

Просторовий перерозподіл міжвузлових атомів та вакансій у напівпровідниках під впливом імпульсного лазерного опромінення

Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків*

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,
вул. Івана Франка, 24, 82100 Дрогобич, Україна*

(Received 05 March 2019; revised manuscript received 10 June 2019; published online 25 June 2019)

Розроблено теорію самоузгодженого деформаційно-дифузійного перерозподілу точкових дефектів (міжвузлових атомів та вакансій) у напівпровідниках під впливом імпульсного лазерного опромінення. Ця теорія враховує дифузію дефектів у неоднорідно-деформованому полі (створеному як наявністю самих дефектів, так і градієнтом температури) та нелокальну взаємодію між дефектами та атомами матриці. Встановлено, що залежно від інтенсивності лазерного опромінення, температури підкладки та характерної відстані дії лазерного променя на поверхні напівпровідника чи в його глибині можуть формуватися самоорганізовані наноструктури точкових дефектів. Проведені теоретичні розрахунки добре узгоджуються з експериментальними даними інших наукових робіт.

Ключові слова: Міжвузлові атоми, Вакансії, Лазерне опромінення, Деформація, Дифузія.

DOI: [10.21272/jnep.11\(3\).03018](https://doi.org/10.21272/jnep.11(3).03018)

PACS numbers: 61.46. – w, 43.35. + d

1. ВСТУП

Лазерно-індуковані періодичні поверхневі наноструктури можуть генеруватися практично на будь-якому матеріалі (метали, напівпровідники, діелектрики) при опроміненні лінійно поляризованим випромінюванням і формуються у величезному діапазоні інтервалів імпульсів, починаючи від неперервного хвильового опромінення до декількох фемтосекунд [1-7]. У експериментальній роботі [3] показано, що їх утворення відбувається при нагріванні до температури, більшої за температуру плавлення, і зумовлене ефектом далекодії лазерного імпульсу та пояснюється впливом градієнта тиску поверхневої акустичної хвилі. У роботах [2, 4] під впливом імпульсного лазерного опромінення напівпровідників Ge, Si та їх твердих розчинів отримано наноструктуровану поверхню при її нагріванні до температури, меншої за температуру плавлення. Автори цих робіт розробили якісну модель, яка пояснює формування поверхневих наноструктур за рахунок виникнення градієнта температури і, відповідно, дифузійних потоків міжвузлових атомів та вакансій в неоднорідному деформаційному полі. Причому, міжвузлові атоми накопичуються біля поверхні опроміненого зразка, формуючи поверхневу надгратку, а вакансії – вглибині напівпровідника.

У роботах [8, 9] показано, що у твердих тілах під впливом імпульсного лазерного опромінення з інтенсивністю, більшою за деяке критичне значення, формуються нанопори. Зокрема, у роботі [8] встановлено умови лазерного формування нанопористих структур розміром від 40 до 50 нм і показано, що такі самоорганізовані структури (кластери вакансій) є більш однорідними на відстані декілька мікрометрів від опроміненої поверхні.

Таким чином, для оптимізації технологічного процесу формування лазерно-індукованих напівпровідникових наноструктур та прогнозованого керу-

вання їх фізичними параметрами важливою є інформація про просторовий перерозподіл точкових дефектів (міжвузлових атомів та вакансій) під впливом лазерного опромінення.

У роботі [10] в лінійному наближенні проведено теоретичне дослідження перерозподілу дефектів з урахуванням їх ненульового об'єму на основі стаціонарного рівняння дифузії. Запропоновано модель "деформаційного втягування", в основу якої покладено потік дефектів, модифікований деформаційними ефектами. У цій же роботі показано, що деформаційний потік протидіє дифузійному і за певних умов може його перевищувати. Однак, дана модель не враховує ефекти, обумовлені нелокальною взаємодією між дефектами та атомами матриці. У роботах [11-13] розвинуто теорію спонтанної нуклеації поверхневої нанометрової ґратки, яка обумовлена нестійкістю у системі адатомів, що взаємодіють із самоузгодженою поверхневою акустичною хвилею. У межах даної теорії, яка враховує нелокальну взаємодію між дефектами і атомами матриці та акустоелектронну взаємодію [11, 13], встановлено умови формування нанокластерів на поверхні твердих тіл і визначено періоди нанометрової ґратки як функції концентрації адатомів, електронів провідності та температури. Однак, автори робіт [10-13] не беруть до уваги, що під дією лазерного опромінення виникають градієнти деформації за рахунок неоднорідного нагрівання матеріалу з віддаленням від його опромінюваної поверхні. А цей фактор, як видно з аналізу експериментальних робіт [2, 4], доволі часто є визначальним у формуванні поверхневих наноструктур. У роботі [14] розроблено модель дифузії у напружених твердих тілах за наявності градієнта температури. Однак, дана теорія не враховує деформації, обумовлені самими дефектами, які відіграють важливу роль у їх просторовому перерозподілі [10-13, 15, 16].

