

ДИНАМІКА ДИСЛОКАЦІЙ В ТВЕРДИХ РОЗЧИНАХ
ПРИ ЗНАКОЗМІННИХ НАПРУЖЕННЯХВ.Я. БІЛОШАПКА,¹ К.С. СЕМЕНОВА,¹ В.Я. ПЛАТКОВ²¹Бердянський державний педагогічний університет

(Вул. Шмідта, 4, м. Бердянськ 71100, Україна; e-mail: beluj@ukr.net)

²Харківський національний економічний університет

(Вул. Метрологічна, 146, м. Харків 03143, Україна; e-mail: vplatkov@gmail.com)

УДК 539.32
© 2010

Чисельними методами вивчено динаміку сталих коливань дислокаційної петлі за наявності в її площині ковзання слабких центрів закріплення. Аналіз виконано для нульової ефективної частоти вимушених коливань в широкому інтервалі амплітуд коливань і нормованої в'язкості. Встановлено критичне значення нормованої в'язкості, починаючи з якого вплив в'язкості на процес подолання дислокацією слабких центрів закріплення повністю відсутній. Вивчено механізми впливу в'язкості на динаміку дислокацій при знакозмінних напруженнях. При зменшенні нормованої в'язкості в інтервалі нижче її критичного значення величина стрибків деформації на гістерезисній кривій зростає, а напруження відриву перезакріпленої нерухомої дислокації зменшується. Показано, що такий характер впливу в'язкості на динаміку дислокацій зумовлений проявом інерційного механізму подолання дислокаціями центрів закріплення. Вивчено вплив в'язкості на амплітудні залежності внутрішнього тертя і дефекта модуля пружності. Характер впливу в'язкості на внутрішнє тертя добре узгоджується зі встановленими особливостями динаміки дислокацій при прояві інерційного механізму.

1. Вступ

Динамічна поведінка дислокацій визначальним чином впливає на стан структури кристалічних твердих тіл, яка, в свою чергу, визначає як їхні пластичні властивості, так і дисипативні процеси, що відбуваються в них. У зв'язку з цим закономірності динаміки дислокацій важливі при прогнозуванні та управлінні багатьма фізичними властивостями кристалів. Зокрема, розуміння дислокаційних механізмів дисипації енергії необхідно при створенні матеріалів для пружних коливальних систем з малою дисипацією та

при розробці високодеміфіруючих матеріалів [1]. Незважаючи на майже піввікову історію вивчення динаміки дислокацій, як прямих, так і непрямих експериментальні методи вивчення динаміки дислокацій не дозволяють отримати про неї вичерпну інформацію. При цьому зіставлення результатів досліджень динаміки дислокацій, отриманих різними методиками, як правило, пов'язане з рядом труднощів, зумовлених впливом особливостей експериментальних умов конкретної методики на динамічну поведінку дислокацій. У зв'язку з цим дана робота присвячена аналізу динаміки дислокацій числовими методами.

При знакозмінних напруженнях рух дислокації в площині ковзання, яка містить велику кількість випадково розташованих слабких центрів закріплення, що формуються домішковими атомами, обмежується не тільки лінійним натягом, але й полями напружень цих центрів. У таких умовах дослідження дислокаційного гістерезису і відносних внесків основних механізмів дисипації енергії (взаємодія з елементарними збудженнями кристалічної ґратки та з центрами закріплення) не може бути виконано в рамках відомої струнної моделі [2, 3]. Надалі у зв'язку зі складністю отримання кількісних результатів в аналітичному вигляді аналіз виконували числовими методами [4, 5], проте і він не охоплював низку принципово важливих аспектів динаміки осцилюючого руху дислокацій.

Метою даної роботи є вивчення числовими методами динаміки дислокаційної петлі в широких інтервалах зміни амплітуди зовнішнього напруження і в'язкості за наявності у площині ковзання центрів закріплення.

2. Опис моделі та методика обчислень

Вивчали динаміку дислокаційної петлі з жорстко фіксованими кінцями за наявності у площині ковзання слабких центрів закріплення. Координати слабких центрів закріплення задавалися генератором псевдовипадкових чисел. Прогин дислокаційних сегментів завжди залишався суттєво меншим від їхньої довжини, що реалізовувалося за виконання умови: $F_m/C \ll 1$, де C – лінійний натяг дислокації, F_m – сила взаємодії слабого центра закріплення з дислокацією. Аналіз проводили в рамках моделі, описаної в роботі [6] при безактиваційному відриві дислокацій від центрів закріплення і нульовій ефективній частоті зовнішнього напруження. Для розв’язання рівняння динаміки дислокації числовими методами виконувалось його нормування, наведене в [5].

