

УДК 538.915 + 539.3

## Вплив деформаційних ефектів на формування нанокластерів імплантованих домішок

Пелешак Р. М., Кузик О. В., Даньків О. О., Галь Ю. М.

peleshchak@rambler.ru

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра загальної фізики,  
вул. Стрийська 3, м. Дрогобич, 82100

Розвинуто нелінійну дифузійно-деформаційну теорію самоорганізації нанокластерів імплантованих домішок, яка враховує пружну взаємодію імплантованих домішок між собою та з атомами матриці. У межах даної теорії встановлено критерії формування нанокластерів імплантованих домішок. Визначено характеристичну довжину взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці та розмір нанокластера залежно від середньої концентрації домішок.

## 1. Вступ

Одним з нових напрямків використання іонної імплантації є синтез нанокластерів в діелектричних [1, 2] та напівпровідникових матрицях [3]. Формування нанокластерів домішкових атомів у напівпровідниковій кристалічній матриці із заданою концентрацією та структурою є принципово новим підходом в отриманні нанорозмірних структур. Наприклад, альтернативним для існуючого методу молекулярно-променевої епітаксії створення гетероструктур Si/Ge з квантовими точками Ge є більш дешевий метод іонної імплантації, який дозволяє отримувати нанокластери у всьому об'ємі кристалу, керувати їх розмірами та структурою [4].

На сьогодні опубліковано ряд теоретичних робіт, присвячених самоорганізації в процесі росту кристалів [5 – 7], при ядерному і лазерному опроміненні [8 – 10], які можуть бути певним чином використані і для розвитку теорії самоорганізації при формуванні нанорозмірних впорядкованих структур в імплантованих напівпровідниках.

У даній роботі побудовано дифузійно-деформаційну теорію формування самоорганізованих нанокластерів імплантованих домішок.

Нелінійна взаємодія імплантованих домішок із самоузгодженим полем механічної деформації, зумовленої наявністю цих домішок, призводить до утворення впорядкованих структур – кластерів. Домішка, яка потрапляє у матрицю призводить до зміни її об'єму та енергії, а початкова флуктуація деформації при певних умовах зумовлює виникнення деформаційно-індукованих потоків імплантованих домішок. У результаті в неоднорідному деформаційно-концентраційному полі з'являються сили, пропорційні градієнтам концентрації та деформації, які додатково деформують матрицю. Ці сили спричиняють наростання початкової флуктуації та призводять до самоорганізації кластерів домішок.

## 2. Модель

Розглянемо сферично-симетричну дефектно-кристалічну систему, в центрі якої ( $r = 0$ ) вна-

слідок нелінійної взаємодії домішок через пружне поле формується кластер цих домішок. Радіус імплантованої матриці  $R_0 \gg l_d$ , де  $l_d$  – середня довжина вільного пробігу домішки.

Потенціальна енергія пружної взаємодії імплантованої домішки може бути представлена у вигляді:

$$U_i = U_{dd}^{\text{int}} + U_{da}^{\text{int}}, \quad (1)$$

де перший доданок визначає енергію взаємодії домішок між собою, а другий – домішок з атомами кристалічної матриці.

Пружні сили, що виникають у результаті наявності домішки ненульового об'єму, виконують роботу зі зміни об'єму кристалічної матриці:

$$A = -\sigma_{rr} \Delta \Omega_d, \quad (2)$$

де  $\Delta \Omega_d$  – зміна об'єму кристалу однією домішкою;  $\sigma_{rr}$  – радіальна складова тензора механічної напруги в кристалі, яка виникає за рахунок взаємодії домішки з пружним полем матриці  $\varepsilon_{rr} = \varepsilon = \frac{\partial u_r}{\partial r}$ ;  $\varepsilon_{rr}$  та  $u_r$  – радіальні компоненти тензора деформації та вектора зміщень, відповідно.

