

## Дислокаційний гістерезис у змішаному стані надпровідника II роду

В.Я. Білошопка<sup>1,\*</sup>, К.С. Семенова<sup>1</sup>, В.Я. Платков<sup>2</sup>, Д.О. Піменов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Бердянський державний педагогічний університет, вул. Шмідта, 4, 71100 Бердянськ, Україна

<sup>2</sup> Харківський національний економічний університет, просп. Науки, 9А, Харків, Україна

(Одержано 04.05.2018; опубліковано online 25.08.2018)

Чисельними методами вивчалась динаміка сталих коливань дислокаційної петлі в присутності областей з іншим коефіцієнтом в'язкості за наявності в площині ковзання дислокації випадково розташованих слабких центрів закріплення. Геометрія областей різними значеннями в'язкості та діапазон коефіцієнта в'язкості були обрані у відповідності з їхніми типовими значеннями для надпровідників другого роду. Отримано амплітудні залежності внутрішнього тертя та дефекту модуля пружності при різних значеннях долі нормальної фази та різних варіантах орієнтації областей з нормальною фазою відносно лінії дислокації. Встановлено, що відносна зміна декременту внутрішнього тертя і дефекту модуля пружності в амплітудно-залежній області в змішаному стані надпровідника завжди випереджає зростання частки нормальної фази. Вивчено вплив долі нормальної фази на петлю дислокаційного гістерезису, величину середнього значення стрибка деформації та напругу відриву нерухої дислокаційної петлі.

**Ключові слова:** Динаміка дислокацій, Внутрішнє тертя, Дислокаційний гістерезис, Надпровідники другого роду.

DOI: [10.21272/jnep.10\(4\).04018](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04018)

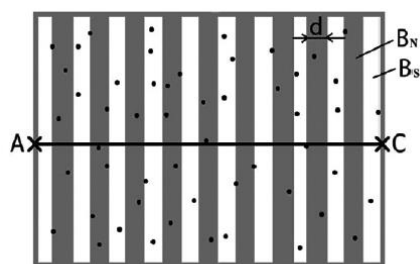
PACS number: 74.25.Ld

### 1. ВСТУП

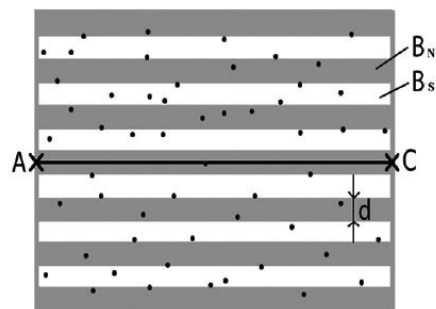
Динамічна поведінка дислокацій суттєво впливає на більшість фізичних властивостей кристалів, зокрема визначальним чином на їх пластичні властивості, а розуміння закономірностей динаміки дислокацій важливо при прогнозуванні та управлінні цими властивостями. Подолання дислокацією локальних центрів закріплення контролює її динаміку. Одним з основних факторів, що впливають на процес подолання дислокацією локальних центрів закріплення, є її квазів'язке гальмування, що обумовлене передачею імпульсу різного роду елементарних збуджень кристала і характеризується коефіцієнтом демпфування  $B$ . Характер впливу квазів'язкого гальмування на динаміку дислокацій до теперішнього часу достатньо вивчений як теоретично, так і експериментально [1-4]. Однак результати цих робіт відносяться до випадку, коли коефіцієнт демпфування залишався постійною величиною за обсягом кристала. Динаміка дислокацій у разі, коли коефіцієнт демпфування є змінним за обсягом, теоретично не аналізувалася. Такий розподіл коефіцієнта демпфування за обсягом кристала властивий, зокрема, змішаним станам надпровідників II роду. Аналіз динаміки дислокацій в середовищі зі змінною в'язкістю є важливим як для з'ясування механізмів відриву дислокації від центру закріплення, так і для розуміння природи розсіяння енергії в кристалі. Дана робота присвячена вивченню дислокаційного амплітудно-залежного внутрішнього тертя (АЗВТ) в середовищі зі змінною в'язкістю за наявності в площині ковзання випадково розподілених слабких закріплюючих центрів. У цих умовах різні ділянки дислокаційної петлі, що рухається в кристалі, відчувають різну силу квазів'язкого гальмування, що може призвести до складного характеру впливу в'язкості на

динаміку дислокацій.