У даній роботі розроблено модель самоузгоджено-

* dankivolesya@ukr.net

го деформаційно-дифузійного перерозподілу точкових дефектів (міжвузлових атомів та вакансій) у напівпровідниках під впливом імпульсного лазерного опромінення, яка враховує дифузію дефектів у неоднорідно-деформованому полі, створеному як наявністю самих дефектів, так і градієнтом температури, та нелокальну взаємодію між дефектами та атомами матриці.

2. МОДЕЛЬ

Розглянемо напівпровідник, поверхня якого піддається імпульсному лазерному опроміненню (Рис. 1а). Під дією лазерного опромінення у приповерхневому шарі генеруються точкові дефекти (міжвузлові атоми та вакансії) із середньою концентрацією $N_0 = G_d \tau_d$ (G_d – швидкість генерації дефектів; τ_d – час життя дефекта). Також спостерігається неоднорідне нагрівання матриці вглибину кристалу (Рис. 1б).

У роботах [17, 18] досліджено просторовий розподіл температури у твердих тілах при їх опроміненні фемтосекундним лазером. Такий розподіл добре апроксимується функцією:

$$T(z) = (T_{\max} - T_{\min})e^{-z^2/l_T^2} + T_{\min} \quad (1)$$

де T_{\max} та T_{\min} – температура опромінюваної поверхні (визначається інтенсивністю лазерного опромінення) та температура підкладки (в експерименті це, як правило, кімнатна температура), відповідно; l_T – характерна відстань дії лазерного променя, яка при сталій інтенсивності визначається частотою лазерного імпульсу (криві 1, 2, 3 на Рис. 1б) [17].

За рахунок неоднорідного нагріву напівпровідника виникає неоднорідне деформаційне поле, яке створює деформаційно-дифузійні потоки дефектів. Причому дефекти, які є центрами розтягу (міжвузлові атоми), рухаються в область відносного розтягу (до поверхні кристалу), а дефекти, які є центрами стиску (вакансії) – у протилежному напрямку [15] (Рис. 1с).

За рахунок такого перерозподілу біля поверхні кристалу зростає концентрація міжвузлових атомів, а на певній відстані від поверхні – вакансій. У роботах [19, 20] показано, що в таких дефектно-деформаційних системах при перевищенні деякого критичного значення концентрації дефектів

$$N_{ci} = \frac{E \cdot k_B T}{\theta_i^2} \quad (E - \text{модуль Юнга, } k_B - \text{стала Больц-}$$

$$\frac{d}{dz} \left(D_i \frac{dN_i}{dz} - \frac{N_i D_i \theta_i}{k_B T} \left(\sum_i \frac{\theta_i}{K} \left(\frac{dN_i}{dz} + \frac{d^3 N_i}{dz^3} r_{da}^2 \right) + \alpha \left(\frac{dT}{dz} + \frac{d^3 T}{dz^3} r_{da}^2 \right) \right) \right) + \nu \frac{dN_i}{dz} = 0 \quad (4)$$

Останній доданок виражає той факт, що поверхня напівпровідника зсувається з швидкістю ν за рахунок виходу міжвузлових атомів на поверхню [10].

Врахувавши, що деформаційний потенціал для вакансій набагато менший, ніж для міжвузлових

мана, $\theta_i = K \Delta \Omega_i$ – деформаційний потенціал дефектів, K – модуль всебічного стиску, $i = 1$ – міжвузлові атоми, 2 – вакансії) за рахунок нелінійної взаємодії формуються окремі кластери дефектів та їх періодичні утворення (Рис. 1d). Встановимо умови, при яких є можливим формування самоорганізованих дефектно-деформаційних структур.

