

УДК 539.3

ДИСЛОКАЦІЙНІ МЕХАНІЗМИ МІКРОТРИЩИНОУТВОРЕННЯ (Огляд)

В. Р. СКАЛЬСЬКИЙ¹, Ю. Я. МАТВІЙ², О. Г. СИМАКОВИЧ¹

¹ Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів;

² Луцький національний технічний університет

Огляд присвячено аналізу відомих досліджень дислокаційних механізмів тріщиноутворення. Основну увагу приділено умовам, за яких починає зароджуватись мікротріщина. Важливими характеристиками оптимізації моделей є мінімальні кількість дислокацій і локальні напруження, що спричиняють утворення дефекту. Подано класифікацію механізмів за типом взаємодії дислокаційних груп.

Ключові слова: дислокація, дислокаційне скупчення, площина ковзання, мікротріщина.

Проблема виявлення ранніх стадій руйнування елементів конструкцій та виробів – найактуальніша для механіки руйнування, технічної діагностики тощо. Адже завдяки цьому можна запобігати їх передчасному руйнуванню, яке часто виникає внаслідок деградації матеріалу під час експлуатації.

Як відомо [1], ранні стадії руйнування починаються з утворення і розвитку пластичної деформації, а дислокаційні механізми – основні механізми цих процесів [2], тому саме вони привертають увагу багатьох дослідників. На сьогодні у цій царині знань розроблено велику кількість моделей дислокаційних механізмів утворення мікротріщин. Значна частина з них підтверджена експериментами. Але існують й теоретичні розробки, які є предметом подальших наукових пошуків.

Необхідно зазначити, що результати теоретико-експериментальних досліджень дислокаційних механізмів мікротріщиноутворення подані у багатьох літературних джерелах, але ще не систематизовані в одній науковій праці, а це значно ускладнює їх вивчення для прикладного застосування. Тому мета цієї оглядової роботи – класифікувати дислокаційні механізми мікротріщиноутворення і виділити найоптимальніші з них.

Стан проблеми. Як показує аналіз літературних джерел, абсолютна більшість дислокаційних моделей зародження і розвитку мікротріщин пов'язані зі скупченням дислокацій одного знаку або їх комбінаціями. Існують моделі, за якими мікротріщина зароджується значно легше за менших напружень або за меншої кількості дислокацій з урахуванням взаємного розташування їх груп, а також взаємодії. Відомі в літературі механізми мікротріщиноутворення можна розділити на класи моделей, а саме:

- **Плоскі дислокаційні скупчення.** Цей клас базується на моделі Зінера–Стро [3]. Різними авторами запропоновано модифікації цього механізму, які враховують криволінійність площини ковзання, ріст тріщини до дислокаційного скупчення тощо.

- **Пересічні дислокаційні скупчення.** Основна модель у цьому класі – модель Коттрела [1].

- **Зустрічні дислокаційні скупчення.** Тут головні дислокації скупчень реагують, утворюючи низку вакансій. Далі дислокації зливаються з новоутвореним рядом і, таким чином, створюють дефект.

- **Дислокаційні стінки.** Ці механізми враховують взаємодію дислокацій, що знаходяться на паралельних площинах ковзання.

Розглянемо детальніше вищеперераховані класи моделей утворення дислокаційних мікротріщин.

Моделі плоских дислокаційних скупчень. Зародження і ріст дислокаційної мікротріщини в площині дислокаційного скупчення. У дислокаційному скупченні з n дислокацій і сумарним вектором Бюргерса $B = nb$ ($B = |\vec{B}|$; $b = |\vec{b}|$), виділяють і описують дискретно його головний елемент $B_1 = |\vec{B}_1|$ і наступну за ним дислокацію $B_2 = |\vec{B}_2|$, а решту скупчення потужністю $B_3 = B - (B_1 + B_2)$, ($B_3 = |\vec{B}_3|$) описують континуально (рис. 1).

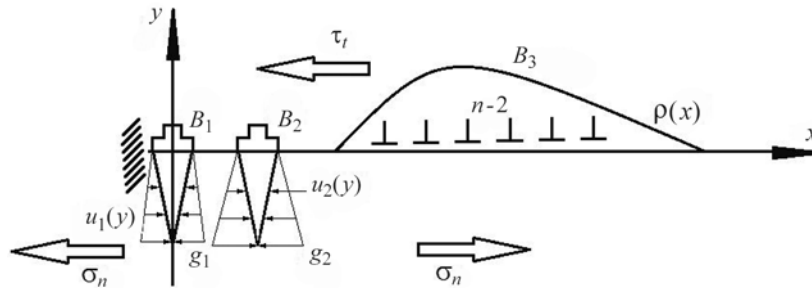


Рис. 1. Схема дислокаційного скупчення біля перепони: σ_n – зовнішні нормальні напруження до площини сколу $x = 0$; τ_t – локальні дотичні напруження, що діють у площині ковзання дислокаційного скупчення; $g_i = g(u)$ та $u_i = u(y)$ – відповідно інтенсивність взаємодії та розкриття берегів ядра дислокації; $\rho(x)$ – густина дислокацій третьої частини скупчення.

