

ФОНОННЕ ГАЛЬМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙ У КРИСТАЛАХ KCl З РІЗНИМ СТАНОМ ДИСЛОКАЦІЙНОЇ СТРУКТУРИ

О.М. ПЕТЧЕНКО, Г.О. ПЕТЧЕНКО

УДК 539.67:539.374
© 2010Харківська національна академія міського господарства МОН України
(Вул. Революції, 12, Харків 61057; e-mail: gdaeron@ukr.net)

Імпульсним методом в області частот 22,5–232,5 Мгц і $T = 300$ К досліджено дислокаційний резонанс в монокристалах KCl із залишковою деформацією $\varepsilon = 0,17\text{--}1,8\%$. На основі аналізу отриманих даних було встановлено, що в умовах варіювання параметрів дислокаційної структури істотно змінюється лише частотна і амплітудна локалізація дислокаційного резонансу, але величина коефіцієнта в'язкості B залишається незмінною. Відзначено, що отримані результати добре узгоджуються з теоретичними оцінками параметра B .

1. Вступ

Дослідження природи механізмів динамічного гальмування дислокацій, що контролюють рухливість дислокацій при їх надбар'єрному русі в кристалах є важливим питанням фізики твердого тіла. Як показано в огляді [1], в діапазоні великих швидкостей ($v = 10^1\text{--}10^3$ м/с) дислокація, внаслідок її взаємодії з різними елементарними збудженнями кристала (електронами, фононами і т.п.), суттєво втрачає енергію. Це приводить до появи гальмівних сил, що діють на дислокацію, сумарний ефект яких виражається через коефіцієнт в'язкості B . Слід зауважити, що динамічна характеристика B використовується не тільки для аналізу механізмів, що лімітують в'язкий [1] і термофлуктуаційний [2] рух, але і в тих випадках, коли дислокація при своєму русі долає перешкоди за допомогою лише механічних сил з урахуванням сил інерції [3].

З метою проведення ідентифікації механізмів гальмування швидко рухливих дислокацій, раніше вимірювались різними експериментальними методами як абсолютні значення величини B , так і температурний хід $B(T)$ на багатьох діелектричних і металічних кристалах. Детальний аналіз результатів і методів досліджень наведено в оглядах [1, 4].

Крім цього, з'явилися і роботи [5–7], в яких, з метою встановлення функціонального зв'язку $B(\Lambda)$, вперше систематично було досліджено вплив зали-

шкової деформації на фононне гальмування дислокацій в акустичних кристалах KCl [5] і LiF [6] – за високочастотним імпульсним методом, а також на кристалах цинку [7] – за методом ударного навантаження. Потреба у встановленні залежності $B(\Lambda)$ була зумовлена двома причинами. З одного боку, необхідністю вивчення впливу змін параметрів дислокаційної структури, викликаних деформацією зразка, на фононне гальмування дислокацій, а з іншого боку – бажанням перевірити правильність теорії [8], що передбачила новий механізм динамічного гальмування, зумовлений міждислокаційною взаємодією. Вказані експериментальні методи [5–7] на той час вважались такими, що забезпечували отримання найбільш коректних оцінок коефіцієнта в'язкості B . Дослідами [5–7] було встановлено, що коефіцієнт демпфування B залежить від густини дислокацій Λ , хоча ця залежність була досить слабкою. Хід експериментальної кривої $B(\Lambda)$ пов'язувався авторами [5–7] з можливим проявом механізму гальмування, запропонованого в теорії [8]. Здавалося б, що проблема динаміки дислокацій в плані експериментальних досліджень уже була в певній мірі вирішеною, але незабаром, після зіставлення в [4] існуючих на той час дослідних даних з теорією динамічного гальмування дислокацій [1] виникла недовіра до більшості із них, включаючи і дані робіт [5–7].

Автори [4], аналізуючи великий масив експериментальних даних по фононному гальмуванню дислокацій в рамках теорії [1] виявили, що вони не узгоджувались як поміж собою, так і з теоретичними оцінками B . Розкид абсолютних значень B , отриманих у низці робіт різними методами на однакових кристалах, сягав більше двох порядків. Невтішною була ситуація і з експериментальними даними, що стосувалися температурних залежностей $B(T)$, хід яких відзначався надзвичайною суперечливістю. Більше того, як з'ясувалося, завищені оцінки B порівняно з теорією [1] давали не тільки менш прийнятні, зокрема низькочастотні методи внутрішнього тертя, але і

основний метод – ударного навантаження [7], який тепер терміново потребував свого методичного уточнення.

Ці обставини спонукали авторів [9–11] до здійснення ретельної перевірки методів досліджень величини B . Так, аналізуючи методичні основи методу ударного навантаження, автори [9] дійшли висновку, що при розрахунках величини B , амплітуду і тривалість імпульсу напружень в зразку слід вимірювати безпосередньо, а не шляхом їх теоретичних обчислень, виходячи з модельних міркувань. Незабаром, у роботі [10] на основі власних методичних розробок та з урахуванням результатів [9] вдалося коректно дослідити за вказаним методом температурну залежність $B(T)$ в деяких діелектриках.