Пружні поля імплантованих домішок, зміщуючи атоми в околі інших домішок, створюють сили, що діють на них і є причиною їх пружної взаємодії. Енергія цієї взаємодії зменшується за степеневим законом і є достатньо великою, якщо домішки сильно спотворюють кристалічну ґратку [11]. У роботі [11] показано, що така енергія пружної взаємодії дефектів у ізотропних тілах дорівнює нулю. Але поряд з пружною взаємодією дефектів, яка зменшується з відстанню за степеневим законом, має місце взаємодія, яка плавно змінюється на відстанях порядку розміру кристалу і пов'язана із силами дзеркального зображення, прикладеними до поверхні кристалу [11]. Така енергія  $U_{dd}^{\text{int}}$  взаємодії імплантованої домішки, що знаходиться в положенні  $r'$ , з іншими домішками з концентрацією  $N(r)$  практично не залежить від положення домішки  $r'$  і може бути визначена наступним чином [11]:

$$U_{dd}^{\text{int}}(r) = -\frac{2}{3}K\frac{1-2\nu}{1-\nu}N(r)\Delta\Omega_d^2, \quad (3)$$

$K$  – модуль всебічного стиску;  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона.

З врахуванням (2) енергію взаємодії імплантованої домішки з атомами матриці  $U_{da}^{\text{int}}$  через пружне поле можна визначити так:

$$U_{da}^{\text{int}}(r, r') = -K\varepsilon(r, r')\Delta\Omega_d. \quad (4)$$

Розкладемо оператор взаємодії  $U_{da}^{\text{int}}$  в ряд Тейлора в околі точки, що відповідає мінімуму потенціальної енергії:

$$U_{da}^{\text{int}}(r) = -K\varepsilon(r)\Delta\Omega_d - K\frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}r_{da}^2\Delta\Omega_d, \quad (5)$$

де  $r_{da}$  – характеристична відстань взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці.

Пружне поле, що виникає в імплантованій матриці, діє на домішку із силою

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= -\text{grad}U_i = \\ &= K\Delta\Omega_d\text{grad}\left(\frac{2}{3}\frac{1-2\nu}{1-\nu}N(r)\Delta\Omega_d + \varepsilon(r) + \frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}r_{da}^2\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Під дією цієї сили домішки у пружному полі отримують швидкість

$$\begin{aligned} v &= \mu\mathbf{F} = \frac{DK}{k_BT} \times \\ &\times \text{grad}\left(\frac{2}{3}\frac{1-2\nu}{1-\nu}N(r)\Delta\Omega_d + \right. \\ &\left. + \varepsilon(r)\Delta\Omega_d + \frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}r_{da}^2\Delta\Omega_d\right) \end{aligned} \quad (7)$$

де  $D$  – коефіцієнт дифузії;  $T$  – температура;  $k_B$  – стала Больцмана. Тут для визначення рухливості домішок використано співвідношення Ейнштейна.

Як бачимо з формули (7), швидкість домішок у пружному полі визначається градієнтами деформації і концентрації дефектів та зміною об'єму кристалу цими домішками. Аналіз цієї формули показує, що градієнт концентрації створює деформаційний потік, який напрямлений, на відміну від звичайного дифузійного потоку, в сторону збільшення концентрації домішок (перший доданок). Окрім цього, домішки, які є центрами розтягу ( $\Delta\Omega_d > 0$ ) будуть рухатися в область, що зазнає відносного розтягу, а домішки, які є центрами стиску ( $\Delta\Omega_d < 0$ ) будуть рухатися в область, що зазнає відносного стиску (другий доданок).

З врахуванням (7) стаціонарний потік імплантованих домішок можна записати у вигляді:

$$j = -D\frac{\partial N}{\partial r} + N\frac{DK}{k_BT} \times$$

$$\times \left(\frac{2}{3}\frac{1-2\nu}{1-\nu}\frac{\partial N}{\partial r}\Delta\Omega_d^2 + \frac{\partial\varepsilon}{\partial r}\Delta\Omega_d + \frac{\partial^3\varepsilon}{\partial r^3}r_{da}^2\Delta\Omega_d\right) - v_0N, \quad (8)$$

де  $v_0$  – швидкість зсуву поверхні кристалу внаслідок розпилення налітаючими іонами [12].

