

doi: <https://doi.org/10.15407/dopovidi2019.03.055>

УДК 530.1:669.018.86:621.039

О.В. Олійник, В.А. Татаренко

Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Київ

E-mail: neutrino@ukr.net, tatar@imp.kiev.ua

Фізична кінетика самоорганізації дисипативних модульованих структур у розподілі взаємодійних вакансій у неперервно опромінюваних ОЦК-кристалах

Представлено членом-кореспондентом НАН України В.А. Татаренком

Аналізуються умови самоорганізації дисипативної модульованої структури в просторовому розподілі взаємодійних вакансій, що генеруються (ізотермічним) опроміненням і дифундують, через нестабільність їхнього однорідного розподілу в ОЦК-кристалі-мішені. Для ОЦК-ванадію в якості модельного матеріалу, що неперервно опромінюється, температурну залежність просторового періоду такої структури вакансійної підсистеми спрогнозовано з урахуванням повної енергії “(електро)хімічної” (на близьких відстанях когезійної за природою) та “деформаційної” (“пружної” за характером на далеких відстанях) взаємодій між вакансіями.

Ключові слова: вакансії, “деформаційна” взаємодія, “(електро)хімічна” взаємодія, дисипативна модульована структура.

Утворення “надгратниць” надлишкових вакансій є внутрішньою властивістю деяких кристалів [1–6], і вивчення такої властивості є корисним для уможливлення застосування матеріалів на їх основі як реакторних, бо матеріал, що має виразну схильність до утворення надгратниць вакансій, як очікується, може чинити опір радіаційному розпухання (спричиненому власне вакансійним пороутворенням рівномірно по всьому зразку) та індукованому ним додатковому окрихченню, а тим самим підвищувати радіаційну стійкість матеріалу [3–6].

Наразі навіть теоретичне дослідження самоорганізації дисипативних модульованих структур вакансійної підсистеми як передвісника впорядкованої надгратниці нанопор у опромінюваному кристалі важливе, оскільки передбачається, що утворення надгратниці нанопор за певних зовнішніх термодинамічних умов може сприяти стабілізації матеріалу-мішені щодо радіаційного розпухання [3–6] (в результаті якого зазвичай матеріал швидко втрачає здатність підтримувати швидко рекомбінацію радіаційних точкових дефектів і чинити опір радіаційному впливу, а це, в свою чергу, призводить до деградації характеристик фізико-механічних властивостей опромінюваного матеріалу та сприяє його руйнуванню,

© О.В. Олійник, В.А. Татаренко, 2019

ISSN 1025-6415. Допов. Нац. акад. наук Укр. 2019. № 3

55

наприклад за механізмом злиття нанопор тощо). Але тут маємо зазначити, що фізико-математичні моделі руйнування тих чи інших зразків матеріалів із високим рівнем радіаційного розпухання досі розробляються.

Мета даної статті полягає у започаткуванні адекватної параметризації власне енергетики міждефектної взаємодії та кінетики ієрархічного структурування розподілу взаємодіючих радіаційних дефектів на різних масштабних рівнях, — від атомового, мікроскопічного через нано- до мезоскопічного, — у пружно-анізотропних металевих кристалах-мішенях під неперервним опроміненням.

Розглянемо кубічний металевий кристал (для прикладу — ОЦК-V), де вакансії та власні міжвузлові атоми були утворені через зовнішнє опромінення та розподілені випадково й однорідно напочатку. Ці дефекти із скінченними часами життя мігрують і вбираються стоками (наприклад поверхнею, дислокаційними петлями тощо). Оскільки концентрація власних міжвузлових атомів у масиві кристала-мішені (дуже великого, але скінченного об'єму Ω) швидко знижується через “пришвидшену” міграцію їх до його поверхні, залишкова концентрація таких атомів у об'ємі Ω порівняно низька, відповідні відстані між ними великі, а внесок взаємодій власних міжвузлових атомів одне з одним і з вакансіями у повну внутрішню енергію набагато менший за внесок міжвакансійних взаємодій. Нехтування енергетичними внесками власних міжвузлових атомів і рекомбінацією вищезазначених точкових дефектів уможливило описати кінетику еволюції густини значно повільніших вакансій (v) $n(\mathbf{r}, t)$ наступним інтегро-диференціальним рівнянням у частинних похідних (див. також [7–9]):

