, $u = r/r_g$, r_g – максимальний розмір. Функція $\varphi(r_g)$ знаходиться із закону збереження маси дисперсної фази

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho \int_0^{r_g} r^3 f(r, t) dr, \quad (16)$$

після підстановки замість $f(r, t)$ її значення (15)

$$\varphi(r_g) = \frac{Q}{r_g^4}, \quad (17)$$

де $Q = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi \rho \int_0^1 u^3 g'(u) du}$.

Враховавши (17), рівняння (15) переписується

$$f(r, t) \frac{1}{r_g^4} Q \cdot g'(u) = \frac{1}{r_g^4} g(u), \quad (18)$$

де –

$$g(u) = Q \cdot g'(u). \quad (19)$$

Для визначення $g'(u)$ скористаємося рівнянням неперервності (6), підставляючи у нього замість \dot{r} і $f(r, t)$ їх значення з (12) (або (11)) та (18) і переходячи потім від диференціювання по r і t до диференціювання по u , отримаємо

$$\frac{dg'(u)}{g'(u)} = - \frac{4v_g - \frac{1}{u^2} \frac{dv}{du} + 2 \frac{v}{u^3}}{uv_g - \frac{v}{u^2}} du, \quad (20)$$

де $v = \frac{\dot{r} r^2}{B}$, $v_g = \frac{\dot{r}_g r_g^2}{B}$, $\frac{du}{dr} = \frac{1}{r_g}$, $\frac{dv}{dr} = -\frac{v}{r_g}$.

Після підстановки у (20) значень $v = \left(\frac{1-x}{x} u + 1 \right) \left(\frac{2+x}{1+x} u - 1 \right)$ та $v_g = v|_{u=1} = \frac{1}{(1+x)x}$ вираз набуває вигляду

Проінтегрувавши (21) отримаємо узагальнений розподіл Ліфшица-Сльозова-Вагнера

$$g'(u) = u^2(1-u)^{-B}(u+x^2+x)^D \exp\left[\frac{C}{1-u}\right] \quad (22)$$

де $B = \frac{-2x^4 - 4x^3 - 12x^2 - 10x - 5}{A}$, $C = \frac{3x^2 + 3x + 3}{A}$,
 $D = \frac{4x^4 + 8x^3 + 6x^2 + 2x + 1}{A}$, $A = -x^4 - 2x^3 - 3x^2 - 2x - 1$.

При $x = 1$, $B = 11/3$, $C = -1$, $D = -7/3$ і вираз (22) відповідає розподілу Ліфшица-Сльозова

$$g'(u) = u^2(1-u)^{-11/3}(u+2)^{-7/3} \exp\left(-\frac{1}{1-u}\right) \quad (23)$$

При $x = 0$, $B = 5$, $C = -3$, $D = -1$ і вираз (22) переходить у розподіл Вагнера

$$g'(u) = u(1-u)^{-5} \exp\left(-\frac{3}{1-u}\right) \quad (24)$$

У інтервалі $0 \leq x \leq 1$ розподіл за розмірами описується узагальненою функцією Ліфшица-Сльозова-Вагнера (функцією ЛСВ) (19) [6].

3. ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 показано криві, які відповідають розподілу (19), розраховані при різних значеннях параметру x , через інтервал $\Delta x = 0,1$.

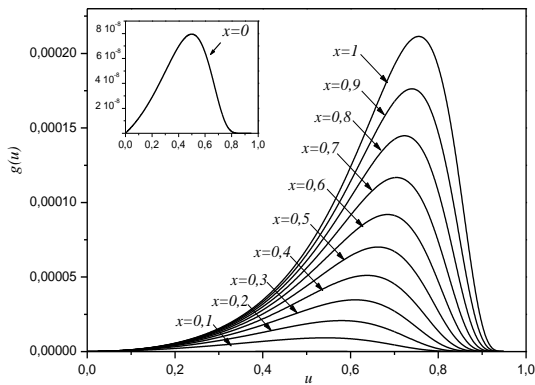


Рис. 1 – Узагальнений розподіл Ліфшица-Сльозова-Вагнера (19) при різних значеннях x , розраховані для КТ InAsSbP

Ці ж криві, нормовані на свої максимуми, показані на рис. 2. У такому нормованому по координатних осях вигляді вони зручні для порівняння з аналогічно нормованими експериментальними гістограмами.