Нормування дозволило представити результати у більш інформативній формі та істотно зменшити час числового аналізу. Вирази для нормованих координат і часу мали такий вигляд:

$$\xi = (x/l_S)(F_m/2C)^{1/2},$$

$$\eta = (u/l_S)/(F_m/2C)^{1/2},$$

$$\theta = (t/l_S)(F_m/2A)^{1/2},$$

де ξ , x , та η , u – безрозмірні й звичайні координати вздовж і впоперек лінії дислокаційної петлі відповідно; l_S – середня відстань між центрами закріплення; A – маса одиниці довжини дислокації, θ та t – безрозмірний та звичайний час відповідно.

Рівняння динаміки дислокації в нормованих координатах мало такий вигляд:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} + \gamma \frac{\partial \eta}{\partial \theta} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} = S_0 \sin \Omega \theta + \sum_{i=1}^N \Phi \left(\frac{\xi - \xi_i}{\xi_0}; \frac{\eta - \eta_i}{\eta_0} \right), \quad (1)$$

де ξ_0 та η_0 – нормовані розміри області взаємодії центра закріплення з дислокацією в напрямку ξ та η відповідно;

$$\Phi \left(\frac{\xi - \xi_i}{\xi_0}; \frac{\eta - \eta_i}{\eta_0} \right)$$

– нормована сила, яка діє на одиницю довжини дислокації з боку центра закріплення;

$$\Omega = \omega l_S (2A/F_m)^{1/2}$$

та

$$S_0 = (\sigma b l_S / (F_m)^{3/2}) (2C)^{1/2}$$

– нормована частота та амплітуда зовнішньої напруги відповідно, ω та σ – частота і амплітуда зовнішнього напруження; b – вектор Бюргерса,

$$\gamma = (B l_S) / (2A F_m)^{1/2}$$

– нормована в’язкість; B – коефіцієнт демпфірування. Сума в правій частині рівняння (1) враховує взаємодію дислокації зі слабкими центрами закріплення. Інтервали зміни нормованих параметрів рівняння (1) вибирали відповідно до діапазонів фізичних значень цих параметрів, що спостерігаються в різних матеріалах. Довжина дислокаційної петлі l_N змінювалася в межах $10^{-6} - 10^{-4}$ м, відношення l_N/l_S в межах від 10 до 150, розмір області взаємодії центра закріплення з дислокацією – $10^{-8} - 10^{-7}$ м. Згідно з [7] при оцінці нормованої в’язкості використовували такі характерні значення фізичних параметрів: $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $C = 10^{-9}$ Н, $A = 10^{-15}$ кг·м⁻¹; коефіцієнт демпфірування змінювався в інтервалі $10^{-7} - 10^{-4}$ Н·с·м⁻² [8]. При цьому для слабких центрів закріплення з $F_m/C < 1$ значення γ для більшості матеріалів знаходиться в діапазоні $10^{-2} - 10^2$, для якого і проводився аналіз.

Слід зазначити, що для таких надпровідникових металів, як свинець, індій, ніобій, за вказаних відношень l_N/l_S і умови $F_m/C < 1$ значення γ при низьких температурах як в нормальному, так і в надпровідному стані належать вищевказаному діапазону. Таким чином, динаміка дислокацій у цих матеріалах описується в рамках даної моделі і при цьому може бути експериментально вивчена, як буде вказано нижче. Найбільше значення нормованої амплітуди зовнішнього напруження S_0 вибирали таким, що середнє зміщення дислокаційної петлі від положення рівноваги завжди виявлялося істотно меншим від довжини петлі l_N .

У рамках зазначеної моделі в широкому діапазоні амплітуд і нормованої в’язкості чисельними методами вивчали динамічну поведінку дислокаційної петлі в процесі її коливання.

Отримано такі залежності, що характеризують динаміку дислокаційної петлі:

– залежність форми дислокаційної петлі від часу при різних значеннях амплітуди зовнішнього напруження;

– залежність середньої дислокаційної деформації від амплітуди зовнішнього напруження;

– залежність потужності, що розсіюється дислокаційною петлею, від часу.

Крім цього, було вивчено амплітудні залежності внутрішнього тертя і дефекта модуля пружності. Методику обчислень цих характеристик наведено в роботі [6].

3. Результати та їх обговорення

Динаміку дислокаційної петлі вивчали при різних значеннях нормованої в'язкості γ в інтервалі амплітуд нормованих напружень: $0 \leq S \leq 5S_{0C}$, де S_{0C} – нормована критична амплітуда напруження, починаючи з якої можливий відрив дислокаційної петлі від центрів закріплення. Отримані залежності середньої дислокаційної деформації $\langle \eta \rangle$ від величини зовнішнього напруження S свідчать про те, що в усьому вивченому діапазоні амплітуд зовнішнього напруження і нормованої в'язкості крива петлі дислокаційного гістерезису $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ має стрибкоподібний характер. Характерний вигляд таких залежностей для конкретного значення амплітуди зовнішнього напруження і декількох значень γ наведено на рис. 1.