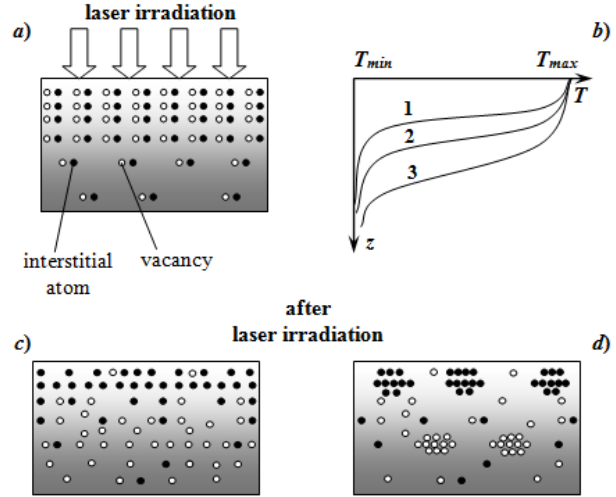


Рис. 1 – Геометрична модель напівпровідника, що піддається впливу лазерного опромінення (а), та просторовий розподіл температури вглибину кристалу (б); геометрична модель напівпровідника після лазерного опромінення (кластери дефектів не формуються (с); виникають кластери дефектів (d))

Потік дефектів у деформаційному полі з урахуванням нелокальної взаємодії між дефектами та атомами матриці має вигляд [19, 21]:

$$j_i = -D_i \frac{dN_i}{dz} + N_i \frac{D_i \theta_i}{k_B T} \left(\frac{d\varepsilon}{dz} + \frac{d^3 \varepsilon}{dz^3} r_{da}^2 \right) \quad (3)$$

де α – температурний коефіцієнт об'ємного розширення. Другий доданок – це потік дефектів у неоднорідному деформаційному полі, створеному самими

дефектами. Тут враховано, що $\varepsilon = \sum_i \frac{\theta_i}{K} N_i$. Третій

доданок – це потік дефектів у неоднорідному деформаційному полі, що виникає за рахунок наявності градієнта температури.

Тоді стаціонарне рівняння дифузії набуде вигляду:

атомів ($\theta_2 \ll \theta_1$), систему рівнянь (4) можна записати у вигляді:

З врахуванням (3) стаціонарне рівняння дифузії можна записати у вигляді:

$$\frac{d}{dz} \left(D_1 \frac{dN_1}{dz} - \frac{N_1 D_1 \theta_1}{k_B T} \left(\frac{\theta_1}{K} \left(\frac{dN_1}{dz} + \frac{d^3 N_1}{dz^3} r_{da}^2 \right) + \alpha \left(\frac{dT}{dz} + \frac{d^3 T}{dz^3} r_{da}^2 \right) \right) \right) + \nu \frac{dN_1}{dz} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(D_2 \frac{\partial N_2}{\partial z} - \frac{N_2 D_2 \theta_2}{k_B T} \left(\frac{\theta_1}{K} \left(\frac{\partial N_1}{\partial z} + \frac{\partial^3 N_1}{\partial z^3} r_{da}^2 \right) + \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} r_{da}^2 \right) \right) \right) + \nu \frac{\partial N_2}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

Проінтегрувавши рівняння (5) та (6) з урахуванням того, що $\frac{dN_i(z \rightarrow \infty)}{dz} = 0$, отримаємо:

$$N_i(z) = C_i T^{b_i} \exp \left(\int \left(\frac{T_{\min}}{T N_{ci}} \left(\frac{dN_1(z)}{dz} + \frac{d^3 N_1(z)}{dz^3} r_{da}^2 \right) + \frac{b_i}{T} \frac{d^3 T(z)}{dz^3} r_{da}^2 - \frac{\nu}{D_i(z)} \right) dz \right), \quad (7)$$