Для порівняння експериментальну гістограму (експериментальну криву) необхідно представити у такому ж нормованому вигляді, як і теоретична крива.

З цією метою, на горизонтальній осі гістограми, вздовж якої відкладаються радіуси r або діаметри d НК, переходять до відносної змінної (до відносного діаметру) $u = r/r_g = d/d_g$, де максимальний діаметр

d_g береться із гістограми. У цьому випадку u на гістограмі буде змінюватися в межах між 0 та 1.

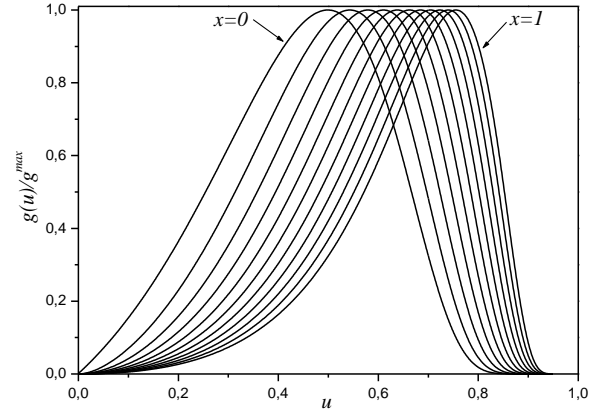


Рис. 2 – Розрахована крива (19) з врахуванням параметрів КТ InAsSbP нормована на свої максимуми, при різних значеннях x

На вертикальній осі гістограми, всі значення, яким відповідає число частинок в одиниці об'єму даного діаметру, у визначеному інтервалі Δd , нормується на максимум гістограми. Таким чином, гістограма також буде нормована по координатним осям на одиницю. Порівнюючи експериментальну гістограму з теоретичною кривою, після попередньої їх побудови в однаковому масштабі, можна побачити наскільки вони відповідають або не відповідають один одному. Для кількісного співставлення необхідно порівнювати відповідні моменти – початкові та центральні, розраховані для експериментального і теоретичного розподілів.

На рис. 3 показані результати порівняння експериментальних розподілів за розмірами КТ InAsSbP, отриманих у роботі [29], попередньо нормованих вказаним вище способом, у залежності від часів росту при $t = 550^\circ\text{C}$: а) 10; б) 20; в) 30 хв, з нормованими теоретичними кривими.

З рис. 3а видно, що представлені на ньому експериментальні дані не описуються ні розподілом Вагнера $x = 0$, ні розподілом Ліфшица-Сльозова $x = 1$. На нашу думку, це означає, що після 10-ти хвилинного росту КТ InAsSbP стадія ОД ще не наступила. Можливо, тут має місце якийсь інший механізм укрупнення НК. Можливо, після десятихвилинної витримки, коли нові зародки більше не утворюються, перенасичення розчиненої речовини на підкладці може все ще залишатися досить великим.

Після 20-ти хвилинного росту при температурі 550°C стадія ОД поступово охоплює частину масиву КТ. Після 30-ти хвилинного росту охоплює ще більше КТ. Про це свідчать результати порівняння показані на рис. 3б, та 3с. Видно, що при значенні параметра $x = 0,6$ теоретичні та експериментальні дані задовільно узгоджуються між собою.