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = K - \frac{n(\mathbf{r}, t)}{\tau} + \operatorname{div} \left\{ D_v \left[\operatorname{grad} n(\mathbf{r}, t) + \frac{n(\mathbf{r}, t)}{k_B T} \operatorname{grad} \int_{\Omega} W^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') n(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \right] \right\}. \quad (1)$$

Тут K — швидкість ізотропної й однорідної генерації точкових дефектів (власних міжвузлових атомів із вакансіями) зовнішнім джерелом опромінення; $\tau(T) \cong (z_d \rho_{0d} D_v)^{-1}$ — тривалість життя вакансій щодо вбирання їх вищезазначеними стоками із густиною $\rho_d(\mathbf{r})$ або, конкретніше, із середньою густиною дислокаційних стоків $\rho_{0d} = \langle \rho_d(\mathbf{r}) \rangle$ та коефіцієнтом преференційного вбирання z_d , що характеризує ефективність взаємодії вакансій із дислокаційними стоками; $D_v \cong D_0 \exp(-E_m / \{k_B T\})$ — коефіцієнт дифузії вакансій, E_m — енергія активації міграції їх, T — абсолютна температура зразка, що опромінюється ізотермічно ($dT/dt \rightarrow 0$), k_B — стала Больцмана; $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\operatorname{grad} \int_{\Omega} W^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') n(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}'$ — вислідна сила взаємодії вакансії, що локалізована при точці \mathbf{r} , із всіма іншими вакансіями при вузлах ґратниці $\{\mathbf{r}'\}$; $W^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \approx \varphi^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + V^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ — енергія парної взаємодії вакансій при точках \mathbf{r} і \mathbf{r}' , що складається з двох домінуючих внесків — “прямого” короткосяжного (“електрохімічного” ($\varphi^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$) [10–12] та непрямого далекосяжного “деформаційно-індукованого” ($V^{vv}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$) [11, 12], які є в основному когезійної та зокрема “пружної” природи на близьких і далеких відстанях $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ між вакансіями (v) відповідно.

Саме сума зазначених домінуючих внесків у взаємодію між згенерованими опроміненням вакансіями у кристалі-мішені спричинює термодинамічну нестабільність рівномірного й однорідного просторового розподілу їх і відіграє ключову роль у механізмі утворення модульованих структур підсистеми вакансій.

Задля дослідження нестабільності однорідного ($n(\mathbf{r}, t) \equiv n_0 = K\tau$) твердого розчину вакансій проаналізуємо часову еволюцію малого збурення його (із декрементом згасання λ та хвильовим вектором \mathbf{k} як параметрами) [7–9]:

$$n(\mathbf{r}, t) - n_0 = \delta n(\mathbf{r}, t) \propto \exp(\lambda t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (|\delta n(\mathbf{r}, t)| \ll n_0). \quad (2)$$

Основне (“керувальне”) рівняння (1) розв’яжемо у найпростішому випадку із використанням періодичних крайових умов та інтегральних Фур’є-перетворень, що визначаються як $\tilde{W}^{vv}(\mathbf{k}) = \int_{\Omega} W^{vv}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}$ тощо. Лінеаризацією рівняння (1) із слухним припущенням (2) одержуємо наступне просторово-дисперсійне рівняння: $\lambda(\mathbf{k}, \alpha_n) \equiv -D_v k^2 [1 + \alpha_n \tilde{U}(\mathbf{k})] - \tau^{-1}$, де $\tilde{U}(\mathbf{k}) = \tilde{W}^{vv}(\mathbf{k}) / \tilde{W}_{0n}^{vv}$, $\tilde{W}_{0n}^{vv} = \lim_{k \rightarrow 0} |\tilde{W}^{vv}(k\mathbf{n})| > 0$ ($\mathbf{n} \equiv \mathbf{k}/k$), а $\alpha_n = n_0 \tilde{W}_{0n}^{vv} / (k_B T) > 0$ і є так званним помпувальним параметром, що визначається зокрема через K і T (див. також [7–9]).