Залежність $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ у вигляді відрізка прямої (лінія 1 на рис. 1) відповідає випадку відсутності центрів закріплення в площині ковзання дислокації. У такому випадку вплив γ на залежність $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ не спостерігається.

Аналіз форми дислокаційної петлі і залежності потужності, що розсіюється дислокацією, від часу $P(\theta)$ для різних ділянок залежностей $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ свідчить про таке. Дислокаційна деформація, зумовлена прогином дислокаційних сегментів без відриву від центрів закріплення, знехтувано мала порівняно із загальною дислокаційною деформацією. Внесок енергії, що розсіюється дислокацією при такому русі, у сумарну енергію, розсіювану за період коливального руху, знехтувано малий. На залежностях $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ такому руху дислокаційної петлі відповідають горизонтальні ділянки. Розсіювання енергії дислокації відбувається під час стрибка на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, коли відбувається відрив дислокації від центрів закріплення, її рух і перезакріплення на новій конфігурації центрів. Для випадку $\Omega \approx 0$ тривалість часу стрибка в долях періоду завжди була мізерно мала. У зв'язку з цим руху дислокаційної петлі в момент стрибка на залежностях $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ відповідають вертикальні ділянки. Зіставлення залежностей $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, отриманих при різних γ , свідчить про існування критичного значення $\gamma_c \approx 2$, починаючи з якого вплив γ на

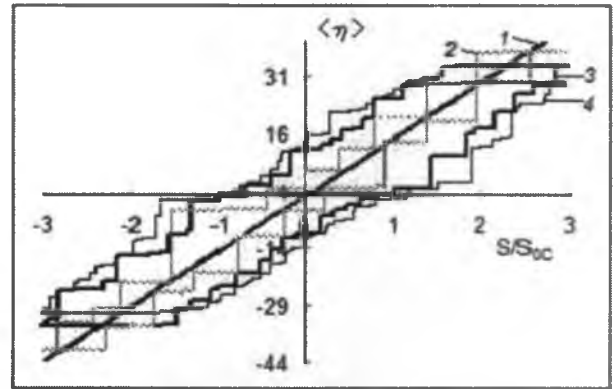


Рис. 1. Залежність середньої дислокаційної деформації $\langle \eta \rangle$ від нормованої амплітуди зовнішнього напруження (S/S_{0C}) : 1 – за відсутності центрів закріплення в площині ковзання дислокації при будь-яких значеннях γ ; 2, 3, 4 – за наявності центрів закріплення в площині ковзання при $\gamma = 0,05$, $\gamma = 1,5$, та $\gamma \geq 2$ відповідно

петлю дислокаційного гістерезису повністю відсутній (рис. 1).

Слід зазначити, що зі зростанням γ при $\gamma \geq \gamma_c$ середня швидкість руху дислокаційної петлі, так само як і її локальних ділянок, продовжує спадати, тоді як величина стрибків на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, значення напружень, за яких вони відбуваються, а також величина енергії, що розсіюється дислокацією в ході кожного стрибка, залишаються без змін. В області $\gamma \leq \gamma_c$ відмінності залежностей $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, отриманих при різних значеннях γ , полягають у такому. Середня величина стрибка деформації зростає зі зменшенням γ до значень $\gamma \approx 0,1$ (рис. 1). При $\gamma \leq 0,1$ після кожного відриву дислокаційної петлі і подальшого перезакріплення дислокації величина $\langle \eta \rangle$ завжди близька до значення, яке вона набуває за відсутності в площині ковзання центрів закріплення при тих самих зовнішніх напруженнях. На рис. 1 видно, що точки залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, отримані при $\gamma = 0,05$, які відповідають закінченню стрибка, розташовуються поблизу прямої лінії, яка є графіком $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ за відсутності закріплюючих центрів. Однак, незважаючи на те, що зміна γ при $\gamma < 0,1$ приводить до зміни залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, вплив γ на величину середнього стрибка деформації і на величину енергії, що розсіюється дислокаційною петлею за період, практично відсутній.