У змішаному стані надпровідників II роду наявність в кристалічній решітці вихорів Абрикосова призводить до того, що концентрація нормальних електронів, а отже, і коефіцієнт демпфування дислокацій, будуть періодичними функціями координат. Оскільки в загальному випадку орієнтація областей з іншим коефіцієнтом в'язкості по відношенню до площини ковзання дислокацій може бути довільною, в роботі вивчалася зміна амплітудно-залежних декременту внутрішнього тертя і дефекту модуля пружності від концентрацій областей з іншою в'язкістю, геометрія й орієнтація яких показана на рис. 1 (а, б, в).

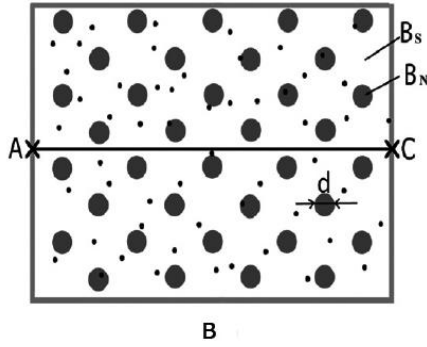


а



б

\* [belvj@ukr.net](mailto:belvj@ukr.net)



**Рис. 1** – Геометрія областей нормальної фази в площині ковзання дислокацій, яка містить сітку випадково розподілених слабких центрів закріплення;  $d$  – характерний розмір областей з коефіцієнтом в'язкості  $B_N$ ,  $AC$  – дислокаційна петля довжиною  $l_N$  ( $l_N \gg d$ ),  $A$  і  $C$  – вузли жорсткої фіксації дислокації,  $B_N$  і  $B_S$  – значення коефіцієнта в'язкості для  $N$  – і  $S$ -станів відповідно. Характерні розміри областей з в'язкістю  $B_N$  завжди залишалися істотно менше довжини дислокаційної петлі

**2. ОПИС МОДЕЛІ ТА МЕТОДИКА ОБЧИСЛЕНЬ**

Вивчалася динаміка дислокаційної петлі з жорстко фіксованими кінцями за наявності слабких центрів закріплення, розташованих випадковим чином у площині ковзання. Координати слабких центрів закріплення задавалися генератором псевдовипадкових чисел. Прогин дислокаційних сегментів завжди залишався істотно менше їх довжини, що реалізовувалося при виконанні умови  $F_m/C \ll 1$ , де  $C$  – лінійний натяг дислокації,  $F_m$  - сила взаємодії слабого центра закріплення з дислокацією. Аналіз проводився у відомому наближенні лінійного натягу при безактивованому відриві дислокацій від центрів закріплення і нульовій ефективній частоті зовнішньої напруги.

Рівняння коливань дислокаційної петлі мало вигляд:

$$A \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + B \frac{\partial u}{\partial t} - C \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = b \sigma_0 \sin(\omega t) + b \sum_{i=1}^n \tau_i \left[ \frac{(x - x_i)(u - u_i)}{x_0 u_0} \right] \quad (1)$$

де  $\tau_i$  – доданок, що описує напругу, яка виникає внаслідок взаємодії дислокації з центром закріплення з координатами  $(x_i, u_i)$ ;  $(x_0, u_0)$  – характерний розмір області взаємодії центра закріплення з дислокацією в напрямку  $x$  та  $u$ , який складає  $10^{-9}$ - $10^{-7}$  м.

Наявність в рівнянні динаміки (1) сил, що діють на дислокацію з боку слабких центрів закріплення, і складна залежність коефіцієнта в'язкості від прогину дислокаційної петлі призводить до того, що дане рівняння виявляється нелінійним. У зв'язку з цим, аналітичне рішення рівняння (1) не представляється можливим. При інтегруванні рівняння динаміки (1) використовувалися явний і неявний кінцево-різницеви методи, що дали добру узгодженість. Основні результати були отримані неявним кінцево-різницевим методом, що дозволив вести обрахунки з найбільшим часовим кроком. Зміни початкових умов

в рівнянні (1) не впливали на обчислювані характеристики, які залишалися постійними в будь-який наступний період коливань при  $t > t_0$ , де  $t_0$  – час закінчення перехідного нестационарного режиму коливань. Значення  $t_0$  залежало від величин  $\omega$  та  $B$  і знаходилося емпіричним шляхом. Максимальна величина швидкості ділянок петлі не перевищувала 800 м/с. Енергія  $\Delta W$ , розсіювана дислокаційною петлею за період коливань  $T$ , оцінювалася як площа гістерезисної петлі  $\sigma(\varepsilon)$ :

$$\Delta W = \int_{t_1}^{t_1+T} \sigma(t) d\varepsilon(t) \quad (2)$$

Дислокаційну деформацію визначали за площею фігури під дислокаційною петлею  $l_N$ :

$$\varepsilon = \bar{u} l_N \quad (3)$$

де 
$$\bar{u} = \frac{1}{l_N} \int_0^{l_N} u d(x) \quad (4)$$

Для логарифмічного декременту затухання  $\delta$  і дефекту модуля пружності  $\Delta M / M$  використанні співвідношення:

$$\delta = \Delta W M / \sigma_0^2 \quad (5)$$

та

$$\Delta M / M = M / (\pi \sigma_0) \int_0^{2\pi} \varepsilon(\sigma) \sin(\omega t) d(t) \quad (6)$$