Густина потенціальної енергії пружного континууму без домішок з врахуванням ангармонічних доданків може бути представлена у вигляді:

$$\begin{aligned} U_a &= \frac{1}{2}K\varepsilon^2(r) + \frac{1}{3}K\alpha\varepsilon^3(r) + \frac{1}{4}K\beta\varepsilon^4(r) + \\ &+ Ka_0^2\frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}\varepsilon(r), \end{aligned} \quad (9)$$

де  $\alpha, \beta$  – константи пружного ангармонізму;  $a_0$  – характеристична відстань взаємодії атомів кристалічної матриці між собою, яка приблизно дорівнює параметру кристалічної ґратки матриці.

Тоді з врахуванням (1), (3), (5) та (9) вираз для густини вільної енергії кристалу з імплантованими домішками матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \Phi &= U_a + NU_i - TS = \frac{1}{2}K\varepsilon^2(r) + \frac{1}{3}K\alpha\varepsilon^3(r) \\ &+ \frac{1}{4}K\beta\varepsilon^4(r) + Ka_0^2\frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}\varepsilon(r) - \\ &- \frac{1}{3}K\frac{1-2\nu}{1-\nu}N^2(r)\Delta\Omega_d^2 - KN(r)\varepsilon(r)\Delta\Omega_d - \\ &- KN(r)\frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}r_{da}^2\Delta\Omega_d - TS, \end{aligned} \quad (10)$$

де  $S$  – густина ентропії.

Використавши співвідношення  $\sigma_{rr} \equiv \sigma = \frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon_{rr}} \equiv \frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon}$  [13], отримаємо вираз для механічної напруги в імплантованій кристалічній матриці:

$$\begin{aligned} \sigma &= K\varepsilon + K\alpha\varepsilon^2 + K\beta\varepsilon^3 + Ka_0^2\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial r^2} - \\ &- \frac{2}{3}K\frac{1-2\nu}{1-\nu}N\frac{\partial N}{\partial\varepsilon}\Delta\Omega_d^2 - KN\Delta\Omega_d - \\ &- K\frac{\partial N}{\partial\varepsilon}\varepsilon(r)\Delta\Omega_d - K\frac{\partial N}{\partial\varepsilon}\frac{\partial^2\varepsilon(r)}{\partial r^2}r_{da}^2\Delta\Omega_d. \end{aligned} \quad (11)$$

З умови рівноваги деформованого тіла  $\frac{\partial\sigma}{\partial r} = 0$  отримаємо рівняння для деформації:

$$\begin{aligned} &K\frac{\partial\varepsilon}{\partial r}\left(1 - \frac{\partial N}{\partial\varepsilon}\Delta\Omega_d\right) + K\alpha\frac{\partial(\varepsilon^2)}{\partial r} + \\ &+ K\beta\frac{\partial(\varepsilon^3)}{\partial r} + K\frac{\partial^3\varepsilon}{\partial r^3}\left(a_0^2 - \frac{\partial N}{\partial\varepsilon}r_{da}^2\Delta\Omega_d\right) - \\ &- K\frac{\partial N}{\partial r}\left(\frac{2}{3}\frac{1-2\nu}{1-\nu}\frac{\partial N}{\partial\varepsilon}\Delta\Omega_d^2 + \Delta\Omega_d\right) = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Представимо концентрацію домішок та деформацію матриці у вигляді:

$$N(r) = N_1(r) + N_0, \quad (13)$$

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_1(r) + N_0 \Delta \Omega_d, \quad (14)$$

де  $N_0 = -\frac{j}{v_0}$ . Знак “-” вказує на те, що потік домішок та швидкість зсуву поверхні кристалу внаслідок розпилення налітаючими іонами напрямлені у протилежні сторони.