Fig. 1. Scheme of dislocation pile-up near a barrier: σ_n – outer stresses with normal direction to the split plane $x = 0$; τ_t – local tangent stresses in the dislocations pile-up slip plane; $g_i = g(u)$ and $u_i = u(y)$ – interaction intensity and opening of the dislocation nucleus edges, respectively; $\rho(x)$ – dislocation density of the third part of dislocation pipe-up.

Утворення мікротріщини у вершині загальмованого дислокаційного скупчення (як втрата стійкості рівноваги його головної частини) незалежно від типу критичної події пов'язано, в першу чергу, зі структурою ядер провідних елементів скупчення. Втрата стійкості будови тріщиноподібного ядра головної дислокації B_1 і його прогресуюче розкриття в площині сколу як тріщини гріффітсового типу супроводжується поглинанням дислокацій скупчення. Умова реалізації нестійкості такого типу має вигляд [4]

$$h_1 = h_c(B_1, g_1, \sigma_n, \sigma_x^{(2,3)}), \quad (1)$$

де h_c – критичний розмір ядра елемента B_1 , який залежить від властивостей площини сколу і діючих у ній нормальних напружень (зовнішніх σ_n і породжених залишковими частинами скупчення $\sigma_x^{(2,3)}$); $g_1 = g_1(x)$ – функція, що описує взаємодію протилежних берегів розкритого ядра елемента B_1 .

Втрата стійкості рівноваги дислокації B_2 внаслідок особливостей взаємодії дислокацій на малих відстанях, що призводить до звалювання B_2 до B_1 і їх злиття, зумовлює зростання клиноподібної дислокаційної тріщини. Нестійкість такого типу визначають умовою виду

$$\partial F_{B_2} / \partial L = 0, \quad (2)$$

де F_{B_2} – сумарна сила, що діє на дислокацію B_2 в площині ковзання; L – координата центра ваги другої дислокації.

Встановлюючи критичне поєднання зовнішніх параметрів скупчення відповідно до порушення стійкості положення дислокації B_2 , рівняння (1) і (2) зводять до такої системи рівнянь [4]:

$$F_{B_1 B_2}(\zeta, n, \tau_t, \sigma_n) + F_{B_3 B_2}(\zeta, n, \tau_t, \sigma_n) - b\tau = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} [F_{B_1 B_2}(\zeta, n, \tau_t, \sigma_n) + F_{B_3 B_2}(\zeta, n, \tau_t, \sigma_n)] = 0,$$

де $F_{B_i B_j}$ – сила, з якою діє дислокація B_i на B_j ; n – кількість дислокацій у скупченні; τ_t – опір кристала руху дислокації; σ_n – нормальне напруження до площини сколу; $\zeta = L/h_c$.

Беручи до уваги члени не більші лінійних і приймаючи для великих n рівність $B_3 = B$ та виконавши необхідні перетворення, критерій зародження мікротріщини у вершині заблокованого скупчення дислокацій за дії нормального і дотичного напружень зводять до

$$n(\tau_t - \tau_i) = 0,308(s g_m - \sigma_n),$$

де τ_i – опір кристала рухові дислокації; g_m – максимум інтенсивності взаємодії берегів тріщини; s – коефіцієнт, що визначають з додаткової характеристики ядра дислокації g_0 на основі даних енергії дислокації відповідної орієнтації; $0,75 \leq s \leq 1$. Цей критерій помітно м'якший, ніж первинний критерій Стро і його подальші уточнення [3].

Опис наступного етапу еволюції загальмованого скупчення відрізняється від попереднього тим, що головним елементом тепер стає клиноподібна дислокаційна тріщина – супердислокація потужності $B_1 = n_1 b \geq 2b$ ($b = |\vec{b}|$), у якій береги не взаємодіють. Критерій поширення дислокаційної мікротріщини за допомогою приєднання наступної дислокації скупчення набуває вигляду

$$n(\tau_t - \tau_i) = 3,351(1 - 0,501b\sigma_n/\gamma)(\gamma/b - \sigma_n),$$

де γ – робота руйнування сколом $\gamma = \frac{1}{2} \int_{u_m}^{\infty} g_a(u_a) du_a$; g_a – функція взаємодії берегів дислокаційної мікротріщини.

Що стосується подальшого розвитку мікротріщини, яка об'єднує число дислокацій $n_1 \geq 3$, то, ґрунтуючись на висновках праць [3, 5], можна вважати, що критичним етапом зростання дислокаційної тріщини є злиття наступної дислокації в утворений за допомогою об'єднання перших двох зародок руйнування. Після цього настає нестійкість скупчення в цілому і його звалювання розширюється в мікротріщину, можливо до повного вичерпання скупчення.

