

УДК 621.315.592+530.1+539.2

ПРОСТОРОВО-ЧАСОВА ЕВОЛЮЦІЯ НЕЛІНІЙНИХ ХВИЛЕУТВОРЕНЬ ТА КОЛИВАНЬ У НАНОМЕТРОВИХ КЛАСТЕРАХ І ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУРАХ ТВЕРДИХ ТІЛ ПРИ ВПЛИВІ НА НИХ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПУЧКІВ

Д.Г. ВОЙТЮК, к.т.н., проф., чл.-кор. НААН;

Ю.В. ЧОВНІЮК, к.т.н., проф. МКА;

Ю.О. ГУМЕНЮК, к.т.н., доцент, e-mail: ugmsg@ukr.net, тел.: +38 0672588770;

О.П. ГУЦОЛ, к.т.н., доцент

Національний університет біоресурсів і природокористування України

РЕЗЮМЕ

Мета. Дослідження просторово-часової еволюції нелінійних хвилеутворень і коливань у нанометрових кластерах і періодичних структурах твердих тіл при впливі на них енергетичних пучків. Встановлені умови, за яких виникають стійкі уособлені хвилеутворення і нелінійні періодичні коливання, що описуються еліптичними функціями Якобі.

Методи. Для низки практично важливих ефектів, таких як лазерно-індуктивна аморфізація напівпровідників та утворення в них протяжних дефектів, утворення нанометрових періодичних ґраток протяжних дефектів у діелектричних оптичних матеріалах та металах при їх опромінюванні енергетичними пучками, представляє інтерес розвиток теорії утворення нанометричних періодичних і локалізованих ДД-структур.

Результати. У залежності від співвідношення характеристичних довжин, а також від перевищення зовнішньо контрольованого параметра (концентрації лазерно-індукованих дефектів) над пороговим значенням утворюються або локалізовані ДД-структури, або ж періодичні ДД-

структури. Необхідно знайти умови утворення двох цих типів ДД-структур та визначити їх характеристики, а саме: розміри кластерів, період ДД-структури, просторовий розподіл деформації та концентрації дефектів у ДД-структурах. Можливість утворення у останніх різноманітних нелінійних хвилеутворень (типу солітонів) та періодичних нелінійних коливань.

Висновки. Самоорганізація лазерно-індукованих дефектів, взаємодіючих один з одним через поле деформації пружного континууму, досліджувалась раніше на поверхні твердих тіл. Характерний масштаб періодичних поверхневих дефектно-деформаційних (ДД) структур, утворених у результаті лазерного впливу на напівпровідники та метали, пропорційний товщині дефектно збагаченого прошарку, який зазвичай складає величини порядку $10^{-4} \dots 10^{-5}$ м (крупні за масштабом ДД-структури).

Ключові слова: простір, час, еволюція, нелінійність, хвилеутворення, коливання, стаціонарність, нанометрові кластери, періодичність, структура, тверде тіло, вплив, енергетичний пучок.

SPATIO-TEMPORAL EVOLUTION OF NONLINEAR WAVEFORMATIONS AND OSCILLATIONS IN NANOMETER CLUSTERS AND PERIODIC STRUCTURE OF SOLIDS UNDER THE ENERGY BOLTS

D.G Voytyuk, Ph.D., Prof., Corresponding Member of NAAS;

IU.V. CHOVNIUK, Ph.D., Prof. of ICA;

IU.O. GUMENIUK, Ph.D., Associate Prof., e-mail: ugmsg@ukr.net, tel.: +38 0672588770;

A.P. HUTSOL, Ph.D., Associate professor – National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine

SUMMARY

The purpose. In this research was conducted the analysis of space-time evolution of nonlinear waveformation and oscillations that occur in clusters

and nanometer-scale periodic structures of solids when exposed to energy bolt. And was determined the formation conditions of stable wave generation and nonlinear periodic oscillations described by Jacobi elliptic functions.

Methods. For a number of important practical effects such as laser-inductive amorphization of semiconductors and occurring in it an extended defects, the formation of nanometer-periodic lattices of extended defects in the dielectric optical materials and metals under the influence energy bolts, generates a significant interest in the development of the theory of the formation of nanometer periodic and localized DD-structures.

Results. Depending on the ratio of the characteristic lengths and from exceeding the controlled parameter (concentration of the laser-induced defects) above the threshold value will be formed or localized DD-structure or periodic DD-structure.

We need to find the formation conditions of these two types of DD-structures and to determine their characteristics: size of the clusters, the period of

DD-structure the spatial distribution of deformation and defect concentration in the DD-structures, the possibility of formation in it a various nonlinear wave generation (such as solitons) and periodic nonlinear oscillations.

Conclusions. Self-organization of laser-induced defects, which interact with each other because of a deformation field of an elastic continuum, studied earlier on a solid surface. The characteristic scale of periodic surface defect-deformation (DD) structures formed as a result of laser influence on semiconductors and metals, is proportional to the thickness of the defect-rich layer, usually equal $10^{-4} \dots 10^{-5}$ m. (large-scale DD-structure).

Key words: space, time, evolution, nonlinearity, waveformation, oscillation, stationarity, nanometric clusters, periodicity, defects, solid, impact, energy bolt.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНООБРАЗОВАНИЙ И КОЛЕБАНИЙ В НАНОМЕТРОВЫХ КЛАСТЕРАХ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

Д.Г. ВОЙТЮК, к.т.н., проф., чл.-кор. НААН;

Ю.В. ЧОВНЮК, к.т.н., проф. МКА;

Ю.А. ГУМЕНЮК, к.т.н., доцент, e-mail: ugmsg@ukr.net, тел.: +38 0672588770;

А.П. ГУЦОЛ, к.т.н., доцент – Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины

РЕЗЮМЕ

Цель. Исследовано пространственно-временную эволюцию нелинейных волнообразований и колебаний в нанометровых кластерах и периодических структурах твердых тел при воздействии на них энергетических пучков. Установлены условия, при которых возникают устойчивые волнообразования и нелинейные периодические колебания, описываемые эллиптическими функциями Якоби.

Методы. Для ряда практически важных эффектов, таких как лазерно-индуктивная аморфизация полупроводников и образования в них протяженных дефектов, образование нанометровых периодических решеток протяженных дефектов в диэлектрических оптических материалах и металлах при их облучении энергетическими пучками, представляет интерес развитие теории образования нанометрических периодических и локализованных ДД-структур.

Результаты. В зависимости от соотношения характеристических длин, а также от превышения внешне контролируемого параметра (концентрации лазерно-индуцированных дефектов) над пороговым значением образуются или локализованы ДД-структуры, или периодические

ДД-структуры. Необходимо найти условия образования двух этих типов ДД-структур и определить их характеристики, а именно: размеры кластеров, период ДД-структуры, пространственное распределение деформации и концентрации дефектов в ДД-структурах возможность образования в последних различных нелинейных волнообразований (типа солитонов) и периодических нелинейных колебаний.