Для представлення результатів у компактній формі проводився перехід до нормованих безрозмірних параметрів. Для рішення рівняння динаміки дислокації чисельними методами виконувалося його нормування. Вирази для нормованих координат і часу мали наступний вигляд:

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

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

де  $\zeta$ ,  $x$  та  $\eta$ ,  $u$  – безрозмірні та звичайні координати вздовж і поперек довжини дислокаційної петлі відповідно,  $l_S$  – середня відстань між центрами закріплення,  $A$  - маса одиниці довжини дислокації,  $\theta$  та  $t$  – безрозмірний та звичайний час. Рівняння динаміки дислокації в нормованих координатах мало наступний вигляд:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} + \gamma \frac{\partial \eta}{\partial \theta} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \zeta^2} = S \sin \Omega \theta + \sum_{i=1}^N \Phi \left( \frac{\zeta - \zeta_i}{\xi_0}; \frac{\eta - \eta_i}{\eta_0} \right) \quad (7)$$

де  $\xi_0$  та  $\eta_0$  – нормовані розміри області взаємодії центра закріплення з дислокацією в напрямку  $\zeta$  та  $\eta$  відповідно;

$$\Phi = \left( b l_S / (F_m)^{\frac{3}{2}} \right) (2C)^{\frac{1}{2}} \tau \left[ (\xi - \xi_i) / \xi_0, (\eta - \eta_i) / \eta_0 \right]$$

– силовий закон взаємодії слабого центра закріплення з дислокацією в нормованих координатах

$$\Omega = \omega l_S (2A / F_m)^{\frac{1}{2}} - \text{нормована частота зовнішньої напруги, } S_0 = \sigma b l_S / (F_m)^{\frac{3}{2}} (2C)^{\frac{1}{2}} - \text{нормована амплітуда зовнішньої напруги, } \omega \text{ і } \sigma - \text{ частота і амплітуда зовнішньої напруги, } b - \text{ вектор Бюргерса, } \gamma = (B l_S) / (2A F_m)^{\frac{1}{2}} - \text{нормована в'язкість, } B(x, u) - \text{ коефіцієнт демпфірування}$$

Інтервали зміни нормованих параметрів рівняння (7) вибиралися відповідно до діапазонів фізичних значень параметрів, які спостерігаються в різних матеріалах.

При оцінці нормованої в'язкості використовувалися такі характерні значення фізичних параметрів:  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $C = 10^{-9}$  Н,  $A = 10^{-15}$  кг м<sup>-1</sup>; коефіцієнт демпфірування змінювався в інтервалі  $10^{-7} - 10^{-4}$  Н см<sup>-2</sup> в нормальному стані і приймався рівним  $10^{-8}$  Н см<sup>2</sup> у надпровідному стані. Довжина дислокаційної петлі  $l_N$  змінювалася в межах  $10^{-6} - 10^{-4}$  м, відношення  $l_N / l_S$  в межах від 10 до 150. При цьому, для слабких центрів закріплення з  $F_m / C \ll 1$  значення  $\gamma$  для більшості матеріалів належить діапазону  $10^{-2} - 10^2$ , для якого і проводився аналіз.

Слід зазначити, що для таких надпровідних металів, як свинець, індій, ніобій за вказаних співвідношень  $l_N / l_S$  і умови  $F_m / C \ll 1$  значення  $\gamma$  за низьких температур як в нормальному, так і в надпровідному стані належить вищевказаному діапазону.

**3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ**

У даній роботі вивчався вплив в'язкості на динаміку дислокацій при різній геометрії її областей (рис. 1). Для всіх вказаних випадків геометрії областей отримані в роботі залежності суттєво кількісно та якісно не відрізнялися.

Аналіз впливу в'язкості на АЗВТ для випадку постійного значення  $\gamma$  по всьому об'єму було виконано в [5]. Результати свідчать, що існує критичне значення нормованої в'язкості  $\gamma^* = 2$ , таке, що при  $\gamma > \gamma^*$  вплив в'язкості на АЗВТ зникає.