де $b_i = \frac{\alpha \theta_i}{k_B}$, $N_{ci} = \frac{K \cdot k_B T_{\min}}{\theta_i \theta_1}$. Сталі інтегрування визначаються з умови збереження числа дефектів:

$$\int_0^{\infty} (N_i - N_{oi}) dz = 0, \quad (8)$$

$T_{\max} = 1200 \text{ K}$, $T_{\min} = 300 \text{ K}$, $l_T = 5 \text{ nm}$. Критична концентрація (штрихова лінія), при перевищенні якої відбуваються процеси самоорганізації дефектів, розраховувалась за формулою [19, 20]:

$$N_{ci} = \frac{E \cdot k_B T}{\theta_i^2}. \quad (9)$$

Рівняння (7) для концентрації міжвузлових атомів N_1 розв'язувалось методом послідовних наближень, де в правій частині за нульове наближення $N_1(z)$ приймался розв'язок $N_1^{(0)}(z)$ без врахування першого доданку підінтегральної функції (без врахування деформації, обумовленої дефектами):

$$N_1^0(z) = C_1 T(z)^{b_i} \exp \left(\int \left(\frac{b_1}{T} \frac{d^3 T(z)}{dz^3} r_{da}^2 - \frac{\nu}{D_1(z)} \right) dz \right).$$

3. ЧИСЛОВІ РОЗРАХУНКИ ТА ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Розрахунки просторового перерозподілу концентрації міжвузлових атомів та вакансій проводились для напівпровідника Ge при наступних значеннях параметрів:

- 1) коефіцієнт самодифузії германію:
 $D_i = 25,4 \exp(-3,13eV/k_B T) \text{ cm}^2/\text{s}$ [22];
- 2) температурний коефіцієнт об'ємного розширення германію [23]:

$T, \text{ K}$	100	200	300	400	500
$\alpha, 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	0.66	1.5	1.77	1.917	2.046
$T, \text{ K}$	600	800	1000	1200	—
$\alpha, 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	2.16	2.364	2.553	2.553	—

- 3) модуль всебічного стиску

$$K = \frac{c_{11} + c_{12}}{3} = 0,77 \text{ Mbar}, \text{ де } c_{11}, c_{12} - \text{пружні}$$

сталі [24];

- 4) деформаційні потенціали: $\theta_1 = 15 \text{ eV}$ та $\theta_2 = -7 \text{ eV}$; швидкість зсуву поверхні $\nu = 0,1 \text{ nm/s}$ [10].

На Рис. 2, 3 приведено просторовий розподіл міжвузлових атомів та вакансій при різних значеннях їх середньої концентрації та характеристичної відстані взаємодії дефектів з атомами матриці при

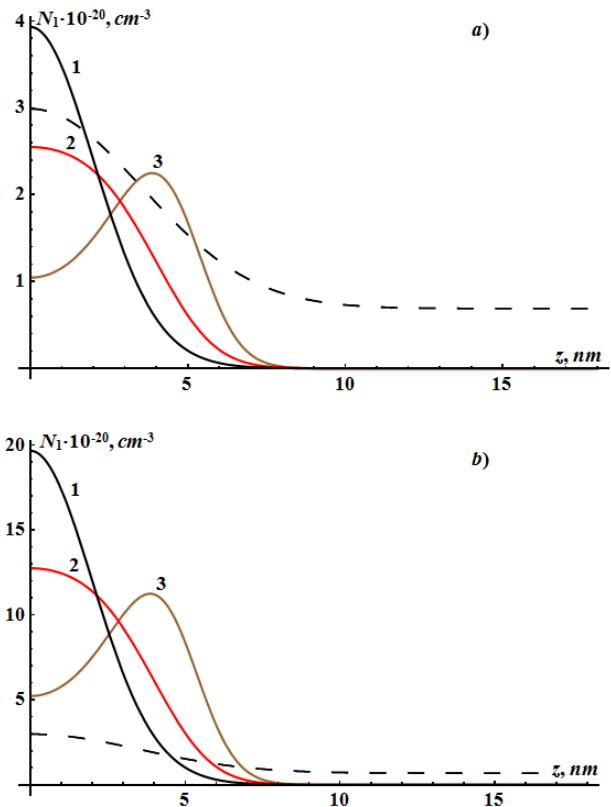


Рис. 2 – Просторовий розподіл міжвузлових атомів при різних значеннях їх середньої концентрації та характеристичної відстані взаємодії дефектів з атомами матриці: 1 – $r_{da} = 0$; 2 – $r_{da} = 4 \text{ nm}$; 3 – $r_{da} = 9 \text{ nm}$; а) $N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; б) $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Штрихова лінія – критична концентрація дефектів