Выводы. Самоорганизация лазерно-индуцированных дефектов, взаимодействующих друг с другом через поле деформации упругого континуума, исследовалась ранее на поверхности твердых тел. Характерный масштаб периодических поверхностных дефектно-деформационных (ДД) структур, образованных в результате лазерного воздействия на полупроводники и металлы, пропорционален толщине дефектно обогатленного слоя, обычно составляет величины порядка $10^{-4} \dots 10^{-5}$ м (крупномасштабные ДД-структуры).

Ключевые слова: пространство, время, эволюция, нелинейность, волнообразования, колебания, стационарность, нанометровые кластеры, периодичность, структура, твердое тело, влияние, энергетический пучок.

ПРОБЛЕМА

Самоорганізація лазерно-індукованих дефектів (міжвузлів, вакансій, електронно-діркових пар), взаємодіючих один з одним через поле деформації пружного континууму, досліджувалась раніше на поверхні твердих тіл. Характерний масштаб періодичних поверхневих дефектно-деформаційних (ДД) структур, утворених у результаті лазерного впливу на сильно поглинаючі тверді тіла (напівпровідники та метали), пропорційний товщині дефектно-збагаченого шару h [1 – 3], який зазвичай складає величини порядку $10^{-4} \dots 10^{-5}$ м (крупні за масштабом ДД-структури).

Для цілої низки практично важливих ефектів, таких як лазерно-індуктивна аморфізація напівпровідників та утворення в них протяжних дефектів, утворення нанометрових періодичних ґраток протяжних дефектів у діелектричних оптичних матеріалах та металах при їх опромінюванні енергетичними пучками та ін., представляє інтерес розвиток теорії утворення дрібномасштабних (нано-метричних) періодичних і локалізованих ДД-структур і показує, що період структури пропорційний характеристичній довжині міжатомної взаємодії у кристалі l_0 .

У даній роботі проведений аналіз просторово-часової еволюції нелінійних хвилеутворень і коливань у нанометрових кластерах і періодичних структурах твердих тіл при впливі на них енергетичних пучків. Встановлені умови, за яких виникають стійкі уособлені (солітони) хвилеутворення і нелінійні періодичні (кно́дальні) коливання, що описуються еліптичними функціями Якобі.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ ЗА ТЕМОЮ ДОСЛІДЖЕННЯ

Дефектно-деформаційна теорія утворення нанометрових кластерів і періодичних структур точкових дефектів, індукованих дією енергетичних пучків різної фізичної природи, побудована у роботах [1 – 16]. Результати цитованих робіт будуть частково використані у даному дослідженні для встановлення основних параметрів хвилеутворень та нелінійних періодичних коливань, можливих у вказаних структурах, методами розвиненими у роботах [17, 18].

Мета роботи полягає у встановленні основних характеристик процесу просторово-часової еволюції нелінійних хвилеутворень і коливань у нанометрових кластерах і періодичних структурах твердих тіл при дії на них енергетичних пучків різної фізичної природи (пучків часточок або лазерного опромінювання поверхні).

Результати досліджень.

Розробкою теорії утворення дрібномасштабних періодичних і локалізованих ДД-структур займалися автори [16]. Вони отримали нелінійне ДД-керування для самоузгодженої деформації твердого тіла, викликаного стаціонарним розподілом лазерно-індукованих точкових дефектів. Хоча у цитованій роботі є деякі помилки, неточності і недоліки (до речі, виправлені у даному дослідженні), вона обґрунтовує масштабні ефекти, притаманні розглядуваним процесам. Зокрема, у цій роботі фігурують два характерних масштабних параметри: l_0 – довжина міжатомної взаємодії та l_d – довжина взаємодії дефектів з атомами кристалу. Знайдені точні розв'язки нелінійного ДД-рівняння дозволяють авторам [16] стверджувати, що у залежності від співвідношення характеристичних довжин l_0 і l_d , а також від перевищення зовнішнього кон-трольованого параметра (концентрації лазерно-індукованих дефектів n_{d0}) над пороговим значенням утворюються або локалізовані ДД-структури (кластери), або ж періодичні ДД-структури. Знайдені і умови утворення двох цих типів ДД-структур і визначені їх характеристики: розміри кластерів, період ДД-структури, просторовий розподіл деформації і концентрації дефектів у ДД-структурах, проте не з'ясовані типи хвилеутворень, нелінійних коливань, які можуть переносити енергію та інформацію вздовж подібних структур. Цим проблемам присвячена дана робота і розв'язок їх викладений нижче.

1. Математична модель формування ДД-структур:

Зв'язана система рівнянь для деформації середовища і концентрації дефектів.

Розглянемо випадок одновимірного кристала, коли тензор деформації середовища $u_{ij}, (i, j) = (x, y, z)$, має єдину x -компоненту: $u_{xx} = \frac{\partial u_x(x)}{\partial x} \equiv \xi(x)$, де u_x – компонента вектора переміщення середовища, $\xi(x)$ – деформація середовища.

Вираз для щільності вільної енергії одновимірного ангармонічного кристала з дефектами із врахуванням нелокальності взаємодії атомів ґратки один з одним та з дефектами має вид [13]:

$$F = \frac{1}{2} \rho c_l^2 \xi^2 + \rho c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^2 \xi(x)}{\partial x^2} \xi + \frac{1}{4} \beta \rho c_l^2 \xi^4 - \theta_d n_d \xi - \theta_d n_d l_d^2 \frac{\partial^2 \xi(x)}{\partial x^2} - TS \quad (1)$$

де ρ – щільність середовища, c_l – поздовжня швидкість звуку, β – константа пружного ангармонізму, l_0 – характеристична довжина взаємодії атомів кристала один з одним, l_d – характеристична довжина взаємодії ефектів з атомами кристала, n_d – концентрація точкових дефектів, $\theta_d = \Omega_d K_d$ – потенціал деформації (Ω_d – зміна об'єму кристала при створенні одного дефекту, K – модуль пружності), T – температура, S – ентропія системи.