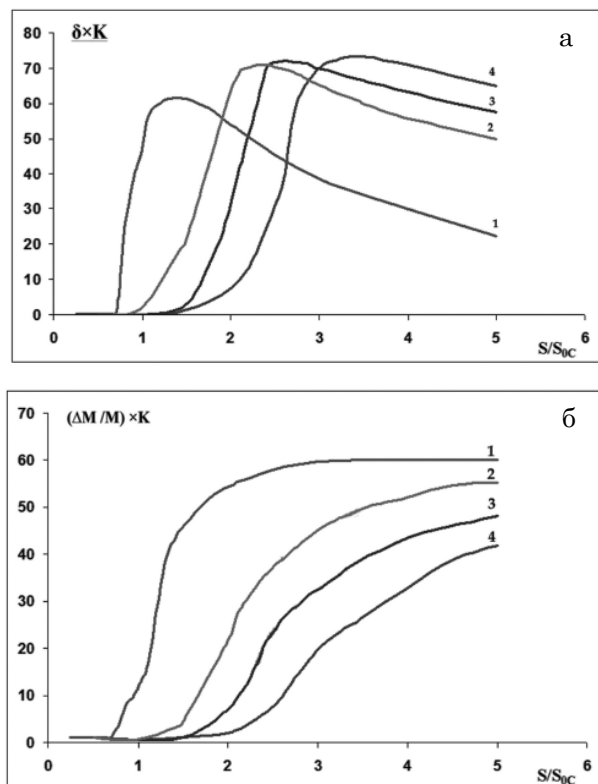
На рис. 2 (а, б) показані графіки впливу в'язкості на криві АЗВТ і амплітудні залежності дефекту модуля пружності при  $\gamma = \text{const}$  і при періодичній зміні  $\gamma$  по всьому об'єму, що реалізується в змішаному стані надпровідника. Криві АЗВТ ( $\delta(S/S_{0c})$ ) як в *S*-, в *N*- так і в змішаному стані являють собою криві з максимумами.

Амплітудна залежність декременту в *S*- стані при амплітудах зовнішньої напруги, близьких до критичних напруг початку відриву дислокаційної петлі ( $S_{0c}$ ) від центрів закріплення випереджає аналогічну залежність в *N*-стані, тоді як при подальшому збільшенні амплітуди зовнішньої напруги значення декременту в *N*-стані завжди виявляються більше, ніж у *S*-стані. При цьому значення декременту в максимумі в *N*-стані завжди виявляється більше, ніж його аналогічне значення в *S*- стані.

Максимуми на залежностях у змішаному стані з ростом долі нормальної фази зміщуються в напрямку більших зовнішніх напруг. Значення декременту в максимумах АЗВТ монотонно збільшується з ростом долі нормальної фази від *S*- стану до *N*- стану відповідно. Значення декременту при амплітудах зовнішньої напруги, близьких до критичних напруг ( $S_{0c}$ ) початку відриву дислокаційної петлі від центрів закріплення, зменшується з ростом долі нормальної фази, тоді як при подальшому збільшенні амплітуди зовнішньої напруги навпаки – зростає, досягаючи значень в *N*- стані.

Амплітудні залежності дефекту модуля у всіх випадках із зростанням амплітуди напруги мають тенденцію виходу на плато. При цьому дефект модуля в *S*- стані завжди виявляється більше, ніж в *N*- стані. Криві амплітудної залежності дефекту модуля в змішаному стані розташовувалися між аналогічними кривими в *N* і *S*-стані, монотонно зміщуючись від кривої в *S*-стані до кривої в *N*-стані.

Для аналізу характеру впливу вихорів Абрикосова на амплітудно-залежне внутрішнє тертя вивчалися залежності відносної зміни декременту і дефекту модуля залежно від частки нормальної фази при значеннях зовнішньої напруги  $S/S_{0c} \approx 4$ . За таких значень амплітуди зовнішньої напруги всі залежності АЗВТ, досягнувши максимуму, зменшувалися, і дислокаційна петля за половину періоду свого руху проходила відстань, що істотно перевищує характерний розмір вихору.



**Рис. 2** – Криві амплітудної залежності декременту (а) і дефекту модуля пружності (б) в нормальному, надпровідному і змішаному станах при різних частках нормальної фази при  $\gamma = 1,5 \gamma^*$ : лінії 1 – *S*-стан, лінії 2 – частка нормальної фази 10 %, лінії 3 – частка нормальної фази 20 %, лінії 4 – *N*-стан.  $K$  – безрозмірний множник,  $dl_N = 10^{-2}$

На рис. 3 (а, б). показані такі залежності для  $d/l_N = 10^{-2}$  при  $\gamma = 0,5 \gamma^*$ ,  $\gamma = 1,5 \gamma^*$ ,  $\gamma = \gamma^*$ . Зростання відносної зміни декременту і дефекту модуля на цих залежностях істотно випереджає зростання частки нормальної фази, при цьому зазначені залежності мають тенденцію до насичення. Вихід на плато залежностей відносної зміни декременту завжди спостерігається при частках нормальної фази, менших, ніж для аналогічних залежностей дефекту модуля.