Якщо порівняти наш розрахунок із розрахунком описаним у [12], де автор розглядав об'ємну дифузію сферичних частинок, але тільки для одного механізму масопереносу – дифузійного або вагнерівського, то

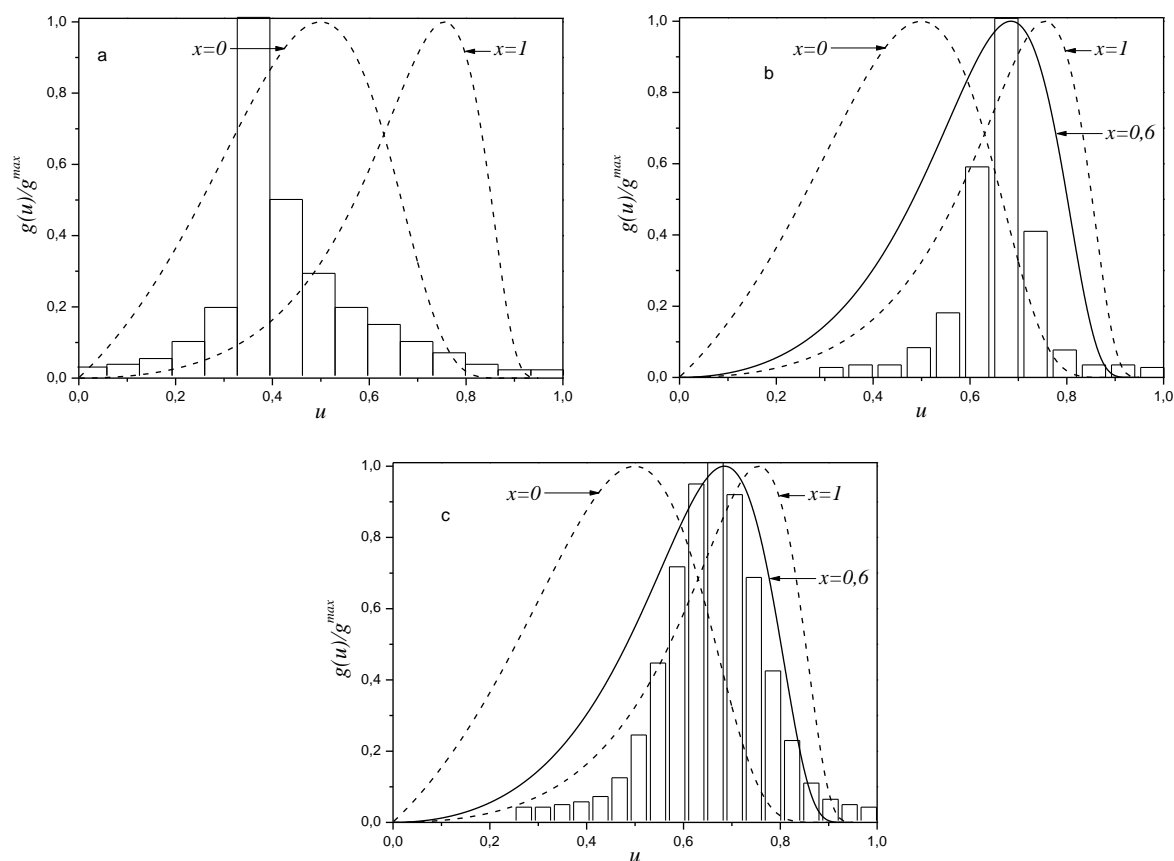


Рис. 3 – Порівняння експериментальних розподілів за розмірами КТ InAsSbP з теоретичними кривими у залежності від тривалості росту: а) 10; б) 20; в) 30 хв [95]

видно, що його розрахунки відображають тільки “хвости” експериментальних розподілів. Ми ж провели розрахунок для одночасної дії двох механізмів росту КТ, та показали, що наші теоретичні криві краще узгоджуються з експериментальними розподілами за розмірами КТ InAsSbP.

Таким чином, можна вважати, що ріст КТ у структурі InAsSbP/InAs(100) на стадії ОД відбувається одночасно за двома механізмами – дифузійним і вагнерівським, і що масообмін між наночастинками здійснюється шляхом дифузії атомів Sb.