З (1) випливає вираз для напруження у ангармонічному кристалі з дефектами $\delta = \partial F / \partial \xi$:

$$\delta(x) = \rho c_l^2 \xi(x) + \rho c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^2 \xi(x)}{\partial x^2} + \beta \rho c_l^2 \xi^3(x) - \theta_d n_d(x) \quad (2)$$

З рівняння для вектора переміщення середовища $\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \delta}{\partial x}$ і (2) маємо рівняння для $\xi(x)$:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_l^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \beta c_l^2 \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial x^2} - \frac{\theta_d}{\rho} \frac{\partial^2 n_d}{\partial x^2} \quad (3)$$

Використовуючи вираз для енергії взаємодії, що описує взаємодію точкового дефекту з пружним континуумом, що впливає з (1), матимемо:

$$H_d(x) = U_d(x)/n_d = -\theta_d \xi(x) - \theta_d l_d^2 \frac{\partial^2 \xi(x)}{\partial x^2},$$

і для x -компоненти нелокальної сили, що діє на дефект отримаємо вираз:

$$F(x) = -\frac{\partial H_d(x)}{\partial x} = \theta_d \frac{\partial \xi(x)}{\partial x} + \theta_d l_d^2 \frac{\partial^3 \xi(x)}{\partial x^3}. \quad (4)$$

Породжений цією силою потік дефектів дорівнює:

$$j_d(x) = \frac{D_d \theta_d n_d(x)}{k_B T} \left\{ \frac{\partial \xi(x)}{\partial x} + l_d^2 \frac{\partial^3 \xi(x)}{\partial x^3} \right\} \quad (5)$$

Тут D_d – коефіцієнт дифузії дефекту, k_B – константа Больцмана. З урахуванням (5) рівняння для концентрації дефектів записується у наступному вигляді:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 n_d}{\partial x^2} - \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} \left[n_d(x) \left\{ \frac{\partial \xi(x)}{\partial x} + l_d^2 \frac{\partial^3 \xi(x)}{\partial x^3} \right\} \right] + G_d - \frac{n_d}{\tau_d}, \quad (6)$$

де G_d – швидкість генерації точкових дефектів зовнішнім джерелом, τ_d – тривалість життя дефекту. Як видно з (3) та (6), щільність ентропії S , яка фігурує у (1) у розглядуваному наближенні виключається з рівнянь руху.

Система рівнянь (3) та (6) має просторово-однорідний стаціонарний розв'язок: $n_{d_0} = G_d / \tau_d$, $\xi = \xi_0$. У [16] показано, що просторово-однорідний розв'язок виявляється нестійким при перевищенні певної концентрації дефектів $n_{d_0} = n_{d_c}$ і виникає новий просторово-неоднорідний стаціонарний стан. У цьому стані:

$$n_d = n_{d_0} + n_{d_1}, \quad (7)$$

де n_{d_1} – просторово-неоднорідна частина концентрації точкових дефектів. З (6) та (7), при нехтуванні рекомбінацією дефектів ($\tau_d^{-1} = 0$) отримаємо рівняння для n_{d_1} :

$$\frac{\partial n_{d_1}}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 n_{d_1}}{\partial x^2} - \frac{D_d \theta_d n_{d_0}}{k_B T} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + l_d^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} \right). \quad (8)$$

Тут і нижче позначено $\xi = \xi_1$, де ξ_1 – самоузгоджена просторово-неоднорідна деформація середовища, яка описується рівнянням, що впливає з (3):

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_l^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \beta c_l^2 \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial x^2} - \frac{\theta_d}{\rho} \frac{\partial^2 n_{d_1}}{\partial x^2} \quad (9)$$

З (9) випливає, що:

$$\text{sign}(\xi) = \text{sign}(\theta_d) \quad (10)$$

Система рівнянь (8), (9) описує процеси самоорганізації дефектів, які взаємодіють через деформацію пружного континууму, що призводить до утворення стаціонарних кластерних та періодичних дефектно-деформаційних структур.

Разом з тим, зазначимо, що найбільш узагальнений варіант зв'язаної системи рівнянь для деформації середовища та концентрації дефектів має вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_l^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \beta c_l^2 \left\{ 6\xi \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + 3\xi^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right\} - \frac{\theta_d}{\rho} \frac{\partial^2 n_d}{\partial x^2}; \\ \frac{\partial n_d}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 n_d}{\partial x^2} - \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \left\{ \frac{\partial n_d}{\partial x} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + l_d^2 \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^3} \right) + n_d \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + l_d^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} \right) \right\} + G_d - \frac{n_d}{\tau_d}. \end{cases} \quad (11)$$

2. Хвилеутворення та нелінійні коливання при утворенні стаціонарних кластерних і періодичних дефектно-деформаційних структур.

Розглянемо далі систему рівнянь (8), (9) у стаціонарному випадку щодо n_{d1} , тобто $\partial n_{d1} / \partial t \equiv 0$. Тоді вказана система суттєво спрощується. Двократне інтегрування (8) по x дає для функції $n_{d1}(x)$ просторово-неоднорідної концентрації дефектів:

$$n_{d1}(x) = \frac{\theta_d n_{d0}}{k_B T} \left\{ \xi + l_d^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right\}, \quad (12)$$

де ми поклали дві константи інтегрування рівними нулю (див. нижче обговорення наступних формул). Підставляючи (12) у (9), матимемо рівняння для просторово-неоднорідної деформації середовища:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_l^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + c_l^2 l_0^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \beta c_l^2 \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial x^2} - \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} \left\{ \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + l_d^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} \right\} \quad (13)$$

Або:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \left\{ c_l^2 - \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} \right\} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \left\{ c_l^2 l_0^2 - \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} l_d^2 \right\} \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \beta c_l^2 \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial x^2} \quad (14)$$

Будемо шукати розв'язок $\xi = \xi(x - Vt)$, де V – параметр (групова швидкість розповсюдження хвилеутворень/коливань). Позначимо: $z = x - Vt$, тоді (14) зведеться до звичайного диференціального рівняння:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \left(V^2 - c_l^2 + \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} \right) = \left(c_l^2 l_0^2 - \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} l_d^2 \right) \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} + \beta c_l^2 \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial z^2} \quad (15)$$

Подано рівняння (15) у більш зручному вигляді:

$$\frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} - a \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - c \frac{\partial^2 (\xi^3)}{\partial z^2} = 0, \quad (16)$$

де

$$a = \left(V^2 - c_l^2 + \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} \right) / \left(c_l^2 l_0^2 - \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} l_d^2 \right); \quad c = \frac{\beta c_l^2}{\left\{ \frac{\theta_d^2 n_{d0}}{\rho k_B T} l_d^2 - c_l^2 l_0^2 \right\}}. \quad (17)$$

Введемо позначення: $n_{dc} = \rho c_l^2 k_B T / \theta_d^2$. Тоді вирази (17) можна подати у більш спрощеному вигляді:

$$a = \left(\frac{V^2}{c_l^2} - 1 + \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right) / \left(l_0^2 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} l_d^2 \right); \quad c = \frac{\beta}{\left\{ l_d^2 \frac{n_{d0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right\}}. \quad (18)$$

У подальшому аналізі вважаємо $V > 0$, $\beta > 0$.