Так, для  $\gamma = 0,5 \gamma^*$ , залежність для відносної зміни декременту виходить на плато при  $\nu = 0,5$ , тоді як аналогічна залежність для дефекту модуля досягає свого максимального значення при  $\nu = 1$ . При  $\gamma = 3 \gamma^*$  ці значення були 0,15 і 0,3 відповідно; при  $\gamma = 1,5 \gamma^*$  вони були 0,3 і 0,4 відповідно. Значення долі нормальної фази, за яких ці залежності виходили на плато, з ростом  $\gamma$  зменшувалися і могли сягати 15 % при  $\gamma = 3 \gamma^*$ .

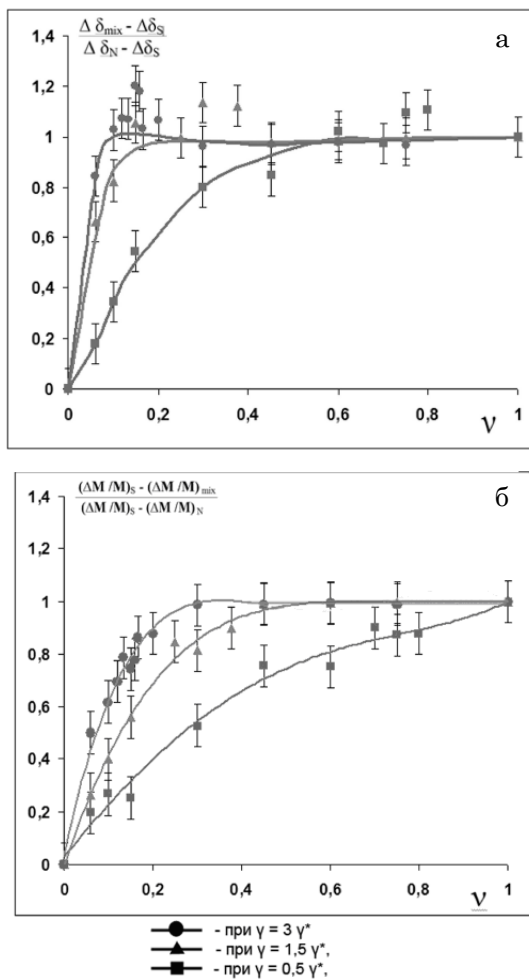


Рис. 3 – Залежності відносної зміни декременту (а) і дефекту модуля пружності (б) від частки фази з в'язкістю  $V_N$ , обчислені при  $S/S_{0C} \approx 4$  при різних значеннях  $\gamma$

Для з'ясування характеру впливу розміру областей нормальної фази на внутрішнє тертя вивчали залежності відносної зміни декременту і дефекту модуля від частки нормальної фази при різних значеннях  $d/l_N$ . Такі залежності наведені на рис. 4 (а, б) для шести значень  $d/l_N$  при  $\gamma = 1,5 \gamma^*$ .

Як видно на рис. 4 (а, б), зі зростанням значення

$d/l_N$  критичне значення частки нормальної фази, при якій зазначені залежності виходили на плато, зростало. Так для випадку орієнтації вихорів, показаної на рис. 1а, воно зростало від 0,1 до 0,3 та від 0,25 до 0,6 для декременту і дефекту модуля відповідно. З рис. 4 (а, б) також видно, що залежності відносної зміни декременту виходять на плато раніше аналогічних залежностей для дефекту модуля для усіх шести вивчених значень  $d/l_N$ .