Модель зародження мікротріщини як результат ковзання дислокацій по криволінійній решітці. У праці [6] запропоновано механізм зародження мікротріщини, що враховує кривину площини ковзання дислокацій (рис. 2a). Під дією напружень τ дислокації концентруються біля бар'єру. Це зумовлює виникнення стискувальних напружень в одній півплощині і розтягувальних в іншій (рис. 2b). Тому площину ковзання вже не можна вважати плоскою. Її викривлення пропорційне густині дислокацій. Переміщення n дислокацій по кривій поверхні з кривою χ (рис. 2c) еквівалентне появі на цьому проміжку низки крайових дислокацій з погонною густиною $b = n\chi$. Зсув по кривих площинах призводить до появи нормальних (розкривних) напружень. Це зумовлює відрив поверхонь, тобто виникнення тріщини в активній поверхні ковзання.

Умова зародження тріщини має вигляд [7]

$$\tau b = 2\gamma, \quad (3)$$

де τ – напруження в площині ковзання; $b = |\vec{b}|$ – вектор Бюргерса; γ – поверхнева енергія. Умову (3) можна переписати через вираз конфігураційної сили Ірвіна F [6], що дорівнює пружній енергії, яка виділяється під час росту тріщини на одиничний відрізок $F = 2\gamma$.

Викривлення решітки підтверджено у працях [8, 9].

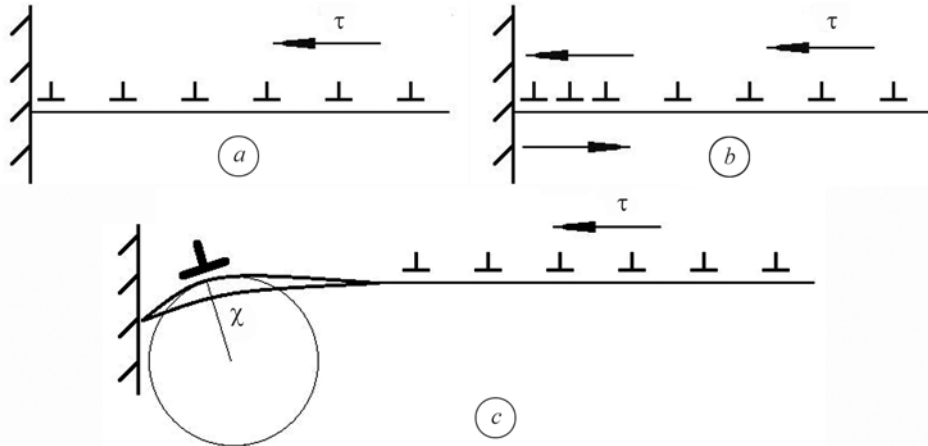


Рис. 2. Рух дислокацій під дією зовнішньої сили: *a* – рух на зустріч бар'єру; *b* – концентрація дислокацій і виникнення стискувальних напружень в одній півплощині і розтягуювальних в іншій; *c* – викривлення площини ковзання (χ – кривина площини скупчення).

Fig. 2. Moving of dislocations under outer force effect: *a* – moving to barrier; *b* – concentration of dislocations and formation of compressive stresses in one plane and tensile stresses in the other; *c* – curving of a slip plane (χ – curvature of a slip plane).

Ріст тріщини в напрямі дислокаційного скупчення. Розглянемо скупчення з $n = \text{const}$ дислокацій. Нехай перші m скупчення утворили мікротріщину під дією певного чинника [1] (під час гальмування біля перешкоди або через теплові флуктуації).

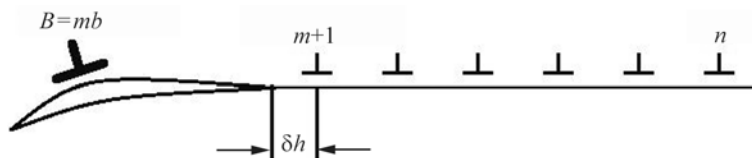


Рис. 3. Схема моделі зі сталою кількістю дислокацій.

Fig. 3. Scheme of the model with constant number of dislocations.

Вважаємо, що кількість дислокацій у моделі стала. У схемі Сміта [10] збільшення розмірів тріщини призводить до пересування всіх дислокацій у скупченні в напрямку мікротріщини. За схемою (рис. 3), коли $n = m + (n - m) = \text{const}$, все скупчення переміщується як одне ціле на відстань δh . У континуальному наближенні функція розподілення дислокацій у скупченні під час їх звалювання в тріщину не змінюється, тому $A = \tau b n \delta h$. Також у континуальному наближенні не враховують енергію ядер дислокацій, а в цій моделі й релаксацію локальних напружень. Це компенсує збільшення поверхневої енергії $\Delta W_\gamma = 2\gamma \delta h = D b \delta h$, тому

тріщина зароджується за умови $A \approx \Delta W_\gamma$ або $n\tau \approx D$, де D – модуль пружності дислокації (для гвинтової $k = 1$; для крайової $k = 1 - \nu$, де ν – модуль Пуассона).