Однорідний стан стає нестабільним через зростання модульованої структури в розподілі вакансій, перш за все, із періодом $d = 2\pi/k_c$, де $\mathbf{k}_c = k_c \mathbf{n}_c$ — точка (в оберненому просторі) біфуркації нового (на додачу до однорідного) розв’язку (2) кінетичного рівняння (1), що задає неоднорідну (у прямому просторі) вакансійну концентраційну хвилю. При пороговому значенні $\min_{\{\mathbf{n}\}} \alpha_{\mathbf{n}} = \alpha_c$ рівняння

$$\lambda(\mathbf{k}_c, \alpha_c) \equiv -D_v k_c^2 [1 + \alpha_c \tilde{U}(\mathbf{k}_c)] - \tau^{-1} = 0 \quad (3)$$

має розв’язок при дійсному векторі $\mathbf{k}_c = k_c \mathbf{n}_c$, де критичне значення модуля хвильового вектора k_c відповідає вищезазначеній біфуркаційній точці та визначається ще одним, векторним рівнянням:

$$\left. \frac{\partial \lambda(\mathbf{k}, \alpha_c)}{\partial \mathbf{k}} \right|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_c} = 0. \quad (4)$$

З рівнянь (3) та (4) в рамках наближення довгохвильової границі, що було прийнято у малому скінченному околі точки $\mathbf{k} = \mathbf{0}$, обидва значення α_c та k_c для $\mathbf{k}_c (\equiv \mathbf{0})$ вздовж фіксованого напрямку \mathbf{n}_c визначаємо наступним чином:

$$\alpha_c \cong -\tilde{W}_{0\mathbf{n}_c}^{vv} / \tilde{w}_{\mathbf{n}_c}^{vv} + 2\tilde{W}_{0\mathbf{n}_c}^{vv} \left\{ z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c) + \sqrt{z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c) [z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c) - \tilde{w}_{\mathbf{n}_c}^{vv}]} \right\} / (\tilde{w}_{\mathbf{n}_c}^{vv})^2,$$

$$k_c(\mathbf{n}_c, \alpha_c) = \sqrt{-(\tilde{W}_{0\mathbf{n}_c}^{vv} + \alpha_c \tilde{w}_{\mathbf{n}_c}^{vv}) / [2\alpha_c \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c)]}$$

для пружно-анізотропного кубічного металевого кристала (для котрого за його симетрією $\tilde{W}^{vv}(-\mathbf{k}) = \tilde{W}^{vv}(\mathbf{k})$); $\tilde{w}_{\mathbf{n}}^{vv} = \tilde{\varphi}^{vv}(\mathbf{0}) + \lim_{k \rightarrow 0} \tilde{V}^{vv}(k\mathbf{n})$ і $\tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n})$ є коефіцієнтами нульового та другого порядків розвинення відповідно у асимптотичній інтерполяції $\tilde{W}^{vv}(\mathbf{k}) \approx \tilde{V}^{vv}(\mathbf{k}) + \tilde{\varphi}_{\text{el.chem}}^{vv}(\mathbf{k}) \equiv \tilde{w}_{\mathbf{n}}^{vv} + \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n})k^2 + \dots$, де $\tilde{V}^{vv}(\mathbf{k})$ і $\tilde{\varphi}_{\text{el.chem}}^{vv}(\mathbf{k})$ — відповідно Фур’є-образи енергій анізотропної “деформаційно-індукованої” (рис. 1, а) та “(електро)хімічної” (рис. 1, б) $v-v$ -взаємодій [10–12].