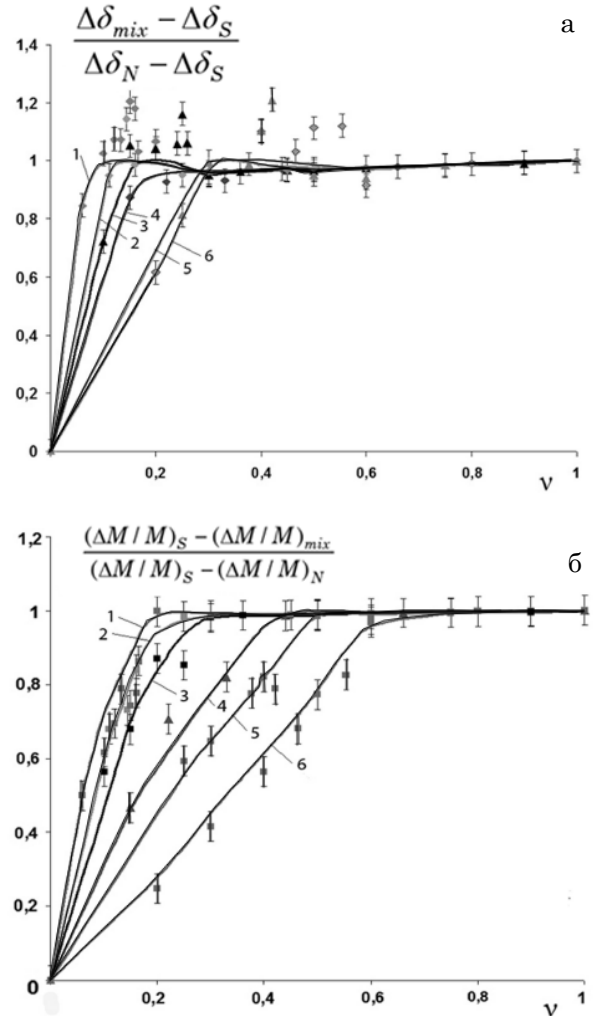


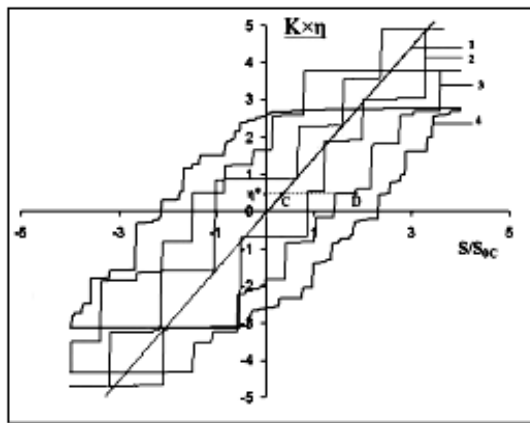
Рис. 4 – Залежність відносної зміни декременту (а) і дефекту модуля пружності (б) від частки фази з в'язкістю  $\gamma = 1,5 \gamma^*$ , обчисленої при  $S/S_{0C} \approx 4$  при різних значеннях  $d/l_N$ :  $d/l_N = 3,3 \cdot 10^{-3}$  (лінія 1),  $d/l_N = 5,5 \cdot 10^{-3}$  (лінія 2),  $d/l_N = 10^{-2}$  (лінія 3),  $d/l_N = 2,2 \cdot 10^{-2}$  (лінія 4),  $d/l_N = 5 \cdot 10^{-2}$  (лінія 5),  $d/l_N = 0,1$  (лінія 6)

Значення енергії, що розсіюється за період коливань дислокації, визначається площею петлі дислокаційного гістерезису. При цьому, форма петлі гістерезису відображає особливості динаміки дислокацій. У зв'язку з цим обчислювалися залежності  $\eta(S/S_{0C})$  (крива петлі дислокаційного гістерезису) при різних щільностях вихорів Абрикосова, різних значеннях  $d/l_N$  і різних розташуваннях вихорів Абрикосова в площині ковзання дислокаційної петлі

У всіх вивчених випадках петлі дислокаційного гістерезису в  $N$ -,  $S$ - і змішаному стані носили стрибкоподібний характер (рис. 5). Найбільше значення

стрибка спостерігалось в *S*-стані.

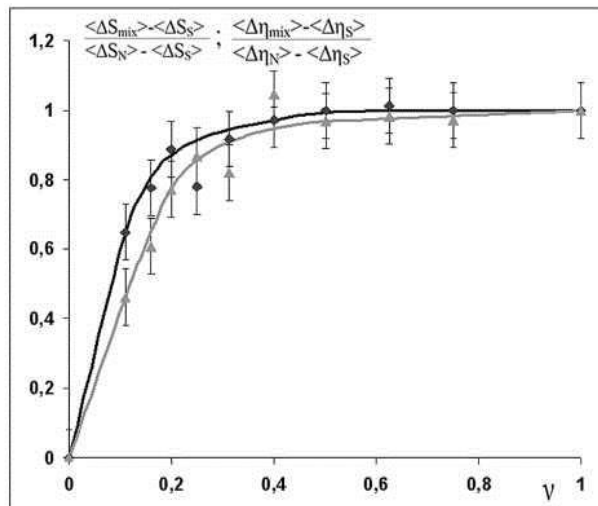
Для всіх отриманих петель дислокаційного гістерезису була оцінена відносна середня величина стрибка дислокаційної деформації  $\Delta\eta_{cp}$ . Для оцінки  $\Delta\eta$  усереднювали всі стрибки дислокаційної деформації за період зовнішньо прикладеної напруги. Результати (рис. 6) свідчать, що найбільша величина стрибка спостерігається в *S*-стані і монотонно зменшується з ростом частки нормальної фази, досягаючи мінімального значення в *N*-стані.