Підставивши (13) і (14) у (8) та (12) з врахуванням того, що  $N_1(r) \ll N_0$  та при  $r \rightarrow R_0$  повинні виконуватись умови  $\frac{\partial N_1}{\partial r} = 0$  та  $\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} = 0$ , отримаємо рівняння для  $N_1(r)$  та  $\varepsilon_1(r)$ :

$$D \frac{\partial N_1}{\partial r} - N_0 \frac{DK}{k_B T} \times \\ \times \left( \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\partial N_1}{\partial r} \Delta \Omega_d^2 + \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} \Delta \Omega_d + \frac{\partial^3 \varepsilon_1}{\partial r^3} r_{da}^2 \Delta \Omega_d \right) = 0; \quad (15)$$

$$K \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} \left( 1 - \frac{\partial N_1}{\partial \varepsilon_1} \Delta \Omega_d \right) + K \alpha \left( 2 N_0 \Delta \Omega_d \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} + \frac{\partial (\varepsilon_1^2)}{\partial r} \right) + K \beta \left( 3 (N_0 \Delta \Omega_d)^2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} + 3 N_0 \Delta \Omega_d \frac{\partial (\varepsilon_1^2)}{\partial r} + \frac{\partial (\varepsilon_1^3)}{\partial r} \right) + \\ + K \frac{\partial^3 \varepsilon_1}{\partial r^3} \left( a_0^2 - \frac{\partial N_1}{\partial \varepsilon_1} r_{da}^2 \Delta \Omega_d \right) - \\ - K \frac{\partial N_1}{\partial r} \left( \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\partial N_1}{\partial \varepsilon_1} \Delta \Omega_d^2 + \Delta \Omega_d \right) = 0. \quad (16)$$

Проінтегрувавши рівняння (15), отримаємо:

$$N_1 = \frac{1}{\Delta \Omega_d} \frac{N_0/N_c}{1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} N_0/N_c} \left( \varepsilon_1 + \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial r^2} r_{da}^2 \right), \quad (17)$$

де  $N_c = \frac{k_B T}{K \Delta \Omega_d^2}$ .

Значення константи  $N_0$  може бути знайдене з умови:

$$\int_V N(r) dV = Q, \quad (18)$$

де  $V$  – об’єм імпантованої матриці;  $Q$  – кількість домішок у матриці.

Підставимо (17) у (16) та отримаємо рівняння для деформації, яке після інтегрування можна записати у вигляді:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial r^2} - a \varepsilon_1 + f \varepsilon_1^2 - c \varepsilon_1^3 = 0, \quad (19)$$

$$a = \frac{1 - 2\gamma - 2\gamma^2 - 2|\alpha| \frac{k_B T \gamma}{K \Delta \Omega_d (1+\gamma)} + 3\beta \left( \frac{k_B T \gamma}{K \Delta \Omega_d (1+\gamma)} \right)^2}{2r_{da}^2 \left( \gamma^2 + \gamma - \frac{a_0^2}{2r_{da}^2} \right)};$$

$$f = \frac{|\alpha| - 3\beta \frac{k_B T \gamma}{K \Delta \Omega_d (1+\gamma)}}{2r_{da}^2 \left( \gamma^2 + \gamma - \frac{a_0^2}{2r_{da}^2} \right)};$$

$$c = \frac{\beta}{2r_{da}^2 \left( \gamma^2 + \gamma - \frac{a_0^2}{2r_{da}^2} \right)};$$

$$\gamma = \frac{N_0/N_c}{1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} N_0/N_c}.$$

Тут враховано, що  $\alpha < 0$ ,  $\beta > 0$  [13].

### 3. Отримані результати та їх обговорення

Якщо параметр  $\gamma$  приймає значення з діпазону  $0 < \gamma < \gamma_c$  ( $\gamma_c = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{a_0^2}{2r_{da}^2}}$ ), то  $\varepsilon_1 = 0$ , а  $N(r) = N_0$ , тобто процеси самоорганізації не відбуваються.