Для ОЦК-V (з коефіцієнтом анізотропії пружності $\xi > 0$) обидві Фур’є-компоненти $\tilde{V}^{vv}(\mathbf{k})$ (рис. 1, а) та $\tilde{\varphi}_{\text{el.chem}}^{vv}(\mathbf{k})$ (рис. 1, б) мають мінімум $\min_{k \rightarrow 0} \tilde{V}^{vv}(\mathbf{k}) < 0$ та $\min_{\mathbf{k} \rightarrow 0} \tilde{\varphi}_{\text{el.chem}}^{vv}(\mathbf{k}) = \tilde{\varphi}_{\text{el.chem}}^{vv}(\mathbf{0}) < 0$ відповідно всередині першої бріллоуєнової зони для ОЦК-гратниці, і для ISSN 1025-6415. Допов. Нац. акад. наук Укр. 2019. № 3

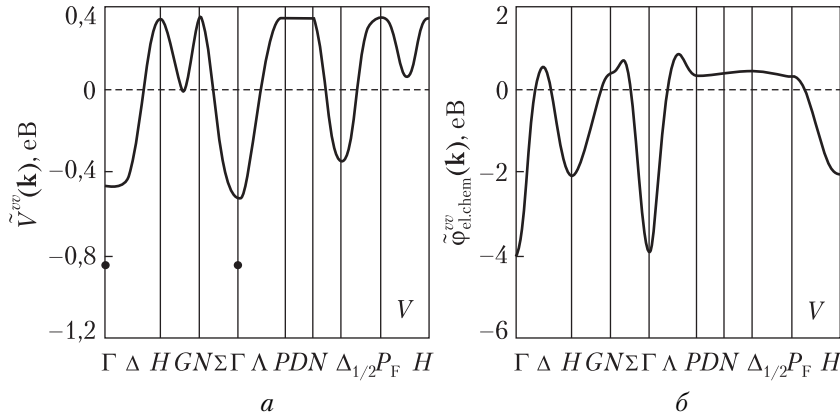


Рис. 1. Дисперсійні криві для енергетичних параметрів міжвакансійної взаємодії в ОЦК-V (при $T = 298$ К): *a* – $\tilde{V}^{vv}(\mathbf{k})$ (\bullet – $\tilde{V}^{vv}(\mathbf{0})$), *б* – $\tilde{\varphi}_{\text{el,chem}}^{vv}(\mathbf{k})$

такого кристала-мішені α_c та k_c для \mathbf{k}_c вздовж напрямку $\mathbf{n}_c \parallel [111]$ поблизу $\mathbf{k} \cong \mathbf{0}$ можна визначити відповідним чином:

$$\alpha_c \cong 1 + 2 \left\{ z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c \parallel [111]) + \sqrt{z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c \parallel [111]) [z_d \rho_{0d} \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c \parallel [111]) + \tilde{W}_{0\mathbf{n}_c \parallel [111]}^{vv}]} \right\} / \tilde{W}_{0\mathbf{n}_c \parallel [111]}^{vv}$$

$$k_c(\mathbf{n}_c \parallel [111], \alpha_c) \cong \sqrt{[(\alpha_c - 1) \tilde{W}_{0\mathbf{n}_c \parallel [111]}^{vv}] / [2\alpha_c \tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c \parallel [111])]}.$$