**Рис. 5** – Характер впливу в'язкості на залежності  $\eta(S/S_{0c})$  у відсутності центрів закріплення в площині ковзання дислокації (лінія 1) і за наявності центрів закріплення: *S*-стан (лінія 2), змішаний стан (частка нормальної фази 11 %, лінія 3), *N*-стан (лінія 4)

Як видно з рис. 5, наявність областей нормальної фази в площині ковзання призводить не тільки до зміни величини  $\Delta\eta_{cp}$ , а й впливає на напругу відриву нерухомої (перезакріпленої після попереднього руху) дислокаційної петлі. Для кількісної оцінки впливу в'язкості на напругу відриву використовувалася величина  $\Delta S = S'' - S'$ , де  $S''$  та  $S'$  - значення відносної напруги, необхідної для досягнення однієї і тієї ж дислокаційної деформації за наявності і відсутності в площині ковзання центрів закріплення відповідно.

На рис. 5 пряма 1 відповідає дислокаційній деформації у відсутності в площині ковзання центрів закріплення,  $\Delta S$  при вказаному значенні  $\gamma$  відповідає різниці зовнішньої напруги в точках С і В. Встановлено, що середнє значення  $\Delta S$  мінімальне для петлі дислокаційного гістерезису в *S*-стані, і монотонно зростає, досягаючи найбільшого значення в *N*-стані (рис. 6). Як видно, зміна значень відносної напруги відриву (лінія 1) і відносної величини стрибка деформації (лінія 2) суттєво випереджують зростання долі нормальної фази. При цьому важливо відмітити, що напруга відриву нерухомої дислокаційної петлі зовсім не залежала від значення долі нормальної фази, при якій відбувається цей відрив, а зумовлена значенням долі цієї фази, що була при попередньому русі дислокації і процесі її перезакріплення. Про це свідчать обчислення напруги відриву дислокаційної петлі, закріпленої однією фіксованою конфігурацією слабких центрів, при різних значеннях долі нормальної фази від 0 до 1. Значення напруги відриву при цьому залишалось постійним.



**Рис. 6** – Залежність усереднених значень відносної напруги відриву дислокаційної петлі (лінія 1) і відносної величини стрибка деформації (лінія 2) від долі нормальної фази

Як встановлено в [5], при  $\gamma$ , однаковому по всій площині ковзання, вплив в'язкості на динаміку осцилюючої дислокації і дислокаційний гістерезис обумовлені дією інерційного механізму подолання дислокацією слабких центрів закріплення. Дія інерційного механізму при  $\gamma < \gamma^*$  призводить до збільшення середньої величини стрибка деформації на петлі дислокаційного гістерезису і зменшення напруги відриву нерухомої дислокаційної петлі.

Спостереження за динамікою та формою дислокації на різних ділянках дислокаційного гістерезису дозволили встановити, що вони з ростом концентрації вихорів якісно змінюються. Так при концентрації вихорів до 30 %, як і в *S*-стані, відрив дислокації від слабких центрів носить катастрофічний характер. Відрив дислокації, що покоїться, завжди попередньо відбувається на одному з центрів закріплення, після чого виникнене збудження розповсюджується вздовж дислокаційної петлі на ділянці з розмірами, порівняними з довжиною всієї петлі. При цьому, це збудження в процесі руху дислокаційної петлі може не згасати, а відбившись від фіксованого краю петлі, рухатися в протилежному напрямку. Цей механізм відомий під назвою 'unzipping'. Після такого руху і перезакріплення на новій конфігурації центрів дислокаційна петля завжди має зигзагоподібну форму. Як свідчать спостереження, наявність такої форми у дислокаційної петлі і зумовлює зменшення напруги її відриву при малих концентраціях вихорів.

З ростом концентрації вихорів ці особливості зникають і кожному стрибку на петлі гістерезису відповідає переміщення на ділянці дислокації істотно меншої довжини всієї петлі.

Наведені результати отримані в умовах безактивної відриву дислокацій при нульовій ефективній частоті. Аналіз впливу квазів'язкого гальмування на динаміку дислокацій в таких умовах свідчить, що існуючі результати досліджень впливу *N-S* переходу на мікропластичність та АЗВТ можуть бути достатньо несуперечливо інтерпретовані в рамках дії інерційного механізму подолання дислокацією слабких центрів закріплення. При інерційному механізмі

кут атаки при набіганні дислокації на центр закріплення збільшується завдяки її кінетичній енергії.