При перевищенні параметром  $\gamma$  критичного значення  $\gamma > \gamma_c$  просторово однорідний розв’язок стає нестійким і виникає новий просторово неоднорідний стаціонарний стан. Залежно від величини параметра  $\gamma$  розв’язок рівняння (19) матиме вигляд:

$$\varepsilon_1(r) = \text{sign} \Delta \Omega_d \frac{A}{B + \text{sh}(-\sqrt{a}r)}, \quad \gamma_c < \gamma < \gamma_{c1} \quad (20)$$

$$\varepsilon_1(r) = \text{sign} \Delta \Omega_d \frac{A}{B + \text{ch}(\sqrt{a}r)}, \quad \gamma_{c1} < \gamma < \gamma_{c2} \quad (21)$$

$$\varepsilon_1(r) = \text{sign} \Delta \Omega_d \frac{A}{B + \sin(\sqrt{|a|}r)}, \quad \gamma > \gamma_{c2} \quad (22)$$

де  $\gamma_{c1} \approx -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{3}{4} - \frac{\alpha^2}{9\beta}}$ ,  $\gamma_{c2} \approx -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2}$ ,

$A = 3\sqrt{2}|a|(|9ca - 2f^2|)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $B = \sqrt{2}f(|9ca - 2f^2|)^{-\frac{1}{2}}$ .

Таким чином, при  $\gamma_c < \gamma < \gamma_{c2}$  формуються кластери імпантованих домішок, радіус яких може бути визначений наступним чином:

$$d = \frac{1}{\sqrt{a}}. \quad (23)$$

При  $\gamma > \gamma_{c2}$  утворюються періодичні домішкові структури з періодом  $\frac{2\pi}{\sqrt{|a|}}$ . Розмір кластера в основному визначається характеристичною відстанню взаємодії імпантованих домішок з атомами матриці  $r_{da}$ , а також параметром  $\gamma$  (середньою концентрацією домішок), пружними сталими матеріалу імпантованої матриці, температурою та зміною об’єму кристалу однією домішкою  $\Delta \Omega_d$ . Очевидно, що характеристична відстань взаємодії імпантованих домішок з атомами матриці  $r_{da}$

залежить від концентрації домішок, тобто від параметра  $\gamma$ , і може бути оцінена з графіка залежності вільної енергії пружно-деформованого кристалу від величини  $r_{da}$ . На рис. 1 приведено залежність середнього значення густини вільної енергії  $\tilde{\Phi}(r_{da})$  від характеристичної відстані взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці  $r_{da}$  при різних значеннях параметра  $\gamma$  та коефіцієнта пружного ангармонізму  $\alpha$ , де

$$\tilde{\Phi}(r_{da}) = \frac{1}{V} \int_V \Phi(r, r_{da}) dV.$$

Причому до уваги бралися тільки ті доданки (10), які залежать від  $r_{da}$ . Розрахунки проводилися при наступних значеннях параметрів:  $T = 300^\circ\text{C}$ ;  $\Delta\Omega_d = 0.125 \text{ нм}^3$ ;  $a_0 = 0.5 \text{ нм}$ ;  $K = 450 \text{ еВ/нм}^3$ ;  $\nu = 0.35$ ;  $R_0 = 0.5 \text{ мкм}$ ;  $\frac{\alpha^2}{\beta} = 2$  [13].

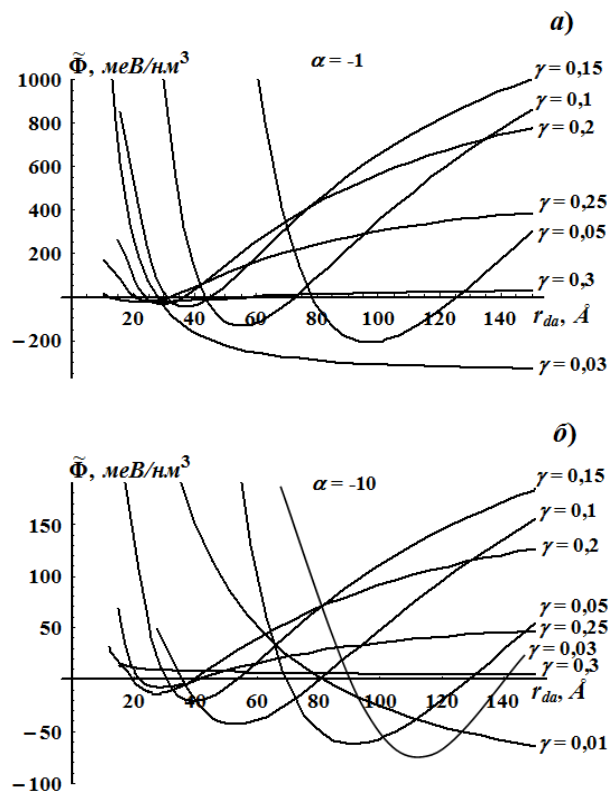


Рис. 1. Залежність середнього значення густини вільної енергії від характеристичної відстані взаємодії імплантованих домішок