Перший член (одиниця) в цих двох виразах для порогової величини α_c є домінуючим. За цими виразами, оскільки $\tilde{\mathbf{B}}^{vv}(\mathbf{n}_c \parallel [111]) \geq 0$, дисипативна модульована структура вакансійної підсистеми в ОЦК-V, що опромінюється, виникає у випадку, коли $\alpha_c > 1$ (і відповідно $n_0 = k_B T \alpha_c / \tilde{W}_{0\mathbf{n}_c \parallel [111]}^{vv} > k_B T / \tilde{W}_{0\mathbf{n}_c \parallel [111]}^{vv}$). Період цієї структури d залежить від параметрів кінетики релаксації системи (зокрема, до стаціонарного стану), що забезпечують перерозподіл вакансій між стоками: D_v , τ або z_d , ρ_{0d} [7–9]. Поміж дислокаційними стоками всередині ОЦК-кристала-матриці з $\xi > 0$ модульовану концентраційну хвилю в розподілі вакансій $n(\mathbf{r}, t)$ можна записати у вигляді суперпозиції двох взаємно проникних хвиль

вздовж напрямків $[111]$ та $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$: $n(\mathbf{r}, t) = n_0 + \delta n_2 \frac{2\pi}{a} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix}(\mathbf{r}, t) + \delta n_2 \frac{2\pi}{a} \begin{pmatrix} \bar{1} & \bar{1} & \bar{1} \\ 2 & 2 & 2 \end{pmatrix}(\mathbf{r}, t)$. Друга та третя функції-доданки, що знаходяться в правій частині останнього виразу, описують одновимірну модуляцію розподілу вакансійної підсистеми у відповідному діагональному напрямку елементарної комірки ОЦК-гратниці. У випадку синфазного збігу гребенів одночасно двох взаємно проникних синфазно модульованих вакансійних концентраційних хвиль реалізуються умови для “зародження” й упорядкування нанопор. Формування такої тривимірної суперпозиції одновимірних вакансійних концентраційних хвиль, спрямованих вздовж еквівалентних напрямків $[111]$ та $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ в один і той же час (із синфазним перетином їхніх гребнів), можна узгодити з механізмом утворення нанопор та їх впорядкування в ОЦК-кристалі-матриці (з $\xi > 0$), який опромінюється.

Із врахуванням наявних експериментальних даних про характеристики кристалічної структури та пружності ОЦК-V [1, 5, 12, 13–15] було встановлено, що за відсутності зовнішніх флюктуацій швидкості генерації радіаційних точкових дефектів (вакансій тощо) та внутрішніх неоднорідних флюктуацій у просторовому розподілі дислокацій як стоків ва-

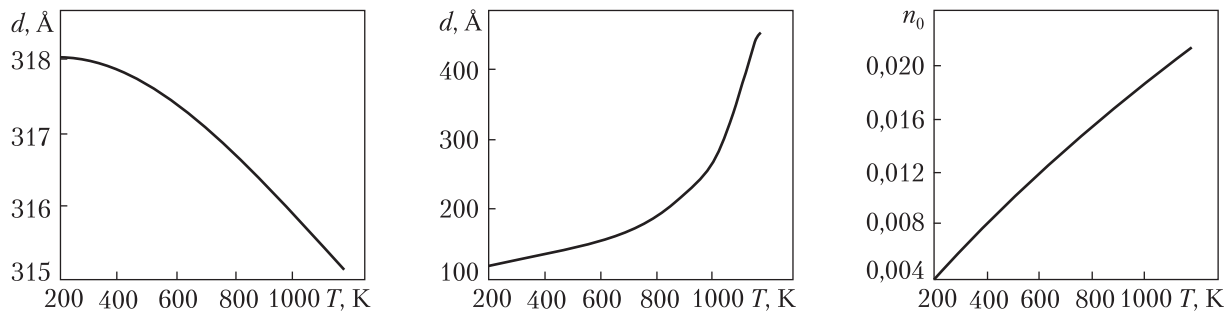


Рис. 2. Період $d(T)$ модульованої структури в розподілі вакансій у ОЦК-V із фіксованою дислокаційною густиною ($\rho_{0d}(T) = \text{const}$ [13])

Рис. 3. Період $d(T)$ модульованої структури в розподілі вакансій у ОЦК-V, що опромінюється, коли $\rho_{0d}(T)$ є температурозалежною за наявними літературними даними експерименту [13]

Рис. 4. Критична відносна концентрація вакансій n_0 у їхньому твердому розчині в ОЦК-V, при якій стається втрата стабільності щодо утворення в ньому модульованої структури

кансій в ОЦК-кристалі-мішені під опроміненням період $d(T)$ дисипативної модульованої структури вакансійної підсистеми слабо знижується зі зростанням T (рис. 2), якщо в середньому $\rho_{0d}(T) = \text{const}$ [13], саме через домінування “(електро)хімічних” $v-v$ -взаємодій.