У працях [10, 11] враховують новостворені дислокації, які звалюються у тріщину. Генеруються нові дислокації з ростом мікротріщини. Цей підхід енергетично вигідніший, ніж підхід у моделі Стро, що не враховує кривину площини ковзання.

Схема зародження зсувної тріщини біля загальмованого скупчення гвинтових дислокацій. Розв'язано задачу [12] про зародження тріщини зсуву у вершині загальмованого скупчення гвинтових дислокацій у континуальному наближенні (рис. 4).

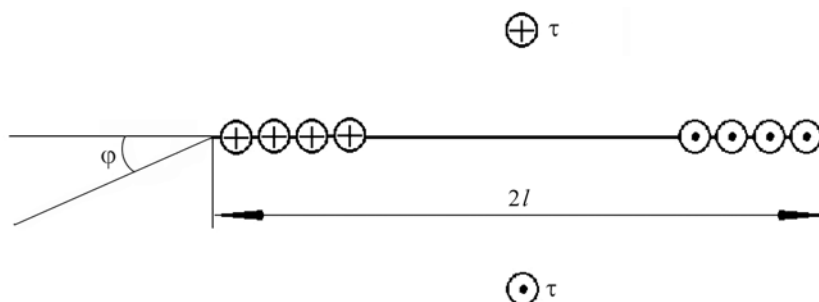


Рис. 4. Зародження тріщини біля скупчення гвинтових дислокацій ($2l$ – довжина скупчення; φ – кут між площиною скупчення і тріщиною).

Fig. 4. Crack initiation near screw dislocation pile-ups ($2l$ – length of pile-up; φ – angle between a pile-up plane and a crack).

Критичне напруження τ_1^* для зародження тріщини рухомого скупчення можна записати так [13, 14]:

$$\tau_1^* = \frac{2}{\pi} \left(\frac{\pi \gamma G}{l} \right)^{1/2} \left(\frac{1+m}{1-m} \right)^{m/2}, \quad (4)$$

де $2l$ – діаметр зерна; $m = \varphi / \pi$. Для нерухомого скупчення критичне напруження τ_2^* має вигляд [15]

$$\tau_2^* = \frac{2}{\pi} \left(\frac{\pi \gamma G}{l} \right)^{1/2} \left(\cos \frac{\varphi}{2} \right)^{-1/2}. \quad (5)$$

Як видно з рівнянь (4) і (5), зародження легше відбувається за умови $\varphi = 0$.

Тоді відношення напружень $\frac{\tau_2^*}{\tau_1^*} = \frac{\pi}{2}$. Для $0^\circ < \varphi < 90^\circ$ $\frac{\tau_2^*}{\tau_1^*} \approx \frac{\pi}{2}$ (залежність від кута невелика), тому вплив рухомості дислокацій на напруження майже не залежить від φ .

Моделі пересічних дислокаційних скупчень. Механізм зародження мікротріщини на перетині дислокаційних площин ковзання (механізм Коттрела). Цей механізм не потребує для утворення мікротріщини великої кількості дислокацій у скупченні і, відповідно, сильних бар'єрів, які здатні втримати таке скупчення [6]. За умови зустрічі одиночних дислокацій, які ковзають у площині $\{100\}$ (рис. 5a), виникає реакція:

$$\frac{a}{2}[111]_{(10\bar{1})} + \frac{a}{2}[111]_{(101)} = a[001].$$

При цьому формується сидяча крайова дислокація з вектором Бюргера \vec{b} $\{001\}$, яка лежить вздовж лінії перетину площин (112) і $(11\bar{2})$. Вставлена у кристал екстраплщина цієї дислокації є клином. Коли кількість дислокацій, що зустрілися, відповідатиме умові $\tau na = 2\gamma$ у площині (001) , то утвориться тріщина.

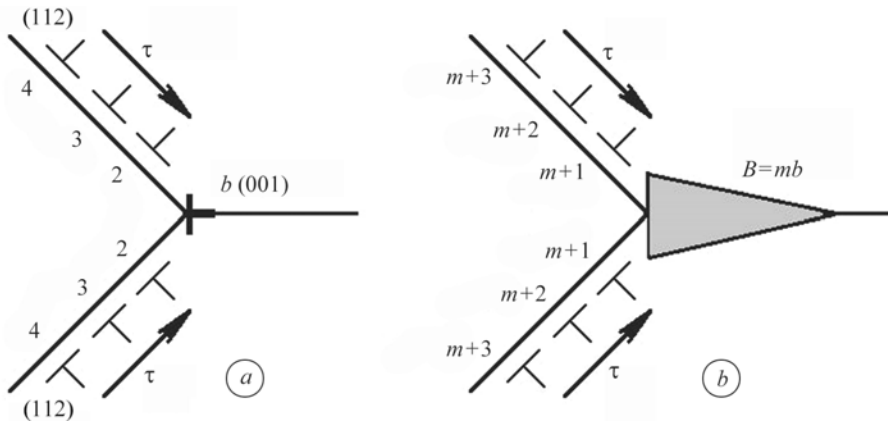


Рис. 5. Механізм Коттрела: *a* – утворення сидячої дислокації; *b* – ріст тріщини.