Аналіз залежності  $\tilde{\Phi}(r_{da})$  дозволяє встановити чи є в даній системі термодинамічна тенденція до коалесценції. При малих значеннях параметра  $\gamma$  ( $\gamma < 0.02$ ) мінімум вільної енергії відповідає домішковій структурі, для якої характеристична відстань взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці  $r_{da}$  прямує до безмежності. А, отже, й розмір кластера (рис. 2) також буде нескінченно великим. Це означає, що енергетично вигідним є об'єднання всіх кластерів у один, тобто в системі є тенденція до коалесценції. При збільшенні параметра

$\gamma$  в діапазоні  $0.05 \leq \gamma \leq 0.25$  мінімум енергії досягається при певних оптимальних значеннях характеристичної відстані взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці. У цьому випадку об'єднання кластерів домішок не є енергетично вигідним і тенденція до коалесценції відсутня. При  $\gamma \geq 0.3$  мінімум вільної енергії є незначним (рис. 1, а) або взагалі відсутній (рис. 1, б). У цьому випадку система знову стає нестійкою до коалесценції.

На рис. 2 приведено залежність розміру кластера імплантованих домішок від величини їх відносної середньої концентрації. У діапазоні  $0.05 \leq \frac{N_0}{N_c} \leq 0.2$  розмір нанокластера практично не змінюється при збільшенні концентрації домішок. Це пов'язано з тим, що при збільшенні концентрації домішок розмір кластера зростає, але одночасно зменшується характеристична відстань взаємодії домішок з атомами матриці, що компенсує дію першого фактору. Тому можна очікувати, що при наявності домішок з концентрацією з діапазону  $0.05 \leq \frac{N_0}{N_c} \leq 0.2$  будуть формуватися однорідні за розмірами нанокластери. За межами цього діапазону незначна зміна концентрації домішок призводить до суттєвої зміни розміру нанокластера (рис. 2). Тому при імплантації домішок з середньою концентрацією  $N_0 < 0.05N_c$  та  $N_0 > 0.25N_c$  очікуваною є велика дисперсія розміру нанокластера.

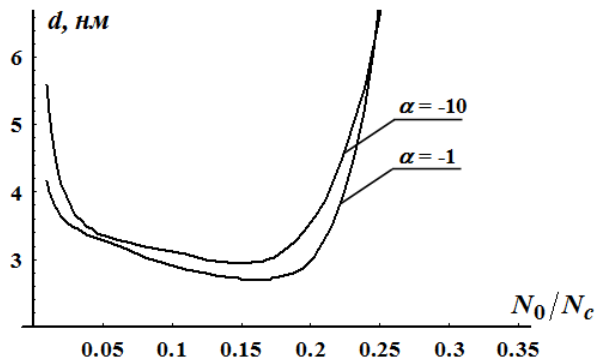


Рис. 2. Залежність розміру кластера імплантованих домішок від величини їх відносної концентрації

Величина  $N_c$  залежить від температури, пружних сталей імплантованої матриці та зміни об'єму кристала однією домішкою  $\Delta\Omega_d$ . У випадку, якщо домішка заміщує атом матриці, то  $\Delta\Omega_d = \frac{4}{3}\pi(r_i^3 - r_0^3)$ , де  $r_i$ ,  $r_0$  – іонний радіус домішки та атома матриці, відповідно. Якщо ж домішка знаходиться у міжвузлі, то збільшення об'єму кристала  $\Delta\Omega_d = a_i^3$  [14], де  $a_i$  – параметр ґратки домішки. У цьому випадку  $N_c$  приймає значення з діапазону  $10^{18} \text{ см}^{-3} < N_c < 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Якщо домішка заміщує атом матриці, то  $N_c > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  і суттєво залежить від різниці іонних радіусів домішки та атома матриці. Якщо іонні радіуси відрізняються мало, то значення  $N_c$  є практично недосяжним і у цьому випадку процеси самоорганізації