Як бачимо з Рис. 2, міжвузлові атоми накопичуються біля опромінованої поверхні (до 6 nm). Причому при середній концентрації міжвузлових атомів $N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Рис. 2а), їх концентрація перевищує

критичне значення тільки в приповерхневому шарі товщиною ~ 2 nm (при $r_d = 0$) або в шарі 4-6 nm від опромінюваної поверхні (при $r_d \geq 9$ nm). В цих областях напівпровідникової підкладки при даних умовах можуть формуватися поверхневі дефектно-деформаційні структури міжвузлових атомів. Параметр r_d залежить від кристалічної структури, концентрації дефектів та температури і може бути визначений з умови мінімуму вільної енергії дефектної системи [16]. При збільшенні концентрації міжвузлових атомів (збільшенні інтенсивності лазерного опромінення, Рис. 2b) поверхневі наноструктури міжвузлових атомів можуть формуватися в приповерхневому шарі товщиною ~ 6 nm при будь-яких значеннях параметра r_d .

Як бачимо з Рис. 3, вакансії за рахунок деформаційних потоків віддаляються від опромінюваної поверхні і накопичуються на відстані 6-10 nm. Хоча у випадку сильної нелокальної взаємодії (при $r_d \geq 9$ nm) вакансії також можуть накопичуватися і біля поверхні підкладки (крива 3, Рис. 3).

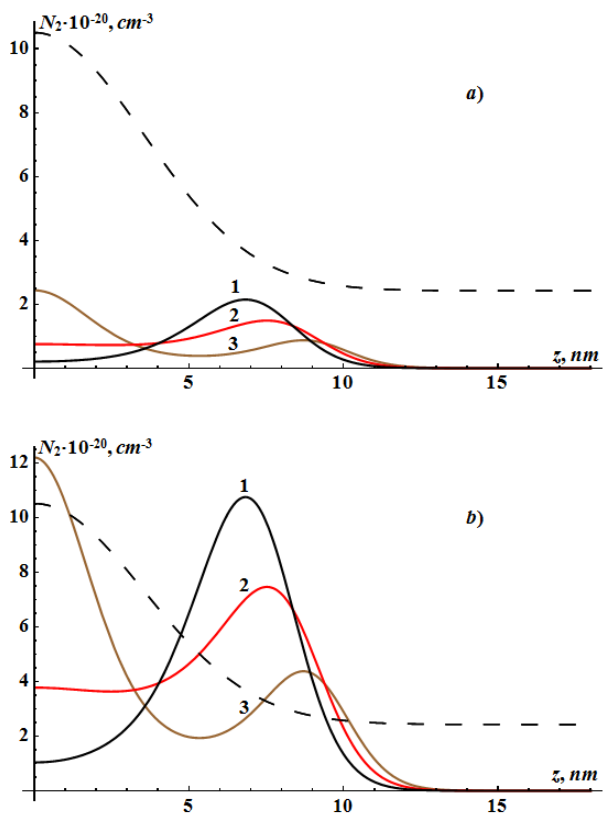


Рис. 3 – Просторовий розподіл вакансій при різних значеннях їх середньої концентрації та характеристичної відстані взаємодії дефектів з атомами матриці: 1 – $r_d = 0$; 2 – $r_d = 4$ nm; 3 – $r_d = 9$ nm; а) $N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; б) $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Штрихова лінія – критична концентрація дефектів

При меншій інтенсивності лазерного опромінення ($N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Рис. 3a) формування самоорганізованих наноструктур вакансій є неможливим. При збільшенні інтенсивності лазерного опромінення ($N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Рис. 3b) на відстані 5-10 nm концентрація вакансій перевищує критичне значення, що призводить до формування їх самоорганізованих структур,

наприклад пор. Ці результати добре узгоджуються з експериментальними результатами робіт [2, 4].