Fig. 5. Kottrell's mechanism: *a* – creation of sessile dislocation; *b* – crack growth.

Розглянемо енергію, що виділяється під час злиття двох дислокацій з векторами Бюргера \vec{b}_1 , \vec{b}_2 і кутом між ними φ . Її можна подати так:

$$\Delta W_b = Db^2[1 - 2\sin^2(\varphi/2)][\ln(r/r_0) + Z],$$

де ΔW_b – виділена енергія; D – модуль пружності дислокації; Z – енергія ядра; r – відстань до осі дислокації. Як бачимо, для будь-якого кута φ виділена енергія є додатна, тому для початку зародження мікротріщини достатньо двох дислокацій.

Модель зустрічних дислокаційних скупчень. Схема зародження дислокаційних мікротріщин на зустрічних смугах. Розглянемо схему зародження дислокаційних мікротріщин на зустрічних смугах за великої відстані між площинами ковзання [1] (рис. 6), коли вони можуть бути загальмовані тільки перешкодою (наприклад, межею зерна). Якщо відстань між площинами ковзання менша від довжини скупчення, то їх взаємодія сильна, що зменшує відстань між головними дислокаціями і тим самим сприяє росту мікротріщини.

Умову зародження тріщини можна записати так:

$$n\tau \approx \alpha(T) \cdot D \cdot \left(1 - 0,1 \frac{L_\infty}{\delta}\right)^{-1},$$

де L_∞ – довжина скупчення при $\delta \rightarrow \infty$.

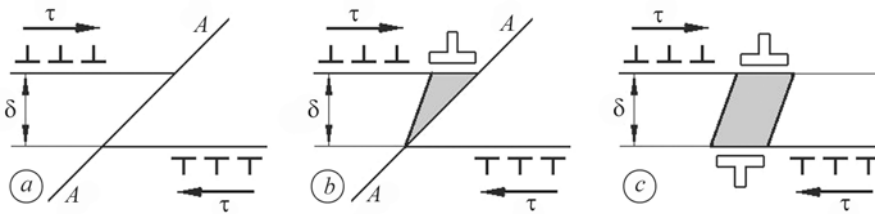


Рис. 6. Схема двох дислокаційних скупчень, що утворюють пов'язану систему: *a* – рух дислокаційних скупчень до перешкоди; *b* – зародження мікротріщини; *c* – ріст мікротріщини.

Fig. 6. Scheme of two dislocation pile-up, which form a connected system: *a* – dislocation slipping to the boundary; *b* – microcrack initiation; *c* – microcrack growth.

Механізм зародження мікротріщини на зустрічних смугах за великої кількості дислокацій. У праці [1] запропоновано механізм зародження мікротріщини за значної кількості дислокацій (для великих n). Розглянемо два скупчення з n дислокацій, кожне з яких утворює пов'язану систему (мультиполь) з відстанню δ між дислокаціями (рис. 7).

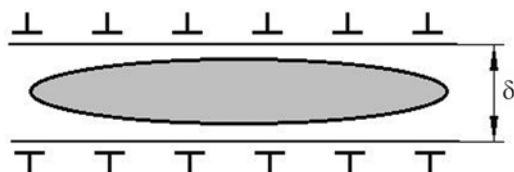


Рис. 7. Схема двох протилежних дислокаційних скупчень.

Fig. 7. Scheme of two opposite dislocation pile-ups.

Розтискувальні напруження між площинами ковзання запишемо у вигляді

$$\sigma = \frac{Gb}{\pi(1-\nu)d} \ln\left(n^2 \frac{d}{2\delta}\right),$$

де G – модуль зсуву. Для зародження мікротріщини за цим механізмом, напруження мають досягати $\sim 0,2G$ (майже $\sigma_{\text{теор}} = E/10$). Тому необхідно, щоб $n = 10^2$ у кожній смугі для $\delta = 0,5\mu\text{m}$. Експериментально існування цього механізму не підтверджено [1].

Анігіляційна модель зародження мікротріщини. Розглянемо два дислокаційних скупчення, головні дислокації яких проходять одна від одної на відстані $\delta < (5\dots 7)b$ [1] (рис. 8).