Після подвійного інтегрування (16) маємо:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - a \xi - c \xi^3 + b_1 z + b_0 = 0, \quad (19)$$

де b_1, b_0 – константи інтегрування.

Нижче ми розглянемо розв'язки рівняння (19), які відповідають випадку $b_1 = 0$, $b_0 = 0$, які задовольняють умові локалізованості (кластерний розв'язок) $\xi(z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$ і умові трансляційної інваріантності (періодична структура) $\xi(z) = \xi(z + m)$, де m – період просторово-часової (по x і по t) трансляції. Тоді з (19) маємо наступне нелінійне рівняння для самоузгодженої деформації:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - a\xi - c\xi^3 = 0, \quad (20)$$

де коефіцієнти a та c задаються у (18), з урахуванням (10) $\text{sign}(\xi) = \text{sign}(\theta_d)$. Розв'язок рівняння (20) у вигляді неявної функції виражається через інтеграл:

$$z = x - Vt = \int \frac{d\xi}{[a\xi^2 + \frac{c}{2}\xi^4 + d]^{1/2}}, \quad (21)$$

де d – постійна інтегрування. При $d \neq 0$ розв'язок рівняння (21) виражається через еліптичні інтеграли.

Розглянемо клас розв'язків, який відповідає випадку $d = 0$. З (21) маємо:

$$x - Vt = \int \frac{d\xi}{[a\xi^2 + \frac{c}{2}\xi^4]^{1/2}} \quad (22)$$

Інтеграл (22) виражається через аналогічні функції, тип яких визначається знаками коефіцієнтів a та c . Виділимо наступні два види розв'язків, які описують два якісно відмінних класи ДД-структури (при $V \equiv 0$) і відповідних хвилеутворень, що ними підтримується (при $V \neq 0$).

1. Кластер дефектів у самоузгодженій деформаційній ямі ($V = 0$) та його хвилеутворення ($V > 0$).

У залежності від співвідношення параметрів l_d , l_0 можливе утворення двох типів кластерів: симетричний ДД-кластер та антисиметричний ДД-кластер ($V = 0$).

А. Симетричний ДД-кластер ($l_d < l_0$), ($V = 0$). Розбиваємо зону зміни n_{d_0} на три інтервали, у яких знаки коефіцієнтів a та c різні:

$$n_{d_0}/n_{d_c} < 1, 1 < n_{d_0}/n_{d_c} < (l_0/l_d)^2, n_{d_0}/n_{d_c} > (l_0/l_d)^2.$$

При концентраціях дефектів нижче порогового значення, коли $\frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} < 1$, маємо $a < 0$, $c < 0$, інтеграл (22) при $V = 0$ не може бути поданий у дійсних функціях, тому $\xi = 0$, $\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = 0$, і з (12) маємо $n_{d_1} = 0$, тобто процесів самоорганізації дефектів не відбувається. Стосовно хвилеутворень у таких структурах слід зазначити наступне. Якщо виконуються умови:

$$\frac{v^2}{c_l^2} - 1 + \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} < 0 \Leftrightarrow 0 < V < c_l \sqrt{1 - \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}}}, \quad (23)$$

Тоді у ДД-структурі ніяк хвилеутворення не підтримуються.

При виконанні умови:

$$\frac{v^2}{c_l^2} - 1 + \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} > 0 \Leftrightarrow 0 < V < c_l \sqrt{1 - \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}}} \Leftrightarrow a > 0. \quad (24)$$

У такій ситуації у ДД-структурі виникають хвилеутворення типу:

$$\xi(x - Vt) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{2}{\beta} \left(\frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - 1 + \frac{v^2}{c_l^2} \right) \right]^{1/2} \text{ch}^{-1} \left\{ \left[\frac{1 - \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} \frac{v^2}{c_l^2}}{\left[\frac{l_d^2}{l_0^2} \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - l_0^2 \right]} \right]^{1/2} (x - Vt) \right\}. \quad (25)$$

При перевищенні порогу щодо концентрації дефектів у зоні $1 < \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} < \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2$, маємо $a > 0$, $c < 0$, $V = 0$ з (22) матимемо для самоузгодженої деформації матимемо:

$$\xi(x) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{2}{\beta} \left(\frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - 1 \right) \right]^{1/2} \text{ch}^{-1} \left\{ \left[\frac{1 - \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}}}{\left[\frac{l_d^2}{l_0^2} \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - l_0^2 \right]} \right]^{1/2} x \right\}. \quad (26)$$

У таких структурах можуть розповсюджуватись й хвилеутворення за будь-яких значень $V > 0$ типу:

$$\xi(x - Vt) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{2}{\beta} \left(\frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - 1 + \frac{v^2}{c_l^2} \right) \right]^{1/2} \text{ch}^{-1} \left\{ \left[\frac{1 - \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} \frac{v^2}{c_l^2}}{\left[\frac{l_d^2}{l_0^2} \frac{n_{d_0}}{n_{d_c}} - l_0^2 \right]} \right]^{1/2} (x - Vt) \right\}. \quad (27)$$

Таким чином, у зоні $1 < \frac{n_{d0}}{n_{dc}} < \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2$ розв'язок рівняння (19) описує стаціонарну симетричну деформаційну яму (26). При цьому у відповідності до (12) у цій ямі самоузгоджено захоплюється симетричний кластер дефектів і вздовж такої ДД-структури розповсюджується солітон типу (27). Характерний розмір такого кластера (26) d_{clust} , як видно з останньої формули, дорівнює:

$$d_{clust} = \left[\left(l_d^2 \frac{n_{d0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right) / \left(1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right) \right]^{1/2} \quad (28)$$

Вихідний вираз (1) справедливий при умові $d_{clust} > \max(l_0, l_d)$ [13]. З (28) матимемо, що зона, де можна застосувати дану теорію, обмежена умовою:

$$1 < \frac{n_{d0}}{n_{dc}} < 2 \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 / \left\{ \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 + 1 \right\}. \quad (29)$$

У зоні $\frac{n_{d0}}{n_{dc}} > \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2$ ($a > 0, c > 0$) утворюється періодична ДД-структура і розповсюджується, відповідно, періодичні хвилеутворення (див. далі п.2 цього розділу).

Б. Антисиметричний ДД-кластер ($l_d > l_0$), $V = 0$.