На Рис. 4, 5 приведено просторовий розподіл міжвузлових атомів та вакансій при різних значеннях температури підкладки та характерної відстані дії лазерного променя при середній концентрації дефектів $N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ та при $r_d = 4$ nm. При великій характерній відстані дії лазерного променя (Рис. 4a, b) концентрація міжвузлових атомів перевищує критичне значення біля поверхні напівпровідника тільки при низькій температурі підкладки (крива 3 на Рис. 4a, b). При зменшенні характерної відстані дії лазерного променя l_T (визначається тривалентістю

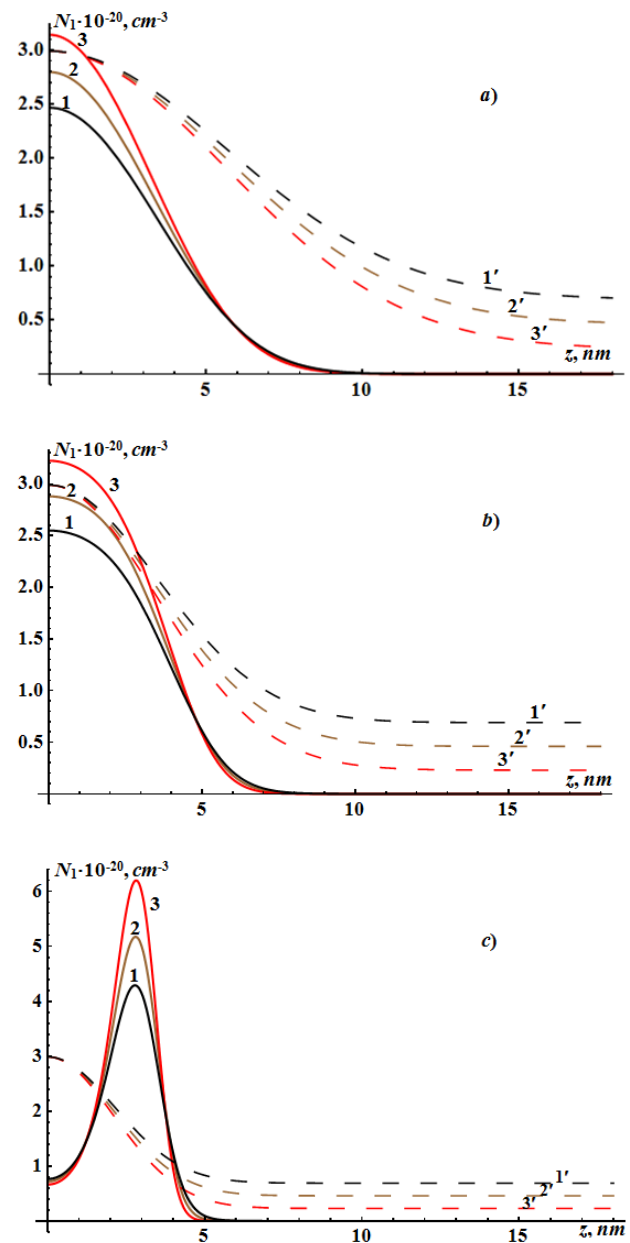


Рис. 4 – Просторовий розподіл міжвузлових атомів ($N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) при різних значеннях характерної відстані дії лазерного променя та температури підкладки: 1 – $T_{min} = 300$ K; 2 – $T_{min} = 200$ K; 3 – $T_{min} = 100$ K; а) $l_T = 8$ nm; б) $l_T = 5$ nm; в) $l_T = 3$ nm