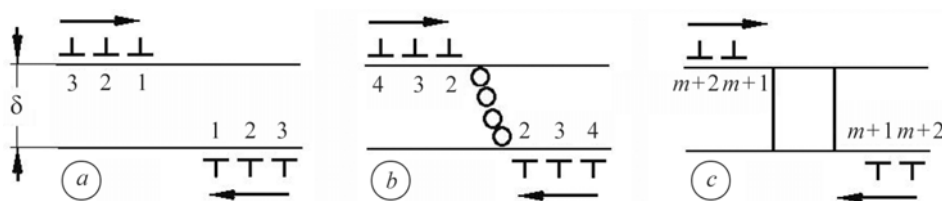


Рис. 8. Анігіляційна модель зародження мікротріщини: a – початкове положення; b – анігіляція головних дислокацій; c – утворення і ріст мікротріщини.

Fig. 8. Annihilation model of microcrack initiation: a – initial position; b – annihilation of main dislocations; c – microcrack initiation and its growth.

Під час об'єднання головних дислокацій починається їх скупчення. Цей процес лавиноподібний, оскільки що більший розмір пори, то сильніше вона притягує наступні дислокації. Послідовна анігіляція $n = 5\dots 10$ дислокацій приносить в ядро достатній для формування мікротріщини дефект об'єму.

Якщо скупчення не плоске з відстанню $\delta = (5\dots 7)b$ між площинами, то для зародження мікротріщини необхідно, щоб хоча б одна пара зі скупчення злилась на відстані $(2\dots 3)b$. З енергетичної точки зору – це релаксаційний процес з переведенням латентної енергії дислокаційної системи в поверхневу енергію пори. Для зародження циліндричної пори з діаметром h необхідна анігіляція $n = 2h/b$ дислокацій. Їх латентна енергія $W_g \approx \pi n D b^2 \ln(h/b)$, а поверхнева енергія пори $W_\gamma = \pi h \gamma \approx \pi n D b^2 / 2$. Для $\ln(h/b) > \pi/2$ ($h > 10b$) процес є енергетично вигідним.

Механізми дислокаційних стінок. Інтеркристалітне руйнування бікристиалів за одинокого ковзання. Щоб дослідити цей механізм використовували [16] бікристиали LiF, у яких деформування проходило шляхом ковзання по одній системі кристалографічних площин (рис. 9).

Швидкість деформації $v = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Вектор Бюргерса направлений до межі, тобто її перетинали переважно гвинтові дислокації. Після проходження дислока-

цій через межу, на ній залишалися крайові дислокації з $\Delta b = (\alpha/\sqrt{2})b$, напрямлені перпендикулярно до неї (по нормалі). У результаті деформації в деякій зоні на межі бікристала утворилася обірвана стінка дислокацій довжиною h , яка, згідно з працею [2], може призвести до виникнення мікротріщини на нижньому кінці стінки, тобто там де утворилися мініпівплощини крайових дислокацій (рис. 10).

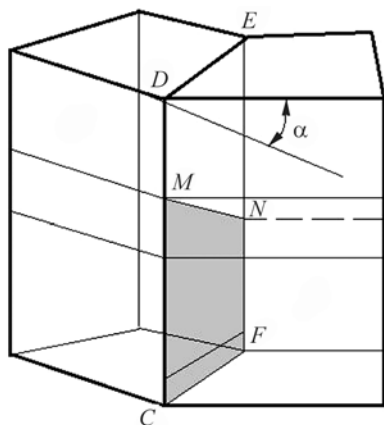


Рис. 9. Fig. 9.

Рис. 9. Утворення тріщини вздовж межі бікристала в результаті деформування одиничного ковзання; CDEF – межа бікристала, в котрій світла область – мікротріщина (MDEN); $\alpha = 12^\circ$.

Fig. 9. Crack initiation along boundary of bi-crystal caused by deformation of a single slip; CDEF – boundary of bi-crystal, in which MDEN – microcrack; $\alpha = 12^\circ$.

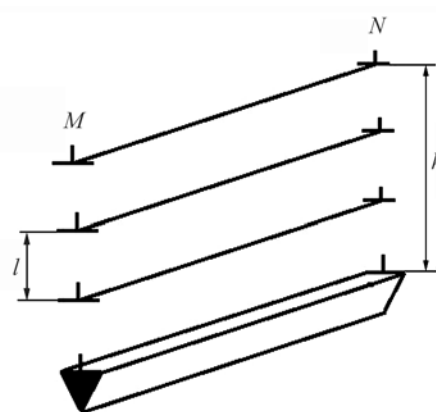


Рис. 10. Fig. 10.

Рис. 10. Ряд різницевих крайових дислокацій, що утворились на межі за ковзання по системі $(\bar{1}01)[101]$.

Fig. 10. Row of edge dislocations generated at the crystal boundaries under slipping $(\bar{1}01)[101]$.