Розбиваємо зону зміни n_{d0} на три інтервали, у яких знаки коефіцієнтів a та c різні:

$$n_{d0}/n_{dc} < (l_0/l_d)^2, (l_0/l_d)^2 < n_{d0}/n_{dc} < 1, n_{d0}/n_{dc} > 1.$$

У зоні $n_{d0}/n_{dc} < (l_0/l_d)^2$ ($a < 0, c < 0$) інтеграл (22) не виражається у дійсних функціях, тому $\xi = 0$, $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0$, $V = 0$, $\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = 0$, $V \neq 0$ й з (12) маємо $n_{d1} = 0$, тобто при концентраціях такої величини не відбуваються процеси самоорганізації дефектів і не виникає хвилеутворень ($0 < V < c_l \sqrt{1 - n_{d0}/n_{dc}}$). Якщо $V > c_l \sqrt{1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}}}$, тоді існує хвилеутворення (27).

У зоні $(l_0/l_d)^2 < n_{d0}/n_{dc} < 1$, ($a > 0, c > 0$) $V = 0$ і з (21) отримаємо для самоузгодженої деформації:

$$\xi(x) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right) \right]^{1/2} c h^{-1} \left\{ - \left[\frac{1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}}}{l_d^2 \frac{n_{d0}}{n_{dc}} - l_0^2} \right]^{1/2} x \right\} \quad (30)$$

По цій структурі може розповсюджуватись хвилеутворення за умови:

$$\frac{v^2}{c_l^2} - 1 + \frac{n_{d0}}{n_{dc}} < 0 \Leftrightarrow V < c_l \sqrt{1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}}}, \quad (31)$$

Яке має вигляд:

$$\xi(x - Vt) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{2}{\beta} \left(-\frac{v^2}{c_l^2} + 1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right) \right]^{1/2} c h^{-1} \left\{ - \left[\frac{\left(-\frac{v^2}{c_l^2} + 1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right)}{\left\{ l_d^2 \frac{n_{d0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right\}} \right]^{1/2} (x - Vt) \right\}. \quad (32)$$

Розбіжність розв'язку при $x \rightarrow 0$ ($V = 0$) й при $z \rightarrow 0$ ($V > 0$) обумовлена нехтуванням вищими похідними у розкладах операторів міжатомних взаємодій (див. (5), (8)). При їх врахуванні розв'язок повинен описувати антисиметричну деформаційну яму, отриману інтерполяцією розв'язку (32). У відповідності з (12) у ній самоузгоджено захоплюється кластер дефектів $V \neq 0$, причому, якщо $\theta_d > 0$, тоді дефекти локалізуються у зоні $\xi(x) < 0$ ($V = 0$) або $\xi(z) < 0$ ($V > 0$). Характерний розмір кластера d_{clust} , як видно з (30), дорівнює:

$$d_{clust} = \frac{1}{2} \left[\left(l_d^2 \frac{n_{d0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right) / \left(1 - \frac{n_{d0}}{n_{dc}} \right) \right]^{1/2} \quad (33)$$

З умови застосування формули (1) $d_{clust} > \max(l_0, l_d)$ і з (33) випливає, що зона застосування теорії обмежена нерівністю:

$$\left[1 + \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 \right] / 2 < \frac{n_{d0}}{n_{dc}} < 1. \quad (34)$$

У зоні $\frac{n_{d0}}{n_{dc}} > 1$, ($a > 0, c > 0$), $V = 0$, утворюється періодична структура (див. п.2). При $V > 0$ можливе періодичне хвилеутворення у подібній структурі.

2. Періодична дефектно-деформаційна структура та її можливі хвилеутворення.

Знову розглянемо два випадки співвідношення характеристичних довжин l_0 та l_d .

А. Випадок $l_d < l_0$. Розіб'ємо зони зміни n_{d_0} на три інтервали, у яких знаки коефіцієнтів a та c різні:

$$\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < 1, 1 < \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2, \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2.$$

Розв'язки у зонах $\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < 1$, ($a < 0, c < 0$) і $1 < \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2$ ($a > 0, c < 0$) досліджені вище (п.1, випадок А).

У зоні $\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2 > 1$ ($a < 0, c > 0$) з (22) при $V = 0$ маємо для самоузгодженої деформації:

$$\xi(x) = \text{sign} \theta_d \left[\left(\frac{\frac{n_{d_0}-1}{n_{dc}}}{\beta} \right) \right]^{1/2} \cos^{-1} \left\{ - \left[\frac{\frac{n_{d_0}-1}{n_{dc}}}{l_d^2 \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - l_0^2} \right] \cdot x \right\} \quad (35)$$

При $V > 0$ у такій ДД-структурі розповсюджується періодичне хвилеутворення типу:

$$\xi(x - Vt) = \text{sign}(\theta_d) \left[\frac{1}{\beta} \left(\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - 1 + \frac{V^2}{c_l^2} \right) \right]^{1/2} \cos^{-1} \left\{ \frac{\left(\frac{n_{d_0}-1}{n_{dc}} + \frac{V^2}{c_l^2} \right) (x - Vt)}{\left(l_d^2 \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right)} \right\}. \quad (36)$$

Графік періодичної функції (35) зображений на рис. 1. Видно, що у зоні $\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2$ розв'язок рівняння (19) описує суттєво ангармонічну періодичну деформаційну структуру, а (36) – суттєво ангармонічне періодичне хвилеутворення. У відповідності з (12) узгоджено зі вказаною структурою утворюється періодична структура дефектів, причому, якщо $\theta_d > 0$, тоді дефекти локалізуються у зоні $\xi(x) > 0$, якщо ж $\theta_d < 0$, тоді дефекти локалізуються у зоні $\xi(x) < 0$.

З (35) й рис. 1 видно, що у розглядуваному випадку $l_d < l_0$ періодична ДД-структура з'являється при $n_{dc_1} = n_{dc} \left(\frac{l_0}{l_d}\right)^2 > n_{dc}$.

Амплітуда періодичної ДД-структури, як впливає з (35), дорівнює:

$$\xi(x) = \left\{ \beta^{-1} \left(\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - 1 \right) \right\}^{1/2} \quad (37)$$

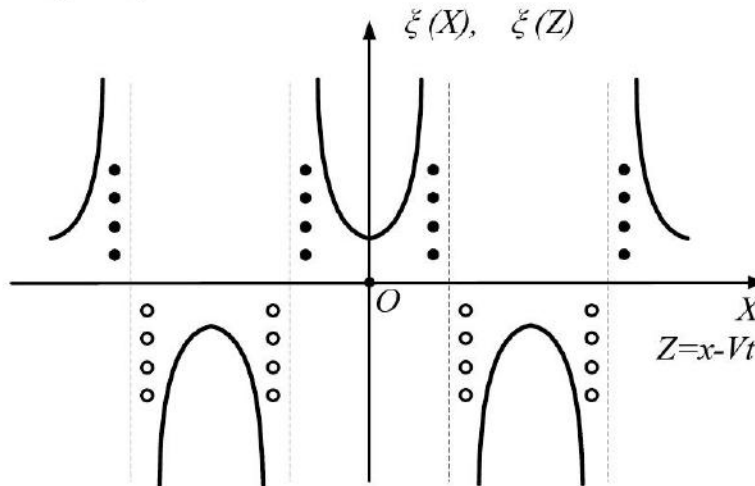


Рис.1. Залежність періодичної деформації $\xi(x)$ та періодичного хвилеутворення $\xi(z)$ (періодичної ДД-структури чи періодичного хвилеутворення, яке вона підтримує). За формулою (35) при $\text{sign}(\theta_d) = +1$. Міжвузлові точки (темні кружечки) утворюють самоузгоджені періодичні скупчення у зонах $\xi(x) > 0$. Вакансії (світлі кружечки) накопичуються у зонах $\xi(x) < 0$. Утворюються подвійні стінки дефектів