Але зміна густини дислокацій із підвищенням T [13] має наслідком зміну (у “антифазі”) періоду дисипативної модульованої структури підсистеми вакансій (рис. 3), що спричинено ентропійним чинником, “(електро)хімічною” взаємодією вакансій, а також пружними властивостями ОЦК-кристала-мішені.

Температурну залежність критичної відносної концентрації вакансій n_0 у їхньому твердому розчині в ОЦК-V, при якій відбувається втрата стабільності щодо утворення в ньому модульованої структури, зображено на рис. 4 (з урахуванням неявних температурних залежностей α_c та $\tilde{W}_{0n_c||111}^{vv}$).

Одночасно із дифузійно контрольованим утворенням сукупності нанопор як тривимірної суперпозиції просторово й орієнтаційно взаємно упорядкованих одновимірних концентраційних хвиль модульованих розподілів дифузійно рухливих взаємодійних вакансій усередині опромінюваного ОЦК-кристала-мішені може виникати надгратниця нанопор, а її період d_p , як очікується, зростати із підвищенням T (у “антифазі” із поведінкою дислокаційної густини [13]), бо він визначається лише “пружною” взаємодією між нанопорами, що їх вишиковує.

Практичне значення завбачених тут результатів полягає у тому, що їх можна використати в радіаційному матеріалознавстві для прогнозування поведінки матеріалів під опроміненням без виконання попередніх натурних (зазвичай руйнівних) випробувань (тобто зокрема за даними незалежних експериментів). Головною новизною вищенаведених результатів було врахування у запропонованій моделі розривності Фур’є-перетворень сумарних енергій парної $v-v$ -взаємодії у точці $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ ($\lim_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{0}} \tilde{W}^{vv}(\mathbf{k}) \neq \tilde{W}^{vv}(\mathbf{0}) = \int_{\Omega} W^{vv}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$) через неаналітичний внесок “деформаційно-індукованої” взаємодії вакансій (на доданок до також врахованого за [10] аналітичного внеску “(електро)хімічної” взаємодії) власне за відсутності їхньої “деформаційно-індукованої” самодії ($V^{vv}(\mathbf{0}) = 0$).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Щербак В.И. Радиационные повреждения в облученном нейтронами ванадии. *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*. 1979. Вып. 3(11). С. 27–29.
2. Wiffen F.W. The effect of alloying and purity on the formation and ordering of voids in b.c.c. metals. Proc. the Int. Conf.: Radiation induced voids in metals. (Oak Ridge, 9–11 June. 1972). Oak Ridge, 1972. P. 386–388.
3. Ghoniem N.M., Walgraef D., Zinkle S.J. Theory and experiment of nanostructure self-organization in irradiated materials. *J. Computer-Aided Mater. Design*. 2002. **8**, № 1. P. 1–8. doi: <https://link.springer.com/article/10.1023%2FA%3A1015062218246>
4. Jäger W., Trinkaus H. Defect ordering in metals under irradiation. *J. Nucl. Mater.* 1993. **205**, № 10. P. 394–410. doi: [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(93\)90104-7](https://doi.org/10.1016/0022-3115(93)90104-7)
5. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. Радиационные дефекты и набухание металлов. Киев: Наук. думка, 1988. 292 с.
6. Krishan K. Invited review article: ordering of voids and gas bubbles in radiation environments. *Radiation Effects*. 1982. **66**. P. 121–155. doi: <http://doi.org/10.1080/00337578208222474>
7. Сугаков В.И. Основы синергетики. Київ: Обереги, 2001. 287 с.
8. Селищев П.А. Самоорганизация в радиационной физике. Киев: Аспект-Полиграф, 2004. 239 с.
9. Сугаков В.И. О сверхрешетках плотности дефектов в облучаемых кристаллах. Киев: Институт теоретической физики. (Препринт АН УССР. Институт теоретической физики), 1981.
10. Харрисон В.А. Псевдопотенциалы в теории металлов. Москва: Мир, 1968. 366 с.
11. Khachaturyan A.G. Theory of structural transformations in solids. New York: Dover Publ. Inc., 2008. 592 p.
12. Олійник О.В., Татаренко В.А. Особливості енергетичних параметрів “деформаційної” та “електрохімічної” взаємодій вакансій у ОЦК-металах. *Металлофиз. новейшие технологии*. 2015. **37**, № 9. С. 1147–1168. doi: <https://mfint.imp.kiev.ua/article/v37/i09/MFiNT.37.1147.pdf>
13. Agarwal S.C., Potter D.I., Taylor A. Effects of interstitial solutes on the microstructure of self-ion irradiated vanadium. Irradiation effects on the microstructure and properties of metals Proc. of the Symposium (Philadelphia, 4–5 May. 1976). Philadelphia, 1976. P. 298–315. doi: <https://doi.org/10.1520/STP38056S>
14. Smirnov Yu.M., Finkel V.A. Crystal structure of tantalum, niobium and vanadium at 110–400 K. *J. Exper. and Theor. Phys.* 1966. **22**, № 4. P. 750–753. doi: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_022_04_0750.pdf
15. Wolfel W.G. Fundamental properties of defects in metals. *Comprehensive Nuclear Materials*; Konings R.J.M., Allen T.R., Stoller R.E., Yamanaka, Sh. (Eds.). Amsterdam: Elsevier Science, 2012. P. 1–45. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-056033-5.00001-X>