Оствальдовское созревание квантовых точек InAsSbP в рамках модифицированной теории ЛСВ

Б.В. Иванский, Р.Д. Венгреневич, В.И. Кривецкий, Ю.М. Кушпир

Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича, ул. Коцюбинского, 2, 58012 Черновцы, Украина

В рамках обобщенной теории Лифшица-Слезова-Вагнера проведен анализ роста квантовых точек InAsSbP/InAs (100) на стадии оствальдовского созревания. Установлено, что после 30-ти минутного роста квантовых точек InAsSbP, их распределение по размерам хорошо аппроксимируется обобщенным распределением Лифшица-Слезова-Вагнера. При этом рост квантовых точек в процессе оствальдовского созревания контролируется одновременно объемной диффузией и химической реакцией. При меньших временах роста квантовых точек стадия оствальдовского созревания наступает частично (20 мин) либо не наступает вообще (10 мин).

Ключевые слова: Оствальдовское созревания, Квантовые точки, Функция распределения по размерам, Объемная диффузия, Химическая реакция.

Ostwald Ripening of the InAsSbP/InAs(100) Quantum Dots in the Framework of the Modified LSW Theory

B.V. Ivanskii, R.D. Vengrenovich, V.I. Kryvetskyi, Yu.M. Kushnir

Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, 2, Kotsubinsky Str., 58012 Chernivtsi, Ukraine

The analysis of quantum dots (QD) growth in InAsSbP/InAs (100) structure at the stage of Ostwald ripening (OR) is carried out in the frames of generalized LSW theory. It is found that after 30 minute growing of InAsSbP QD, their size distribution is well approximated by generalized Lifshitz–Slyozov–Wagner distribution. The growth of QD in the OR process is governed simultaneously by two mechanisms, namely, bulk diffusion and chemical reaction. At shorter time of QD growth, OR stage occurs partially (20 min) or does not occur at all (10 min).

Keywords: Ostwald ripening, Quantum dots, Size distribution function, Bulk diffusion, Chemical reaction.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Р.Д. Венгреневич, Ю.В. Гудыма, С.В. Ярема, *ФММ* **91**, 16 (2001) (R.D. Vengrenovich, Yu.V. Gudyma, S.V. Yarema, *FMM* **91**, 16 (2001)).
2. R.D. Vengrenovich, Yu.V. Gudyma, S.V. Yarema, *Scripta Mater.* **46**, 363 (2002).
3. A.V. Koropov, *Phys. Solid State* **50**, 2184 (2008).
4. A.V. Koropov, *J. Nano- Electron. Phys.* **2** No 4, 31 (2010).
5. A.V. Koropov, *Tech. Phys.* **56**, 1781 (2011).
6. R.D. Vengrenovich, B.V. Ivanskii, A.V. Moskalyuk, *J. Exp. Theor. Phys.* **104**, 906 (2007).
7. R. Vengrenovich, B. Ivanskii, I. Panko, M. Stasyk, *J. Phys. Chem. C* **117** No 26, 13681 (2013).
8. B.V. Ivanskii, I.I. Panko, M.O. Stasyk, S.V. Yarema, I.V. Fesiv, *J. Nano- Electron. Phys.* **6** No 2, 02015 (2014).
9. В.М. Арутюнян, К.М. Гамбарян, В.Г. Арутюнян, П.Г. Сукиассиан, Т. Боек, Я. Шмидтбауэр, Р. Бансен, *Известия НАН Армении, Физика* **48** No 1, 55 (2013) (V.M. Arutyunyan, K.M. Gambaryan, V.G. Arutyunyan, P.G. Sukiassian, T. Boyek, Ya. Schmidtbauer, R. Bansen, *Izvestiya NAN Armenii, Fizika* **48** No 1, 55 (2013)).
10. H. Nitsche, F. Sommer, E.J. Mittemeijer, *J. Non- Cryst. Solids* **351**, 3760 (2005).
11. E.A. Marquis, D.N. Seidman, *Acta Materialia* **49** No 10, 1909 (2001).
12. A.K. Simonyan, *J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)* **48** No 5, 220 (2013).