Fig.1. Dependence of periodic deformation $\xi(x)$ and periodic waveform $\xi(z)$ (DD-periodic structures or periodic waveform which supports by it). According to the formula (35) at $\text{sign}(\theta_d) = +1$. Internodal points (dark circles) forms a self-consistent periodic congestion in areas $\xi(x) > 0$. Vacancies (light circles) accumulate in areas $\xi(x) < 0$. The double walls of defects are formed

Деформація виникає стрибком у точці $n_{d_0} = n_{dc_1}$, тобто має місце фазовий перехід першого роду. Період утвореної ДД-структури дорівнює:

$$d = 2\pi \left[\left(l_d^2 \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - l_0^2 \right) / \left(\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (38)$$

Розклад (1) справедливий при умові $d > \max(l_0, l_d)$. З (38) випливає, що вказаний розклад (1) справедливий при $l_d < l_0 < 2\pi l_d$ і існує наступна зона коректного застосування розвинутої у роботі теорії:

$$\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > (4\pi^2 - 1) \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 / \left[4\pi^2 - \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 \right]. \quad (39)$$

Б. Випадок $l_d > l_0$. Розіб'ємо зони зміни n_{d_0} на три інтервали, у яких знаки коефіцієнтів a та c різні:

$$\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2, \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 < \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < 1, \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > 1.$$

Розв'язки у зонах $\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2$ ($a < 0, c < 0$) і $\left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2 < \frac{n_{d_0}}{n_{dc}} < 1$, ($a > 0, c > 0$) досліджені вище.

У зоні $\frac{n_{d_0}}{n_{dc}} > 1$, ($a < 0, c > 0$) з (22) при $V = 0$ матимемо для самоузгодженої деформації розв'язок у вигляді (35), а для хвилеутворення – у вигляді (36). Таким чином, у цьому випадку утворюється періодична ДД-структура (рис.1.), період якої задається формулою (38), а характеристики розподілу дефектів у ній описані у абзаці після формули (35). До того ж ця структура підтримує періодичні хвилеутворення типу (36).

3. Порівняння теоретичних результатів з експериментами та обговорення результатів.

Проведене у даній роботі дослідження передбачає наступну ієрархію процесів дрібномасштабної самоорганізації точкових дефектів, які «накачуються» у тверде тіло зовнішнім енергетичним (лазерним) пучком, а також підтримують певні хвилеутворення («солітонного» та «періодичного» типів).

3.1. Порівняння з експериментом та обговорення результатів.

Проведене у даній роботі дослідження передбачає наступну ієрархію процесів дрібномасштабної самоорганізації точкових дефектів, які викликані взаємодією твердого тіла із зовнішнім енергетичним (лазерним пучком) потоком. Зі зростанням інтенсивності (дозы) опромінювання у кристалі зростає просторово-однорідна концентрація дефектів n_{d_0} , яка є, таким чином, зовнішньо контрольованим параметром. Існує два порогових значення контрольного параметра: n_{dc} і $n_{dc_1} = (l_0/l_d)^2 n_{dc}$, при досягненні яких у системі дефектів, взаємодіючих через поле пружних переміщень, відбувається два якісно різних процеси самоорганізації. Відповідно, співвідношення між пороговими значеннями n_{dc} і n_{dc_1} залежить від співвідношення характеристичних довжин l_0 (довжина взаємодії атомів ґратки) і l_d (довжина взаємодії дефекту з атомними ґратками).

При $l_d < l_0$ поріг $n_{dc} < n_{dc_1}$, а при $l_d > l_0$ поріг $n_{dc} > n_{dc_1}$. При малих концентраціях дефектів, коли $n_{d_0} < \min(n_{dc}, n_{dc_1})$, процесів самоорганізації не відбувається і просторовий розподіл дефектів залишається однорідним після перевищення першого порогу у зоні: $\min(n_{dc}, n_{dc_1}) < n_{d_0} < \max(n_{dc}, n_{dc_1})$ утворюються локалізовані протяжні дефекти: симетричні (у випадку $l_d < l_0$) чи антисиметричні (у випадку $l_d > l_0$) кластери дефектів, захоплених у самоузгоджені симетричні ($l_d < l_0$) чи антисиметричні ($l_d > l_0$) деформаційні ями та відповідні їм хвилеутворення. Характерні розміри цих кластерів d_{clust} лежать у манометровому діапазоні, оскільки $l_0, l_d \sim 10^{-7}$ см. При подальшому зростанні концентрації дефектів n_{d_0} після перевищення другого порогу: $n_{d_0} > \max(n_{dc}, n_{dc_1})$ утворюється суттєво ангармонічна періодична ДД-структура, яка описується як при $l_d < l_0$, так і при $l_d > l_0$

формулою (35), що підтримує хвилеутворення (36) і зображені на рис.1. період цієї структури d (формула (38) лежить також у манометровому діапазоні. Залежності амплітуди періодичної структури під n_{d_0} у випадках $l_d < l_0$ та $l_d > l_0$ якісно різні, тобто у випадку $l_d < l_0$ утворення ДД-структури відбувається як фазовий перехід першого роду, а у випадку $l_d > l_0$ як фазовий перехід другого роду.

Ми розглянули самоорганізацію дефектів одного типу за рахунок взаємодії їх один з одним через поле самоузгодженої деформації. При опромінюванні матеріалів дефекти народжуються парами міжвузлів ($d = i$) та вакансій ($d = v$), при цьому зазвичай $\theta_i = \theta_v$ [14]. Тому у рівнянні для самоузгодженої деформації (3) залишений лише один вклад з $\theta_d = \theta_i$. Таким чином, міжвузли утворюють самоузгоджену періодичну структуру з максимумами концентрацій у зонах $\xi > 0$. При цьому вакансії накопичуються у зонах $\xi < 0$, таким чином утворюються подвійні міжвузлові – вакантні стінки дефектів (рис.1.).

При значних концентраціях вакансій, що збираються у ДД-структурах, утворюється періодичний розподіл пор з періодом, що задається формулою (38).