Надійшло до редакції 23.01.2019

REFERENCES

1. Scherbak, V. I. (1979). Neutron radiation damages in the vanadium. *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Radiatsionnykh Povrezhdeniy i Radiatsionnoe Materialovedenie*, Iss. 3(11), pp. 27-29 (in Russian).
2. Wiffen, F. W. (1972, June). The effect of alloying and purity on the formation and ordering of voids in b.c.c. metals. Proc. the Int. Conf. Radiation induced voids in metals, Oak Ridge, pp. 386-388.
3. Ghoniem, N. M., Walgraef, D. & Zinkle, S. J. (2002). Theory and experiment of nanostructure self-organization in irradiated materials. *J. Computer-Aided Mater. Design*, 8, No. 1, pp. 1-38. doi: <https://link.springer.com/article/10.1023%2FA%3A1015062218246>
4. Jäger, W. & Trinkaus, H. (1993). Defect ordering in metals under irradiation. *J. Nucl. Mater.*, 205, No. 10, pp. 394-410. doi: [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(93\)90104-7](https://doi.org/10.1016/0022-3115(93)90104-7)
5. Zelenskiy, V. F., Neklyudov, I. M. & Chernyaeva, T. P. (1988). Radiation defects and swelling of metals. Kiev: Naukova Dumka (in Russian).
6. Krishan, K. (1982). Invited review article ordering of voids and gas bubbles in radiation environments. *Radiation Effects*, 66, pp. 121-155. doi: <http://doi.org/10.1080/00337578208222474>
7. Sugakov, V. I. (2001). Fundamentals of synergetics. Kyiv: Oberegy (in Ukrainian).
8. Selishchev, P. A. (2004). Self-organization in radiation physics. Kiev: Aspekt-Poligraf (in Russian).