Як впливає з рис. 1, вплив γ на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ при $\gamma \leq 2$ проявляється не тільки в зміні величини стрибка деформації, а й у зміні напруження відриву дислокаційної петлі, за якого починає-

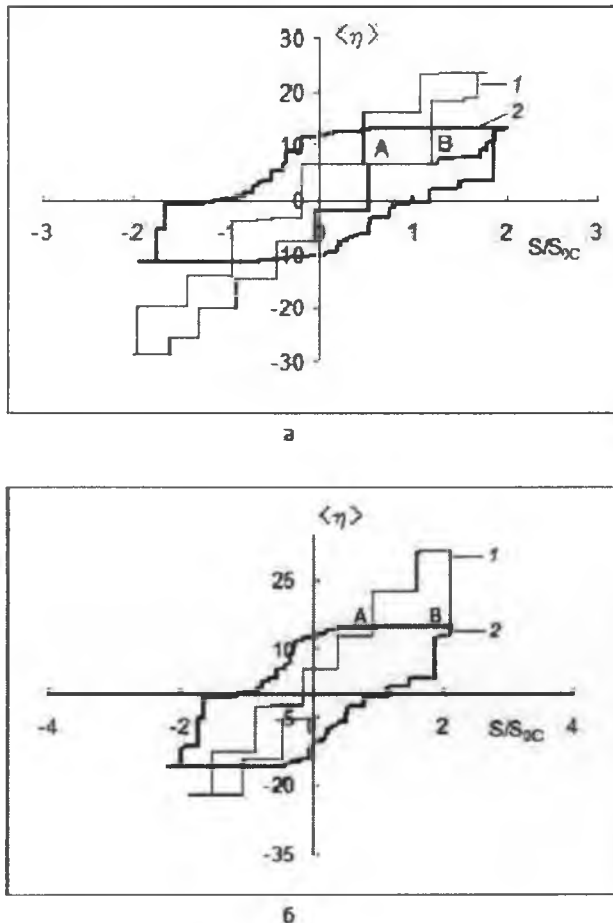


Рис. 2. Залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, які ілюструють вплив в'язкості на напруження відриву нерухомої дислокаційної петлі при $\gamma = 0, 1$ (лінії 1) і $\gamma \geq \gamma_c$ (лінії 2): а – ділянка АВ відповідає закріпленому стану дислокаційної петлі після її руху при $\gamma = 0, 1$; б – ділянка АВ відповідає закріпленому стану дислокаційної петлі після її руху при $\gamma \geq \gamma_c$. На ділянках АВ зміна γ на всьому вивченому інтервалі не впливає на напруження відриву дислокаційної петлі

ться стрибкоподібне зростання деформації. Зменшення в'язкості в області $\gamma \leq \gamma_c$ приводить до монотонного зменшення напруження відриву дислокаційної петлі. Так, при зменшенні γ від 2 до 0,05 величина $(S - S^*)$ (де S – напруження відриву з наступним стрибком деформації, S^* – напруження, необхідне для досягнення того ж значення $\langle \eta \rangle$, але за відсутності закріплюючих центрів) зменшувалася майже вдвічі. Такий характер впливу γ на величину $(S - S^*)$ зумовлений тим, що напруження відриву нерухомої дислокаційної петлі визначається значенням γ , при якому дислокація здійснювала попередній рух через

сітку центрів закріплення до зупинки внаслідок перезакріплення, а не значенням γ , за якого відбувається відрив.

На рис. 2 показано залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ для двох фіксованих значень γ . Ділянка АВ на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ при $\gamma = 0, 1$ (рис. 2,а) відповідає стану дислокації, закріпленої на певній конфігурації центрів. При цьому зміна γ у всьому інтервалі значень не впливає на напруження відриву дислокаційної петлі (при всіх γ відрив відбувається при напруженнях, що відповідають точці В).

Величина першого стрибка деформації в точці В при $\gamma \geq \gamma_c$ виявилася порівнянна з величиною третього і четвертого стрибка й істотно менше другого. Видно, що після декількох стрибків деформації залежність $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ повністю збігається з аналогічною залежністю, отриманою при $\gamma \geq \gamma_c$. Аналогічно на рис. 2,б ділянка АВ відповідає закріпленому стану дислокаційної петлі при її попередньому коливальному русі при $\gamma \geq \gamma_c$. Напруження відриву такої дислокаційної петлі також не залежить від величини γ і завжди спостерігається в точці В. З рисунка видно, що вже після першого стрибка деформації в точці В при $\gamma = 0, 05$ петля гістерезису набуває риси, характерні для малих значень γ .

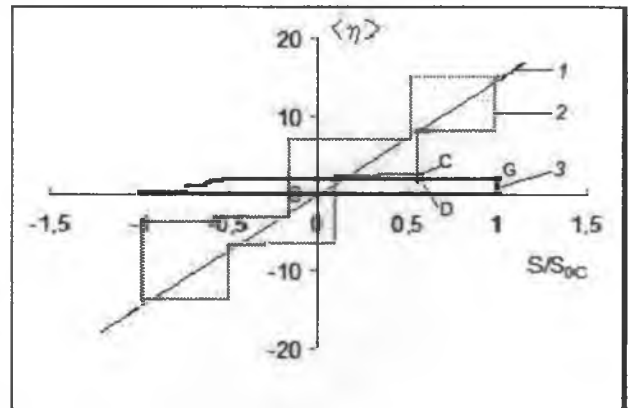
Таким чином, результати свідчать про відсутність впливу в'язкості на напруження відриву закріпленої дислокаційної петлі в усьому вивченому інтервалі амплітуд напружень. При цьому напруження відриву дислокаційної петлі визначається значенням нормованої в'язкості, за якої дислокаційна петля здійснювала рух до зупинки внаслідок перезакріплення.