відсутні. Розрахунки вільної енергії (рис. 1) та розміру кластера (рис. 2) проводились при двох значеннях константи пружного ангармонізму  $\alpha = -1$  та  $\alpha = -10$ . Константа пружного ангармонізму  $\alpha$  може бути визначена через температурний коефіцієнт лінійного розширення  $\alpha_p$ :  $\alpha = -\frac{\alpha_p \cdot E \cdot a_0^3}{k_B}$  [14], де  $E$  – модуль Юнга. Для матеріалів GaAs, InAs, GaSb, InSb, ZnS  $\alpha \sim -10$ ; для Si, SiO<sub>2</sub>  $\alpha \sim -1$ .

При більших значеннях константи пружного ангармонізму процеси самоорганізації розпочинаються при менших значеннях відносної концентрації домішок. Зокрема, при  $\alpha = -10$  і  $\gamma = 0.03$  мінімум вільної енергії досягається при значенні  $r_{da} = 11,2$  нм, а при  $\alpha = -1$  і  $\gamma = 0.03$  характеристична відстань взаємодії імплантованих домішок з атомами матриці  $r_{da}$  прямує до безмежності.

## Бібліографія

- [1] Yamada I., Matsuo J., Tojoda N. Cluster ion beam process technology // Physics Research B. — 2003. — **206**. — P. 820–825.
- [2] Боряков А.В., Николичев Д.Е., Тетельбаум Д.И., Белов А.И., Ершов А.В., Михайлов А.Н. Химический и фазовый состав пленок оксида кремния с нанокластерами, полученными путем ионной имплантации углерода // ФТТ. — 2012. — **54**, № 2. — С. 370–377.
- [3] Пархоменко Ю.Н., Белогорохов А.С., Герасименко И.Н., Иржак А.В., Лисаченко М.Г. Свойства самоорганизованных SiGe наноструктур, полученных методом ионной имплантации // ФТП. — 2004. — **38**, № 5. — С. 593–598.
- [4] Герасименко Н.Н., Троицкий В.Ю., Валяев А.А., Павлюченко М.Н., Джаманбаалин К.К. Формирование наноразмерных структур в кремнии путем внедрения ионов германия // Перспективные материалы. — 2002. — **5**, № 5. — С. 26–31.
- [5] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. — 1998. — **32**, № 4. — С. 385–410.
- [6] Tersoff J. Spinodal decomposition during step-flow growth // Phys. Rev. B. — 1997. — **56**, № 8. — P. R4394–R4397.
- [7] Ipatova I.P., Malyshev V.G., Maradudin A.A. Kinetic instability of semiconductor alloy growth // Phys. Rev. B. — 1998. — **57**, № 20. — P. 968–972.
- [8] Михайловский В.В., Расселл К.С., Сугаков В.И. Образование сверхрешеток плотности дефектов в бинарных соединениях при ядерном облучении // ФТТ. — 2000. — **42**, № 3. — С. 471–477.
- [9] Емельянов В.И., Рогачева А.В. Пространственная самоорганизация волны генерации дефектов и образование упорядоченных кристаллографически ориентированных областей оптического повреждения при действии на кристаллы лазерного излучения // Квантовая электроника. — 2004. — **34**, № 6. — С. 531–536.
- [10] Mirzade F.Kh., Alakverdiev K.R., Salaeva Z.Yu. Self-organization of nanometer periodic structures of clusters in solids // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. — 2008. — **8**, № 2. — P. 764–769.
- [11] Кривоглаз М.А. Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах. — Киев: Наукова думка, 1983. — 408 с.
- [12] Емельянов В.И., Панин И.М. Образование нанометровых упорядоченных дефектно-деформационных структур в твердых телах при воздействии на них потоков энергии // ФТТ. — 1997. — **39**, № 11. — С. 2029–2035.
- [13] Косевич А.М. Теория кристаллической решетки. — Харків: Вища школа, 1988. — 439 с.
- [14] Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. — Москва: Мир, 1978. — 616 с.