Експериментально встановили, що зсув у площині текучості $\varepsilon \approx 0,5$ достатній для появи мікротріщини на межі бікристалів. При цьому один край тріщини завжди співпадає з краєм зони деформації (лінія MN), а сама тріщина поширювалась вздовж бікристала.

Схему утворення мікротріщини за рахунок напружень від загальмованого скупчення дислокацій на межі бікристала експериментально перевіряли шляхом вимірів зсуву в зоні пластичної деформації. Цей зсув (у межах похибки вимірювань) від відстані не залежить, тобто межа не створює суттєвого гальмування ковзим дислокаціям. Дислокаційні схеми цього механізму розглянуто у працях [2, 13].

Виникнення тріщини в загальмованій смугі скупчення. Розглянемо декілька ліній ковзання дислокацій, що утворюють площину ковзання, яка перетинає межу зерна (рис. 11).

Площина складається з m дислокаційних стінок нахилу, перша з яких знаходиться в точці $x = 0$, а кожна стінка – з n крайових дислокацій (рис. 11). Зароджуються тріщини першого типу за механізмом близьким до механізму Стро [14, 17], а тріщини другого типу – під час розриву дислокаційних стінок [14, 18].

Для тріщин першого типу додаткові смуги ковзання не зменшують значення критичного напруження зародження тріщини [19, 20]. Для виникнення мікротріщини умовою є її зародження для плоского скупчення, що має вигляд $\tau l = \alpha D$, де τ – локальні дотичні напруження; n – кількість дислокацій у скупченні; D –

модуль пружності дислокації; α – коефіцієнт, що враховує додаткові параметри (температуру та ін.).

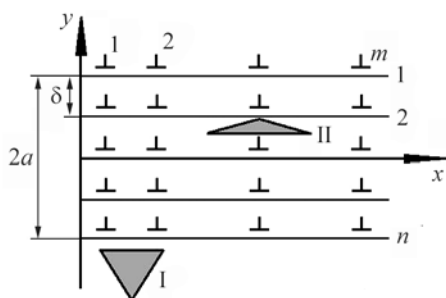


Рис. 11. Схема утворення мікротріщини в загальмованій площині ковзання:

$2a$ – ширина площини; δ – відстань між паралельними лініями ковзання, I – тріщина першого типу; II – другого.

Fig. 11. Scheme of microcrack initiation in the arrested slip plane: $2a$ – plane width;

δ – distance between parallel slip lines, I – a crack of the first type; II – of the second type.

Умова розриву стінки і утворення дислокаційної мікротріщини має такий вигляд $\tau_0 \delta / Db = \chi$, де τ_0 – максимальне напруження згину, утворене стінкою; b – довжина вектора Бюргерса дислокації; D – модуль пружності дислокації. Для $\chi < 0,4$ всі стінки стійкі і їх прогин малий, для $\chi = 0,4$ – починається розрив стінок.

Дислокаційний механізм інтрузії та екструзії. Ретельне дослідження поверхні кристалів, випробуваних на втому, дало можливість виявити невеликі і дуже тонкі, якби видавлені з металу, виступи (екструзія). Спостерігали і протилежне явище (інтрузію), тобто негативну екструзію. Інтрузія є фактично малою тріщиною, яка закінчується на поверхні кристала. Щоб пояснити процеси екструзії та інтрузії, Коттрел і Холл [1] запропонували такий дислокаційний механізм. Два джерела дислокацій (рис. 12a), які діють у різних площинах ковзання, знаходяться біля поверхні зразка. Спочатку діє одне джерело дислокацій і викликає ковзання (рис. 12b). Потім активізується друге джерело в своїй площині і зміщує площину ковзання першого (рис. 12c). Під час ковзання в протилежному напрямку через зсув площини ковзання на поверхні кристала утворюється інтрузія (рис. 12d). У результаті дії другого джерела в протилежному напрямку на поверхні кристала утворюється екструзія (рис. 12e).

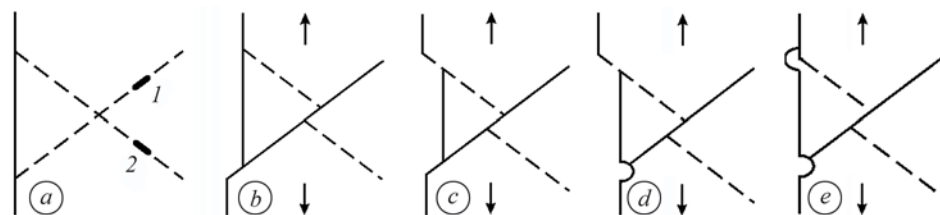


Рис. 12. Схема дислокаційних механізмів інтрузії та екструзії: a – розташування джерел дислокацій; 1, 2 – джерела зсуву; b, c – дислокаційне ковзання від дії першого та другого джерел, відповідно; d – інтрузія; e – екструзія.