Встановлений характер впливу в'язкості на динаміку дислокації приводить ще до однієї особливості взаємного розташування залежностей $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, отриманих при різних значеннях γ . На рис. 3 показано залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$, отримані при двох значеннях γ для амплітуди зовнішнього напруження: близького до S_{0C} (рис. 3,а) та рівного $3S_{0C}$ (рис. 3,б). Характер взаємного розташування залежностей $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ для вказаних значень γ в області малих і великих значень амплітуд напружень якісно відрізняється. Для великих значень S ($S > 3S_{0C}$, рис. 3,б) практично вся петля гістерезису, отримана при малих значеннях γ , укладається всередині петлі гістерезису, отриманої при $\gamma \geq \gamma_c$. При цьому при зменшенні γ від 2 до 0,1 площа петлі гістерезису і, отже, величина енергії, розсіювана за період коливань, зменшуються в кілька разів. На противагу цьому, на рис. 3,а при аналогічній зміні γ площа петлі гістерезису й енергія, розсіювана за період, зростають у декілька разів.

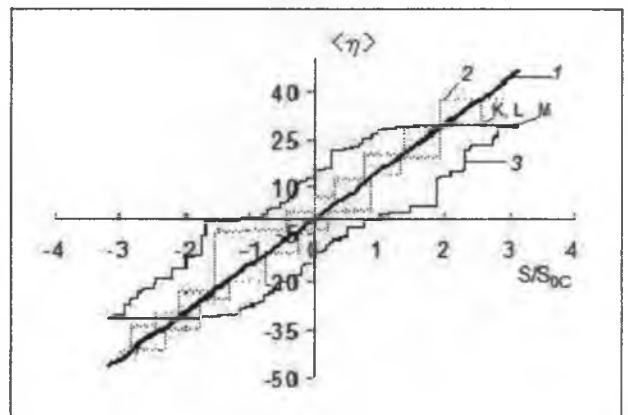
Відмінності впливу γ на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ в області малих і великих значень S носяться так. При $S \gg S_{0C}$ в усьому вивченому інтервалі γ найбільше значення $\langle \eta \rangle$ істотно перевищує величину середнього стрибка деформації на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$. Оскільки зі зменшенням γ величина $(S - S^*)$ може зменшуватися не більш ніж у 2 рази, максимальне значення $\langle \eta \rangle$ при малих значеннях γ може перевищувати значення $\langle \eta \rangle$ при $\gamma \geq \gamma_c$ не більше, ніж на величину двох середніх стрибків деформації при малих значеннях γ . У випадку $S \geq S_{0C}$ відносно збільшення максимального значення $\langle \eta \rangle$, зумовлене одним-двома стрибками, при зменшенні γ виявляється дуже великим. Це приводить до істотного збільшення площі петлі $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ зі зменшенням γ . Встановлений вплив γ на дислокаційний гістерезис однозначно свідчить про важливу роль в'язкості у формуванні стрибка деформації на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$.

З метою з'ясування механізму впливу в'язкості на процес формування стрибка деформації вивчалася форма окремої ділянки дислокаційної петлі в процесі її набігання на центр закріплення. На рис. 4 для трьох значень γ показана залежність деформації від часу в семи рівновіддалених точках такої ділянки. Центральна точка мала координату ξ , яка збігається з відповідною координатою центра закріплення, тоді як шість інших розташовувалися завжди поза областю дії силового поля центра закріплення. Центральній точці відповідали нижні криві на рис. 4. З рис. 4, а видно, що при $\gamma > \gamma_c$ рух ділянки дислокаційної петлі відбувається без будь-яких особливостей: у всіх точках деформація монотонно зростає і досягає рівноважного значення. Для $\gamma \approx \gamma_c$ ділянка дислокаційної петлі при набіганні на центр закріплення переходить через рівноважне положення (рис. 4, б), що приводить до збільшення кута атаки дислокацією центра закріплення. При подальшому зменшенні γ (рис. 4, в) має місце додаткове зростання кута атаки за рахунок кінетичної енергії дислокаційної петлі.