Утворення періодичної ґратки пор спостерігалось у металах [10] і діелектриках [9] при опромінюванні їх пучками частинок. На рис.2 показана експериментальна залежність ґратки пор у молібдені від швидкості генерації дефектів G_d , наведена у роботі [11].

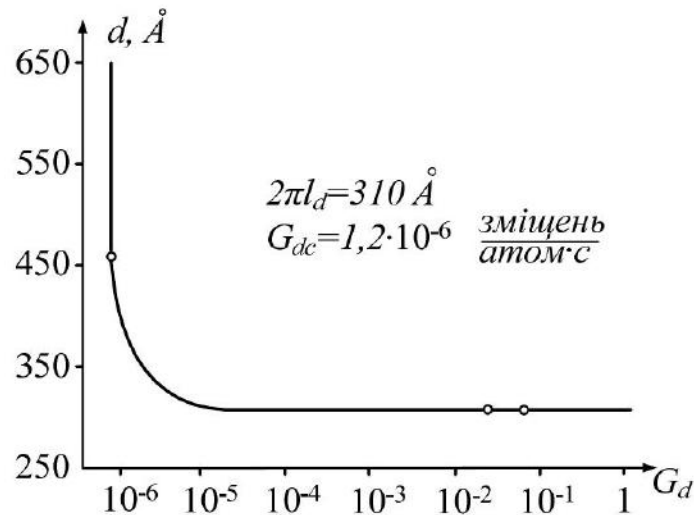


Рис. 2. Залежність періоду ґратки пор від швидкості генерації дефектів G_d (зміщень на атом у 1с) при опромінюванні M_0 пучком частинок. Точки – експериментальні дані наведені у роботі [11]. Крива побудована за формулою (40).

Fig.2. Period of lattice pores – speed of generation of defects G_d characteristics (displacement per atom in the 1s) with irradiation by particle beam M_0 . Points – experimental data given in [11]. The curve is based on the formula (40).

Для порівняння цієї залежності з передбаченням формули (38) покладемо у ній $n_{d_0}/n_{d_c} = G_d/G_{d_c}$, де $G_{d_c} = \text{const}$, і припустимо, що $l_d \gg l_0$ (див. підпис до рис.3). Тоді (38) набуває виду:

$$d = 2\pi l_d \left[\frac{G_d/G_{d_c}}{G_d/G_{d_c} - 1} \right]^{1/2} \quad (40)$$

Порівняння залежності (40) з експериментальною залежністю, наведеною у [11], подане на рис. 2. Завдяки малому числу експериментальних точок можна свідчити тільки про якісну відповідність теорії експерименту. З (38) отримаємо також залежність періоду ДД-структури від температури:

$$d = 2\pi l_d \left[\frac{T_c - (l_0/l_d)^2 T}{T_c - T} \right]^{1/2} \quad (41)$$

Залежність (41) подана на рис.3 у порівнянні з експериментальною залежністю з роботи [15]. Видно, що передбачення ДД-теорії й експерименту дають доволі позитивне узгодження.

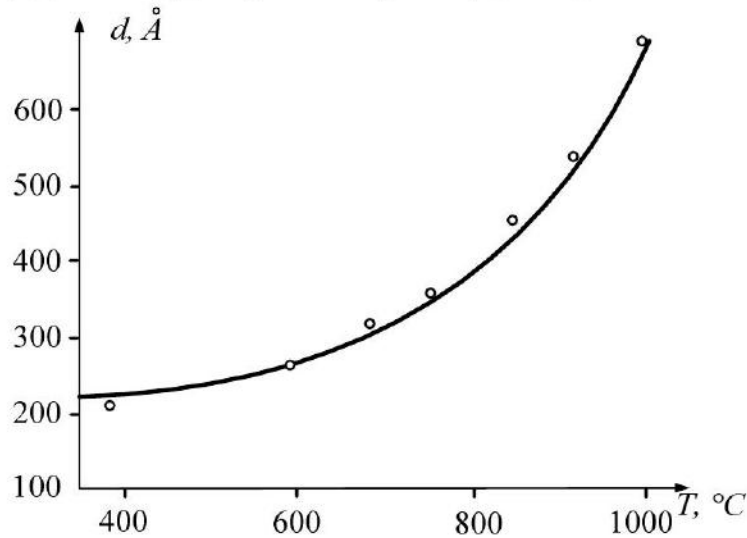


Рис. 3. Залежність періоду ґратки пор від температури. Точки – експериментальні дані для M_0 , опроміненого нейтронами з енергією $> 0,1 \text{ MeV}$ і дозою 10^{22} см^{-2} . Крива побудована за формулою $d = 2\pi l_d (T_c/T_c - T)^{1/2}$, яка випливає з (41) при $l_d \gg l_0$; $T_c = 1084^\circ \text{C}$, $l_d = 29 \text{ Å}$, $l_0 = 5 \text{ Å}$

Fig.2. Period of lattice pores – temperature characteristic. Points – experimental data for M_0 , irradiated by neutrons with energies $> 0,1 \text{ MeV}$ dose and 10^{22} см^{-2} . The curve is based on the formula $d = 2\pi l_d (T_c/T_c - T)^{1/2}$, which follows from (41) at $l_d \gg l_0$; $T_c = 1084^\circ \text{C}$, $l_d = 29 \text{ Å}$, $l_0 = 5 \text{ Å}$

Цікаво у зв'язку із даною роботою, яка визначає ієрархію процесів утворення ДД-кластерів і періодичних ДД-структур, що при імпульсному лазерному впливі на напівпровідники спостерігається ієрархія результируючих лазерно-індукованих структурах недосконалостей. Саме при низькій щільності енергії у імпульсі W ($\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2}$) спостерігається аморфізація поверхні напівпровідника (S_i). Зі зростанням W аморфний стан змінюється на дрібнозернистий полікристалічний стан. При подальшому збільшенні W виникає фаза крупнозернистого полікристалічного S_i . Далі після перевищення деякого критичного значення $W = W_c$ ця фаза змінюється на фазу кристалічного кремнію, насиченого протяжними дефектами (тетраедричними кластерами та дислокаційними зашморгами [7]).

Зворотна послідовність деградації кристалічної структури зі зменшенням W відповідає ієрархії процесів утворення ДД-кластерів і періодичних ДД-структур зі зростанням концентрації лазерно-індукованих дефектів n_{d_0} , якщо припустити, що дефекти захоплюються у тверду фазу з рідкої фази при русі фронту твердіння. При цьому у зонах малих W з малою глибиною розплаву швидкість фронту твердіння велика і відповідно велике значення n_{d_0} . При збільшенні W глибини розплаву зростає і при цьому падає значення n_{d_0} . Таким чином, напрямки зростання W протилежний зростання n_{d_0} . При досягненні першого порогу за n_{d_0} утворюються кластери дефектів, а при перевищенні другого порогу за n_{d_0} утворюються періодичні структури дефектів. Досягнення порогу утворення нанометрових періодичних ДД-структур у відповідності з механізмом лазерно-індукованої аморфізації напівпровідників, запропонованим у [12], і означає досягнення порогу аморфізації.