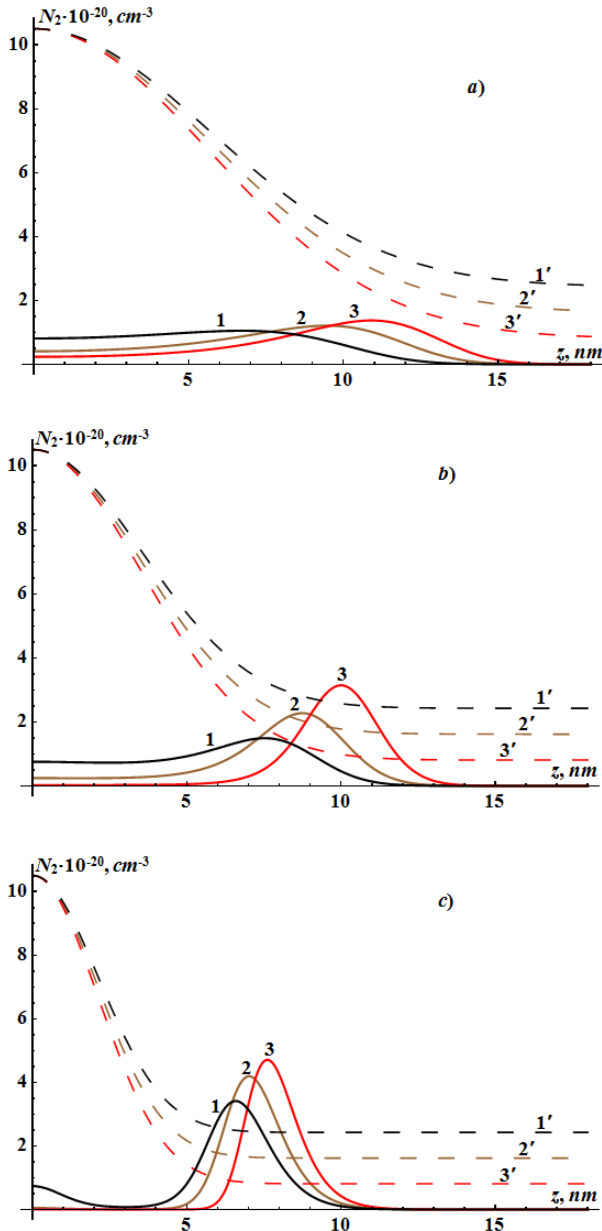


Рис. 5 – Просторовий розподіл вакансій ($N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) при різних значеннях характерної відстані дії лазерного променя та температури підкладки: 1 – $T_{min} = 300 \text{ K}$; 2 – $T_{min} = 200 \text{ K}$; 3 – $T_{min} = 100 \text{ K}$; а) $l_T = 8 \text{ nm}$; б) $l_T = 5 \text{ nm}$; в) $l_T = 3 \text{ nm}$

лазерного імпульсу) приповерхнева область, де можливі самоорганізаційні процеси, спочатку розширюється, а при $l_T < 4 \text{ nm}$ зміщується від поверхні (Рис. 4с). У цьому випадку формування нанокластерів можливе при будь-якій температурі підкладки на відстані 2-4 nm від поверхні.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. N. Berezovska, I. Dmitruk, A. Kalyuzhnyy, A. Dmytruk, I. Blonskyi, *Ukr. J. Phys.* **63**, 406 (2018).
 2. A. Medvid, P. Onufrijevs, R. Jarimaviciute-Gudaitiene, E. Dauksta, I. Prosycevas, *Nanoscale Res. Lett.* **8**, 264 (2013).
 3. A.I. Vlasenko, A. Baidullaeva, V.P. Veleschuk, P.E. Mozol, N.I. Boiko, O.S. Litvin, *Semiconductors* **49**, 229 (2015).

У випадку вакансій (Рис. 5) залежно від характерної відстані дії лазерного променя дефекти накопичуються на відстані 5-15 nm від опромінюваної поверхні. Однак, при $l_T > 7 \text{ nm}$ (Рис. 5а) процеси самоорганізації вакансій неможливі при будь-якій температурі. При зменшенні характерної відстані дії лазерного променя до 5 nm формування самоорганізованих вакансійних структур є можливим тільки при низькій температурі підкладки $T_{min} < 220 \text{ K}$ (Рис. 5б). При зменшенні характерної відстані дії лазерного променя до 3 nm формування самоорганізованих вакансійних структур є можливим при будь-якій температурі підкладки T_{min} (Рис. 5с).