Ці результати свідчать про те, що зростання стрибків деформації на залежностях $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ при зменшенні γ зумовлене дією інерційного механізму подолання дислокацією центрів закріплення [9–12]. Зіставлення форми нерухомих дислокаційних петель, що мають при однаковому S рівні або близькі значення $\langle \eta \rangle$, але які рухалися до зупинки і перезакріплення при різних значеннях γ (наприклад, точки С і D або К і L при $\gamma = 0, 1$ та $\gamma = 2$, відповідно, на рис. 3 а, б), свідчить про таке. Нерухома перезакріплена дислокаційна петля після руху при $\gamma < \gamma_c$ (тобто з проявом інерційного ефекту) завжди має більш зигзагоподі-



а



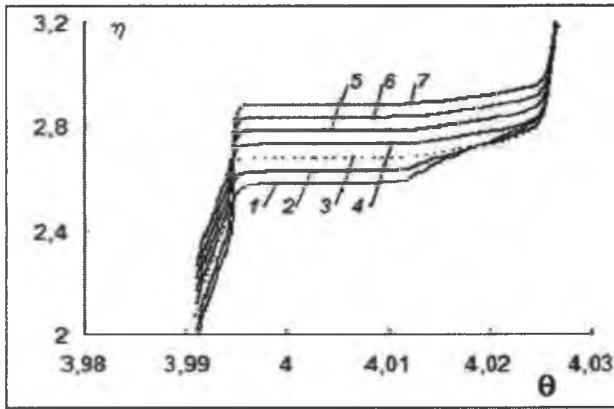
б

Рис. 3. Характер впливу в'язкості на залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ в області малих ($S/S_{0C} \approx 1$, а) і великих ($S/S_{0C} \approx 3$, б) амплітуд зовнішнього напруження: 1 – за відсутності центрів закріплення у площині ковзання; 2 – за наявності центрів закріплення при $\gamma = 0, 1$; 3 – $\gamma = 2$

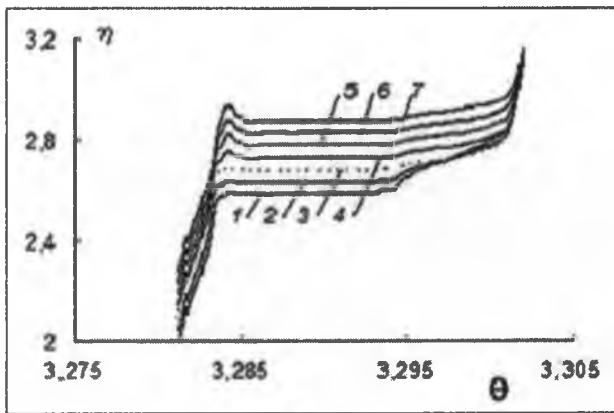
бну форму, ніж нерухома перезакріплена петля після руху при $\gamma > \gamma_c$. Більша зигзагоподібність форми петлі забезпечує більші вихідні кути атаки частини центрів закріплення, що, в свою чергу, зумовлює відрив такої петлі при менших напругах ($S_C < S_C$ на рис. 3, а, $S_K < S_M$ на рис. 3, б).

Таким чином, дія інерційного механізму під час руху дислокації через сітку центрів закріплення впливає на функцію розподілу дислокаційних сегментів по кутах атаки на перезакріпленій дислокаційній петлі.

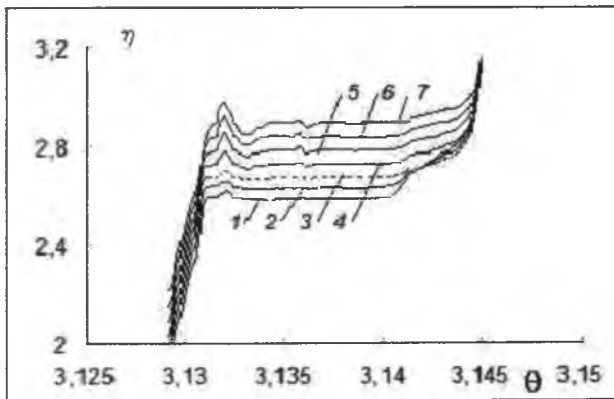
Вивчено вплив в'язкості на амплітудні залежності декременту затухання $\delta(S/S_{0C})$ і дефекта модуля пружності $\Delta M/M(S/S_{0C})$. На рис. 5 для двох значень γ наведено такі залежності, отримані усередненням для десяти випадкових розподілів центрів закрі-



а



б



в

Рис. 4. Залежність деформації η від часу в сімох рівновіддалених одна від іншої на відстані $3\eta_0$ точках ділянки дислокаційної петлі при її набіганні на центр закріплення за різних значень нормованої в'язкості: а - $\gamma = 4$; б - $\gamma = 2$; в - $\gamma = 1, 5$. Лінії 1 відповідають точці дислокаційної петлі з координатою ξ , що збігається з координатою центра закріплення; лінії 2, 3, 4 і 5, 6, 7 - точкам, які розташовані ліворуч і праворуч від точки з координатою ξ відповідно і знаходяться поза областю дії силового поля центра закріплення