Fig. 12. Dislocations mechanisms of intrusion and extrusion: a – location of dislocation sources; 1, 2 – shift sources; b, c – dislocation slipping due to activity of the first and the second sources, respectively; d – intrusion; e – extrusion.

ВИСНОВКИ

Дислокації відіграють вирішальну роль у зміні характеристик структури матеріалу, що відбувається за досягнення певного рівня його напружено-деформованого стану. Наведені механізми дислокаційного зародження мікротріщини найоптимальніші із відомих у літературних джерелах, оскільки більшість із них експериментально підтверджена. Моделі зародження і відповідні їм критерії можуть

бути використані для вивчення ранніх стадій зародження руйнування конструкційних матеріалів, а відтак, і для технічного діагностування стану елементів конструкцій. Для ефективного застосування описаних дислокаційних механізмів мікротріщиноутворення необхідно попередньо оцінити напружено-деформований стан, який виникає у матеріалі під дією прикладеного навантаження.

РЕЗЮМЕ. Обзор посвящен анализу известных исследований дислокационных механизмов трещинообразования. Основное внимание уделено условиям, при которых начинается зарождаться микротрещина. Важными характеристиками оптимизации моделей являются минимальное количество дислокаций и локальные напряжения, которые вызывают образование дефекта. Подана классификация механизмов по типу взаимодействия дислокационных групп.

SUMMARY. The review is devoted to the investigation of the known cracking dislocation mechanisms. The main attention is paid to conditions of microcracks initiation. The important parameters of mechanisms optimization are minimum number of dislocations and minimum local stresses which are caused by the defect initiation. Mechanisms types of the dislocation groups interaction are classified.

1. *Владимиров В. И.* Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984. – 280 с.
2. *Фридель Ж.* Дислокации. – М.: Мир, 1967. – 660 с.
3. *Stroh A. N.* Dislocations and Cracks in Anisotropic Elasticity // *Philosophical Magazine.* – 1958. – **3**. – P. 625–646.
4. *Панасюк В. В.* Механика квазихрупкого разрушения материалов. – К.: Наук. думка, 1991. – 416 с.
5. *Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х.* Взаимодействие дислокационного скопления с дислокационной трещиной // *ФТТ.* – 1969. – **11**, № 6. – С. 1667–1976.
6. *Инденбом В. Л.* О критериях разрушения в дислокационных теориях прочности // *Там же.* – 1961. – **3**, № 11. – С. 2071–2080.
7. *Фридман Я. Б.* Механические свойства металлов. – М.: Машиностроение, 1974. – 472 с.
8. *Рожанский В. Н.* О механизме развития зародышевых трещин в кристаллах при их пластическом деформировании // *Доклады АН СССР.* – 1958. – **123**, № 4. – С. 648–651.
9. *Gilman J. J.* Nucleation of Dislocation Loops by Cracks in Crystals // *Trans. AIME.* – 1958. – **212**. – 6 p.
10. *Smith E. J.* A pile-up of dislocations in a bi-metallic solid // *Scripta Metallurgica.* – 1969. – **3**. – P. 415–419.
11. *Wielke B. and Stangler F.* A criterion for cleavage fracture, checked on zinc // *Phil. Mag.* – 1970. – **22**, № 175. – P. 155–160.
12. *Sih G. C.* Plane Problems of Cracks in Dissimilar Materials // *J. Appl. Mech.* – 1965. – **32**. – P. 418–423.
13. *Одинг И. А., Либеров Ю. П.* Развитие повреждаемости в никеле при статическом растяжении // *Изв. АН СССР* – 1962. – **6**. – С. 125–130.
14. *Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х.* Образование трещин в заторможенной полосе скольжения // *ФММ.* – 1971. – **31**, № 4. – С. 838–842.
15. *Smith E. J.* Oriented Nucleation in the Formation of Annealing Textures in Iron // *Metal. Science.* – 1967. – **1**, № 1 – P. 49–54.
16. *Смирнов Б. И., Снежкова Т. Н.* Интеркристаллитное разрушение бикристаллов LiF при одиночном скольжении // *ФММ.* – 1977. – **7**, № 19. – С. 2021–2024.
17. *Stokes R. I.* The stress fields of edge dislocation // *Phil. Mag.* – 1959. – **4**. – 920 p.
18. *Одинг И. А., Либеров Ю. П.* Накопление дефектов и образование субмикроскопических трещин при статическом растяжении армо-железа // *Изв. АН СССР. ОТН. Металлургия и топливо, горное дело.* – 1964. – С. 113–119.
19. *Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х.* Актуальные задачи теории зарождения дислокационных трещин // *ФММ.* – 1970. – **30**. – С. 490–510.
20. *Ichikawa M. and Yokobori T.* The intersection of two collinear dislocation cracks with special reference to brittle fracture strength of metals // *Rep. Res. Inst. Strength and Fracture of Materials, Tohoku Univ.* – 1965. – **1**. – P. 47–57.