4. ВИСНОВКИ

1. Розроблено модель самоузгодженого деформаційно-дифузійного перерозподілу точкових дефектів (міжвузлових атомів та вакансій) у напівпровідниках під впливом імпульсного лазерного опромінення, яка враховує дифузію дефектів у неоднорідно-деформованому полі, створеному як наявністю самих дефектів, так і градієнтом температури, та нелокальну взаємодію між дефектами і атомами матриці.
2. У межах розробленої моделі досліджено концентраційні профілі міжвузлових атомів та вакансій для Ge при різних значеннях їх середньої концентрації, температури підкладки та характерної відстані дії лазерного променя.
3. Показано, що міжвузлові атоми накопичуються біля опромінюваної поверхні напівпровідника, а вакансії – на відстані 6-10 nm від неї. Цей результат добре узгоджується з експериментальними даними роботи [2]. Оскільки міжвузлові атоми є центрами розтягу, а вакансії – стиску, то біля поверхні виникає неоднорідна деформація, яка призводить до локального зміщення дна зони провідності та вершини валентної зони $\Delta E_{c(v)} = a_{c(v)} \epsilon$ ($a_{c(v)}$ – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності (валентної зони)) [11] і, відповідно, до локалізації в різних областях напівпровідника носіїв різного типу та формування електронно-діркових переходів.
4. На основі порівняння концентраційних профілів міжвузлових атомів та вакансій з критичними значеннями концентрацій, при перевищенні яких відбуваються процеси самоорганізації, проаналізовано можливість формування нанокластерів дефектів у напівпровіднику Ge.

7. J. Bonse, S. Höhm, S.V. Kirner, A. Rosenfeld, J. Krüger, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **23**, 9000615 (2017).
8. N.L. Kazanskiy, S.P. Murzin, Ye.L. Osetrov, V.I. Tregub, *Opt. Lasers Eng.* **49**, 1264 (2011).
9. E.O. Kissi, Y. Bellouard, *Opt. Expr.* **26**, 14024 (2018).
10. L. Capello *Structural investigation of silicon after ion-implantation using combined x-ray scattering method* (Lyon: Université Claude Bernard: 2005).
11. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, S.K. Guba, *Cond. Mater. Phys.* **22**, 13801 (2019).
12. V.I. Emel'yanov, A. Baidullaeva, A.I. Vlasenko, P.E. Mozol, *Quantum Electron.* **38**, 245 (2008).
13. R.M. Peleshchak, I.I. Lazurchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, G.G. Zegrya, *Semiconductors* **50**, 314 (2016).
14. M. Chepak-Gizbrekht, A. Knyazeva, *Adv. Mater. Res.* **880**, 259 (2014).
15. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Ukr. J. Phys.* **61**, 741 (2016).
16. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *J. Nano-Electron. Phys.* **8**, 02014 (2016).
17. L. Lu, Y. Shi, Ch. Xu, G. Xu, J. Wang, B. Xu, *Phys. Procedia* **32**, 39 (2012).
18. S.B. Mansoor, B.S. Yilbas, *J. Laser Micro/Nanoeng.* **7**, 176 (2012).
19. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *J. Nano-Electron. Phys.* **10**, 01014 (2018).
20. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Ukr. J. Phys.* **55**, 434 (2010).
21. M.Di Paola, G. Failla, M. Zingales, *Int. J. Sol. Str.* **47**, 2347 (2010).
22. G. Kissinger, S. Pizzini, *Silicon, Germanium, and Their Alloys: Growth, Defects, Impurities, and nanocrystals* (Boca Raton: CRS Press Taylor and Francis Group: 2014).
23. O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz, *Springer Materials. Germanium (Ge), lattice parameter, thermal expansion* (Springer-Verlag: Berlin: Heidelberg: 2002)
24. O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz, *Springer Materials. Germanium (Ge) elastic moduli* (Springer: Berlin: Heidelberg: 2002).

Spatial Redistribution of Interstitial Atoms and Vacancies in Semiconductors under the Influence of Pulsed Laser Irradiation

R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv

Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, 24, Ivan Franko St., 82100 Drohobych, Ukraine

The theory of self-consistent deformation-diffusion redistribution of dot defects (interstitial atoms and vacancies) in semiconductors under the influence of pulsed laser irradiation is developed. This theory takes into account the diffusion of defects in nonuniformly deformed field (created both by the presence of defects itself and by a gradient of temperature) and non-local interaction between defects and atoms of the matrix. It is established that depending on the intensity of laser irradiation, the temperature of the substrate and the characteristic distance of action of the laser beam, on the surface of the semiconductor or in its depth, self-organized nanostructures of dot defects can be formed. The conducted theoretical calculations are well consistent with the experimental data of other scientific papers.

Keywords: Interstitial atoms, Vacancies, Laser irradiation, Deformation, Diffusion.