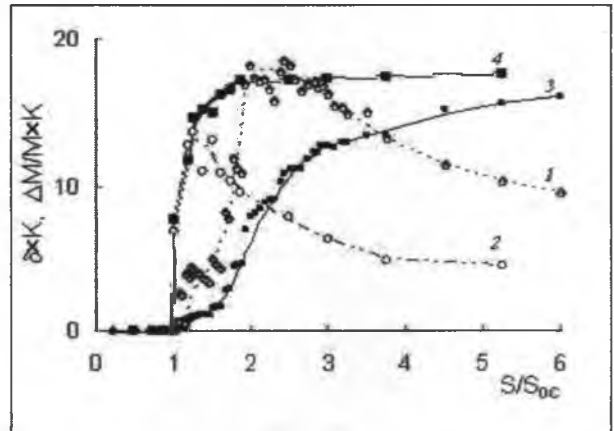


Рис. 5. Вплив в'язкості на амплітудні залежності декременту δ (лінії 1 і 2) і дефекта модуля пружності $\Delta M/M$ (лінії 3 і 4). Лінії 1 та 3 отримані при $\gamma \geq \gamma_c$, лінії 2 і 4 - при $\gamma = 0, 1$; K - безрозмірний множник

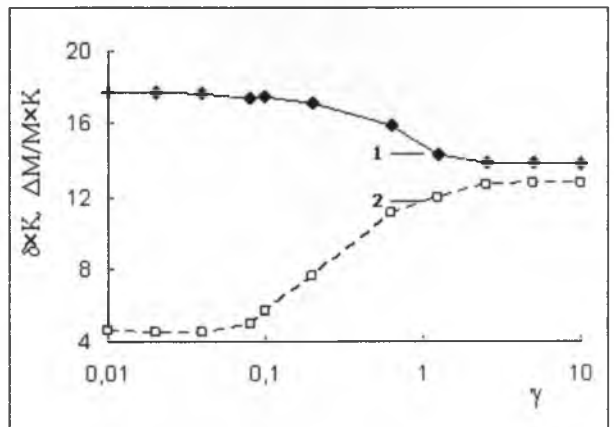


Рис. 6. Залежність декременту δ (лінія 2) і дефекта модуля $\Delta M/M$ (лінія 1) від величини нормованої в'язкості при фіксованому значенні амплітуди $S/S_{0C} \approx 4$, K - безрозмірний множник

плення в площині ковзання. Встановлено, що, як і в разі залежності $\langle \eta \rangle (S/S_{0C})$ повністю відсутній вплив $\gamma \geq \gamma_c$ на амплітудні залежності декременту і дефекта модуля, але при цьому і в області $\gamma \leq 0, 1$ такий вплив практично відсутній (рис. 6).

При зростанні γ декремент при малих значеннях амплітуди напруги в області $S \geq S_{0C}$ зменшується, тоді як за великих значень S ($S \gg S_{0C}$) - зростає.

При всіх значеннях γ залежності $\delta(S/S_{0C})$ завжди мають чітко виражений максимум, тоді як залежності $\Delta M/M(S/S_{0C})$ виявляють тенденцію до насичен-

ня. Наявність зазначеного максимуму і його розташування зумовлено видом петлі дислокаційного гістерезису.

В області $\gamma \geq \gamma_c$ при апроксимації залежності $\langle \eta \rangle(S/S_{0C})$ паралелограмом площа петлі гістерезису виражається деякою функцією $f(S/S_{0C})$, аналіз якої на екстремум свідчить про наявність максимуму при значеннях $S/S_{0C} \approx 2$. Це відповідає положенню максимуму на залежності $\delta(S/S_{0C})$ при $\gamma \geq \gamma_c$ на рис. 5 і узгоджується з результатами роботи [5]. Усі особливості впливу γ на внутрішнє тертя безпосередньо виливаються з проаналізованих вище закономірностей впливу в'язкості на дислокаційний гістерезис.

4. Висновки

Отримані результати дозволяють зробити такі висновки:

- за наявності центрів закріплення в площині ковзання дислокації залежність дислокаційної деформації від прикладеного напруження носить стрибкоподібний характер;
- вплив в'язкості на динаміку осцилюючої дислокації і дислокаційний гістерезис зумовлений інерційним механізмом подолання дислокацією слабких центрів закріплення;
- дія інерційного механізму приводить до збільшення середньої величини стрибка деформації на петлі дислокаційного гістерезису і до зміни функції розподілу дислокаційних сегментів по кутах атаки;
- існує критичне значення нормованої в'язкості, починаючи з якого відсутній її вплив на дислокаційний гістерезис.