При русі дислокації у змішаному стані, наприклад у випадку на рис.1а, при великих значеннях напруги  $S$  силу гальмування ділянки довжиною  $l$  перед її зіткненням з слабким центром закріплення можна оцінити як:

$$F = l V_{\text{mix}} (v B_N + (1 - v) B_S),$$

де  $v$  – частина нормальної фази,  $V_{\text{mix}}$  – швидкість руху. Так як  $B_S \ll B_N$ , то вираз:  $F = l V_{\text{mix}} v B_N$  виконується на більшій частині значень  $v$ . Після виходу дислокації на стаціонарний режим руху :

$$V_{\text{mix}} v B_N = V_N B_N; \text{ тоді } V_{\text{mix}} = V_N/v.$$

Якщо  $B_N$  – критичне значення демпфування, при якому кінетичній енергії дислокації вже недостатньо для подолання центру закріплення у  $N$ -стані, то у змішаному стані інерційне подолання повинно б було відбуватися для усіх значень  $v$  від 0 до 1. Але в нашому випадку навіть при  $\gamma = 0,5\gamma^*$  (рис. 3) на залежності відносної зміни декременту вже при  $v = 0,6$  спостерігається плато.

Отримані залежності відносної зміни: декременту і дефекту модуля пружності (рис. 3а, б), середніх значень напруги відриву дислокаційної петлі і величини стрибка деформації (рис. 6) від долі фази з іншою в'язкістю зростають суттєво випереджуючи долю фази і мають вихід на плато. Вихід на плато спостерігався при долях фази 0.5 та менше. Така поведінка цих залежностей не може бути пояснена у рамках інерційної теорії подолання дислокацією

слабких центрів закріплення.

На наш погляд таке нелінійне зростання характеристик внутрішнього тертя від долі нормальної фази може бути пов'язане з зародження збудження на дислокації в момент її відриву та його розповсюдження вздовж дислокаційної лінії. При русі збудження у прямому та зворотній напрямку після відбиття воно буде поглинатися однією тією ж ланкою нормальної фази декілька разів, що приведе до випереджаючого зростання внутрішнього тертя відносно долі фази.

#### 4. ВИСНОВКИ

У роботі отримані амплітудні залежності декременту та дефекту модуля пружності у  $S$ -,  $N$ - та змішаному стані надпровідника II роду.

Встановлено, що залежності зміни декременту та дефекту модуля пружності від долі нормальної фази носять суттєво нелінійний характер, суттєво випереджуючи зміну долі нормальної фази.

Петля дислокаційного гістерезису у змішаному стані з ростом долі нормальної фази змінюється завдяки:

- зростанню напруги відриву нерухої дислокації;
- зменшенню стрибка дислокаційної деформації після відриву.

Встановлені особливості впливу в'язкості на дислокаційний гістерезис у змішаному стані надпровідника в цілому не знаходять пояснення у рамках інерційного механізму подолання дислокацією слабких центрів закріплення.

### Dislocation Hysteresis in Mixed State of Superconductor II Type

V.Y. Biloshapka<sup>1</sup>, K.S. Semenova<sup>1</sup>, V.Y. Platkov<sup>2</sup>, D.O. Pimenov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Berdyansk State Pedagogical University, 4, Schmidt Str., 71100 Berdyansk, Ukraine

<sup>2</sup> Kharkiv National University of Economics, 9A, Nauky Ave., Kharkiv, Ukraine

Numerical methods have obtained the amplitude dependences on internal friction and the defect of the modulus of elasticity in a medium with variable viscosity characteristic of the mixed state of the second type of superconductor, with different values of the proportion of the normal phase and different orientation options of regions with a normal phase relative to the location of the line. In the amplitude-dependent region the nonlinear character of the changes in the dependences of internal pressure and the defect of the elastic modulus on the proportion of the normal phase is established.

**Keywords:** Dislocation dynamics, Internal Friction, Dislocation hysteresis, Superconductors of the second kind.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. E. Bitzek, P. Gumbscha, *Mater. Sci. Eng. A* **400-401**, 40 (2005).
2. Y. Tang, *Sci. Rep.* **8**, 140 (2018).
3. E. Bitzek, P. Gumbscha, *Mater. Sci. Eng. A* **387-389**, 11 (2004).
4. M. Hiratani, M.E. Nagorny, *Acta Mater.* **49**, 4337 (2001).
5. В.Я. Білошапка, Е.С. Семенова, В.Я. Платков, *УФЖ* **55**, 997 (2010) (V.Ya. Beloshapka, Ye.S. Semenova, V.Ya. Platkov, *Ukr. J. Phys.* **55**, 997 (2010)) [In Ukrainian].