9. Sugakov, V. I. (1984). On superlattices of density of defects in the irradiated crystals. Kiev: Institute for theoretical physics. (Preprint A.S. Ukr.SSR. Institute for theoretical physics) (in Russian).
10. Harrison, W. A. (1968). Pseudopotentials in the theory of metals. Moscow: Mir (in Russian).
11. Khachatryan, A. G. (2008). Theory of structural transformations in solids. New York: Dover Publ. Inc.
12. Oliinyk, O. V. & Tatarenko, V. A. (2015). Features of energy parameters of 'strain-induced' and 'electrochemical' interactions of vacancies in b.c.c. metals. *Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*, 37, No. 9, pp. 1147-1168 (in Ukrainian). doi: <https://doi.org/10.15407/mfint.37.09.1147>
13. Agarwal, S. C., Potter, D. I. & Taylor, A. (1976, May). Effects of interstitial solutes on the microstructure of self-ion irradiated vanadium. Proc. of the Symposium 'Irradiation effects on the microstructure and properties of metals', pp. 298-315, Philadelphia. doi: <https://doi.org/10.1520/STP38056S>
14. Smirnov, Yu. M. & Finkel, V. A. (1966). Crystal structure of tantalum, niobium and vanadium at 110-400 K. *J. of Exper. and Theor. Phys.*, 22, No. 4, pp. 750-753. doi: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_022_04_0750.pdf
15. Wolfer, W. G. (2012). Fundamental Properties of Defects in Metals. In *Comprehensive Nuclear Materials*. Konings, R.J.M., Allen, T. R., Stoller, R. E., Yamanaka, Sh. (Eds.) (pp. 1-45), Amsterdam: Elsevier Science. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-056033-5.00001-X>

Received 23.01.2019

Е.В. Олейник, В.А. Татаренко

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, Киев
E-mail: neutrino@ukr.net, tatar@imp.kiev.ua

ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА САМООРГАНИЗАЦИИ ДИССИПАТИВНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ СТРУКТУР В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВАКАНСИЙ В НЕПРЕРЫВНО ОБЛУЧАЕМЫХ ОЦК-КРИСТАЛЛАХ

Анализируются условия самоорганизации диссипативной модулированной структуры в пространственном распределении взаимодействующих вакансий, которые генерируются (изотермическим) облучением и диффундируют, вследствие неустойчивости их однородного распределения в ОЦК-кристалле-мишени. Для ОЦК-ванадия в качестве модельного материала, который непрерывно облучается, температурная зависимость пространственного периода такой структуры вакансионной подсистемы спрогнозирована с учётом полной энергии ("электро)химического" (на близких расстояниях когезионной природы) и "деформационного" ("упругого" по характеру на далёких расстояниях) взаимодействий между вакансиями.

Ключевые слова: вакансии, "деформационное" взаимодействие, "(электро)химическое" взаимодействие, диссипативная модулированная структура.

O.V. Oliinyk, V.A. Tatarenko

G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the NAS of Ukraine, Kiev
E-mail: neutrino@ukr.net, tatar@imp.kiev.ua

PHYSICAL KINETICS OF SELF-ORGANIZATION OF DISSIPATIVE MODULATED STRUCTURES IN THE DISTRIBUTION OF INTERACTING VACANCIES IN BCC CRYSTALS UNDER A CONTINUOUS IRRADIATION

The conditions of self-organization of a dissipative modulated structure in the spatial distribution of interacting and diffusing vacancies [generated by (isothermal) irradiation] due to the instability of their homogeneous distribution in the bcc host crystal are analyzed. For the bcc vanadium, as a continuously irradiated model material, the temperature dependence of the spatial period of such a structure of vacancies' subsystem is predicted with regard for the total energy of the "(electro)chemical" (cohesive by nature at close distances) and the "strain-induced" ("elastic" by character at long distances) interactions between vacancies.

Keywords: vacancies; "strain-induced" interaction; "(electro)chemical" interaction; dissipative modulated structure.