У зв'язку з тим, що наведений аналіз було виконано у відсутності термічної активації процесу відкріплення дислокацій, встановлені закономірності справедливі в області низьких температур. Оскільки електронне поглинання в металах при цьому є основним механізмом дисіпації енергії дислокації, що рухається, можна очікувати, що встановлені закономірності будуть проявлятися в умовах низькочастотного дислокаційного внутрішнього тертя в металах в інтервалі низьких температур. Результати роботи [13], присвяченої впливу надпровідного переходу на низькочастотне дислокаційне внутрішнє тертя в сплавах Pb-In, добре узгоджуються з проведеним числовим аналізом, проте вони отримані лише для декількох значень коефіцієнта демпфірування B , і в зв'язку з цим не дозволяють перевірити встановлені кількісні закономірності. Експериментальною перевіркою встановлених залежностей може бути дослідження

температурних залежностей дислокаційного внутрішнього тертя в надпровідниках в інтервалі температур поблизу надпровідного переходу. Зіставлення температурних залежностей, отриманих у нормальному і надпровідному станах, дозволять встановити характер впливу в'язкості на дислокаційний гістерезис в широкому діапазоні зміни коефіцієнта демпфірування B . Такі експериментальні дослідження в кристалах, що містять центри закріплення в площині ковзання дислокацій, на теперішній час відсутні.

1. С.А. Головин, А. Пушкар, Д.М. Левин, *Упругие и демпфирующие свойства конструкционных металлических материалов* (Металлургия, Москва, 1987).
2. E. Nadgorny, *Progr. in Mat. Sci.* **31**, 1 (1988).
3. V.L. Indenbom and V.M. Chernov, in *Elastic Strain Fields and Dislocation Mobility*, edited by V.L. Indenbom and J. Lothe, (Elsevier, Amsterdam, 1992), p. 517.
4. В.И. Белан, А. И. Ландау, *ФММ* **65**, 259 (1988).
5. R.B. Schwarz, *Acta Met.* **29**, 311 (1981).
6. В.Я. Белошапка, В.Г. Гурьянов, В.Я. Платков, *ФНТ* **26**, 294 (2000)
7. Д. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций* (Наука, Москва, 1972).
8. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Надик, *УФН* **11**, 655 (1973)
9. M. Hiratani and E.M. Nadgorny, *Acta Mater.* **49**, 4337 (2001).
10. R.B. Schwarz and R. Labush, *J. Appl. Phys.* **49**, 5174 (1978).
11. E. Bitzek, D. Weygand, and P. Gumbsch, in *IUTAM Symposium on Mesoscopic Dynamics of Fracture Process and Material Strength*, edited by H. Kitagawa and Y. Shibutani, (2004), p. 45.
12. E. Bitzek and P. Gumbsch, *Mater. Sci. Eng. A* **400-401**, 40 (2005).
13. В.Я. Белошапка, В.Я. Платков, *ФНТ* **9**, 1028 (1983).

Одержано 04.02.10

ДИНАМІКА ДИСЛОКАЦІЙ В ТВЕРДХ РАСТВОРАХ ПРИ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

В.Я. Белошапка, Е.С. Семенова, В.Я. Платков

Резюме

Выполнен анализ влияния вязкости на амплитудно зависимый дислокационный гистерезис при наличии в плоскости скольжения дислокаций слабых закрепляющих центров. Изучены механизмы влияния вязкости на динамику дислокаций при знакопеременных напряжениях. Показано, что характер влияния вязкости на динамику дислокаций обусловлен проявлени-

ем инерционного механизма преодоления дислокациями центров закрепления.

DYNAMICS OF DISLOCATIONS IN SOLID SOLUTIONS AT ALTERNATING STRESSES

V. Beloshapka¹, K. Semenova¹, V. Platkov²

¹Bergyansk State Pedagogical University
(4, Shmidta Str., 4, Bergyansk 71100, Ukraine;
e-mail: belvj@ukr.net),

²Kharkiv National Economic University
(14b, Metrolohichna Str., Kharkiv 03143, Ukraine;
e-mail: vplatkov@gmail.com)

S u m m a r y

Within numerical methods, we study the dynamics of steady oscillations of a dislocation loop in the presence of weak pinning centers

in its slip plane. The analysis is carried out for the zero effective frequency of forced oscillations in wide intervals of oscillation amplitudes and the normalized viscosity. We have established the critical value of the normalized viscosity such that the influence of the viscosity on the overcoming of weak pinning centers by a dislocation disappears when this value is exceeded. Mechanisms of the influence of the viscosity on the dynamics of dislocations at alternating stresses are studied. As the normalized viscosity decreases in an interval below its critical value, the magnitude of the jumps of a deformation on the hysteresis curve increases, and the separation stress of a repinned immovable dislocation decreases. It is shown that such an influence of the viscosity on the dynamics of dislocations is due to the inertial mechanism of overcoming of pinning centers by dislocations. We have studied the influence of the viscosity on the amplitude dependences of the internal friction and the elasticity modulus defect. The former is in good agreement with the established peculiarities of the dynamics of dislocations at the manifestation of the inertial mechanism.