У подальших публікаціях ми викладемо теорію лазерно-індукованої аморфізації напівпровідників та з'ясуємо методами робіт [17, 18], які хвилеутворення вони підтримують.

ВИСНОВКИ

1. Встановлені основні параметри просторово-часової еволюції нелінійних хвилеутворень коливань у нанометрових кластерах і періодичних структурах твердих тіл при впливі на них енергетичних пучків.
2. Подібні структури можуть бути використані при проектуванні та конструюванні сучасних мехатронних систем управління, здатних підтримувати і переносити енергію та інформацію у пристроях нанометрового масштабу.
3. Отримані у роботі результати можуть у подальшому використовуватись для уточнення й вдосконалення існуючих методів розрахунку таких пристроїв, структур та технологічних циклів їх виробництва, проектування, конструювання.

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Emel'yanov V.I.//Laser Phys. – 1992. – V.2. – P.389.
2. Emel'yanov V.I. Laser-Induced. Damage in Optical Materials/ V.I. Emel'yanov// SPIE proc. – 1993. – V.2114. – P.580.
3. Emel'yanov V.I. Nonlinear Optics of low-dimensional structures and new materials/ V.I. Emel'yanov, M. Ledgerwood, H.M. van Driel// SPIE proc. – 1996. – V.2801. – P.274.
4. Laser and Electron Beam Interaction with Solids/Eds. Appleton B.R, Celler G.K. – Amsterdam: North Holland, 1982.
5. Sameshima T., Usui S.// J. Applied Physics. – 1991. – V.70. – P.1281.
6. Абдуллаев А.Ю., Говорков С.В., Коротеев Н.И. //Письма в ЖТФ. – 1986. – Т.12. – 1363 с.
7. Комаров Ф.Ф. Дефекты структуры в ионно-имплантированном кремнии/ Ф.Ф. Комаров, А.П. Новиков, В.С. Соловьев, С.Ю. Ширяев. – Минск: Университетское, 1990. – С.217.
8. Crystallization and related phenomenon in amorphous materials//MRS Symposium. – Boston, USA. – 1993.
9. Chadderton L.T., Johnson E., Wohlenberg T.//Radiat. Eff. – 1976. – V.28. – P.111.
10. Norris D.I.R.// Radiat. Eff. – 1972. – V.15. – P.31.
11. Конобеев Ю.В. //Физика твердого тела. – 1978. – Т.20. – 1560 с.
12. Emel'yanov V.I. //Laser Phys. – 1996. – V.6. – P.423.
13. Emel'yanov V.I., Panin I.M. //Laser Phys. – 1996. – V.6. – №5. – P.1071.
14. Конобеевский С.Т. Действие облучения на материалы/ С.Т. Конобеевский. – М.: Атомиздат, 1967. – 207 с.
15. Sikka V.K., Mott J.// J. Nucl.Mater. – 1974. – V.54. – P.325.
16. Емельянов В.И. Иерархия образования нанометровых кластеров и периодических структур дефектов в твердых телах при воздействии на них энергетических пучков/ В.И. Емельянов, И.М. Панин//Известия Академии наук

(Россия). Серия физическая. – 1996. – Т.60. – №12. – С.137 – 145.

17. Найфэ А.Х. Методы возмущений/ А.Х. Найфэ. – М.: Мир, 1976. – 520с.

18. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах/ В.И. Карпман. – М.: Наука, 1973. – 246с.

19. Karpman V. I. // Phys. Lett. – 1967. – V.25. – P.708.

20. Miura R. M., Gardner C S., Kruskal M. D. //J. Math. Phys. – 1968. – V.9. – P.1204.

REFERENCES

1. Emel'yanov V.I.//Laser Phys. – 1992. – V.2. – P.389.
2. Emel'yanov V.I. Laser-Induced. Damage in Optical Materials/ V.I. Emel'yanov// SPIE proc. – 1993. – V.2114. – P.580.
3. Emel'yanov V.I. Nonlinear Optics of low-dimensional structures and new materials/ V.I. Emel'yanov, M. Ledgerwood, H.M. van Driel// SPIE proc. – 1996. – V.2801. – P.274.
4. Laser and Electron Beam Interaction with Solids/Eds. Appleton B.R, Celler G.K. – Amsterdam: North Holland, 1982.
5. Sameshima T., Usui S.// J. Applied Physics. – 1991. – V.70. – P.1281.
6. Abdullaev A.Y., Govorkov S.V., Koroteev N.I. // Letters to J.Tech. Physics. – 1986. – V.12. – 1363 s.
7. Komarov F.F. Structural defects in ion-implanted silicon / F. F. Komarov, A.P. Novikov, V.S. Soloviev, S.Y. Shyriaev. – Minsk: Universitetskoe, 1990. – 217 s.
8. Crystallization and related phenomenon in amorphous materials//MRS Symposium. – Boston, USA. – 1993.
9. Chadderton L.T., Johnson E., Wohlenberg T.//Radiat. Eff. – 1976. – V.28. – P.111.
10. Norris D.I.R.// Radiat. Eff. – 1972. – V.15. – P.31.
11. Konobeev Y.V. //Fyzyka tverdoho tela. – 1978. – Т.20. – 1560 s.

12. Emel'yanov V.I. //Laser Phys. – 1996. – V.6. – P.423.
13. Emel'yanov V.I., Panin I.M. //Laser Phys. – 1996. – V.6. – №5. – P.1071.
14. Konobeevsky S.T. Radiation action on the materials / S.T. Konobeevsky.- M.: Atomizdat, 1967. – 207 s.
15. Sikka V.K., Moteff J.// J. Nucl.Mater. – 1974. – V.54. – P.325.
16. Emel'yanov V.I. Hierarchy formation of nanometer clusters and periodic structures of defects in solids when exposed to energy beams / V.I. Emel'yanov, I.M. Panin// Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. – 1996. – V.60. – №12. – p.137 – 145.
17. Naifeh A.H. Perturbation methods / A.H. Naifeh. – M.: Mir, 1976. – 520 p.
18. Karpman V.I. Nonlinear waves in dispersive environments / V.I. Karpman. – M.: Nauka, 1973. – 246 s.
19. Karpman V. I. // Phys. Lett. – 1967. – V.25. – P.708.
20. Miura R. M., Gardner C S., Kruska M. D. //J. Math. Phys. – 1968. – V.9. – P.1204.