Досліджуючи хід залежності $B(T)$ у міді за методом низькочастотного внутрішнього тертя, автори [11] показали, що значні похибки здебільшого могли виникати в разі знаходження оцінок B за методом “низькочастотних” вимірювань, оскільки на таких частотах рівень дислокаційного поглинання ультразвуку визначається не лише в’язкою, але і релаксаційною складовою.

Що ж до високочастотного імпульсного методу [5, 6], в рамках якого коефіцієнт B визначався по спадній гілці дислокаційного резонансу, то він, на думку авторів [4], забезпечував отримання правильних за порядком величин оцінок B . Хоча і цей метод також потребував деяких методичних уточнень, зокрема в плані пошуку більш надійних методів обробки експериментальних результатів [12].

Згодом, після удосконалення технології експерименту за імпульсним методом досить надійно було встановлено не тільки температурні залежності $B(T)$ для серії іонних кристалів [12–14], але і виявлено функціональний зв’язок $B(\Lambda)$ на кристалах NaCl [15] і KBr [16] при $T=300$ К, а також температурний хід $B(T)$ для кристалів NaCl [15] і KBr [14] в умовах варіювання густини дислокацій.

З метою уточнення результатів [5] і надійного встановлення функціональної залежності $B(\Lambda)$, в даній роботі на основі нових методичних підходів, успішно апробованих в роботах [13–16], проведено контрольні акустичні вимірювання дислокаційних резонансних втрат ультразвуку в кристалах KCl в умовах варіювання їх дислокаційної структури.

2. Методика експерименту

У даній роботі дослідження задемпфованого дислокаційного резонансу проводили за імпульсним методом

на поздовжніх хвилях в інтервалі частот 22,5–232,5 МГц на монокристалах KCl із залишковою деформацією 0,17–1,8% при $T=300$ К.

Інтервал попередніх деформацій зразків навмисно вибирався значно ширшим, ніж в [5] і був таким, що забезпечував чітке спостереження ефекту інверсійного зсуву дислокаційного резонансу по частоті і амплітуді, який вперше спостерігали в роботах [5, 6].

У дослідях використовували оригінальний експериментальний комплекс [17], що забезпечує одночасне прецизійне вимірювання акустомеханічних характеристик кристалів при варіюванні температури і швидкості деформування з використанням хвиль різної амплітуди і частоти.

Для коректнішого зіставлення отриманих результатів з даними [5] досліди проводили на зразках орієнтації $\langle 100 \rangle$ і розміром $18 \times 18 \times 30$ мм³, виколотих з того ж самого масивного монокристала, з якого раніше готувались дослідні зразки [5]. Виготовлені таким способом зразки в подальшому тонко шліфували і полірували, намагаючись досягти того, щоб непаралельність їх робочих поверхонь після обробки не перевищувала 1 мкм/см. Для ліквідації наслідків механічної обробки дослідні зразки відпалювали протягом 15 годин при 630 °С з подальшим повільним їх охолодженням до кімнатної температури.

Для введення “свіжих” дислокацій кристал попередньо деформували стискуванням уздовж довгої його осі на випробувальній машині типу “Инстрон” із швидкістю деформації 10^{-5} с⁻¹ в напрямку $\langle 100 \rangle$, в якому здійснювалось і його прозвучування. При цьому використовувався оригінальний спеціально сконструйований пристрій, що забезпечував збереження плоскопаралельності робочих поверхонь зразка. Методики вибіркового травлення і металографічного дослідження кристалів були такими ж, як в роботі [5].

З метою виділення дислокаційної частини поглинання із загального поглинання, вимірюваного на деформованому зразку, віднімався не середній фон (знайдений по декількох зразках), а фон того ж зразка до деформації. При такому способі виділення дислокаційного внеску, істотно знижується розкид експериментальних точок, що дозволяє чіткіше встановити амплітудну і частотну локалізацію дислокаційного резонансу, а, відтак, точніше визначити коефіцієнт гальмування B .

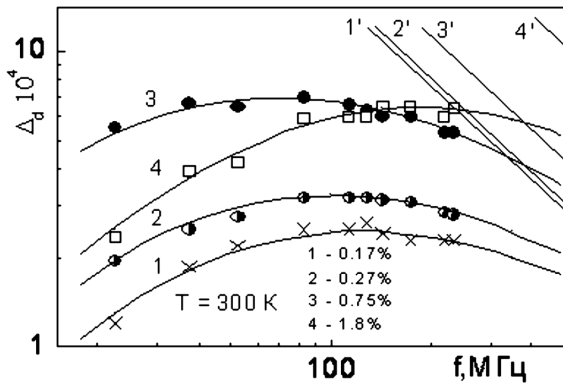


Рис. 1. Частотна залежність дислокаційного резонансного поглинання ультразвуку в кристалах КСІ, продеформованих при $T = 300\text{ K}$ до деформації $\epsilon, \%$: 1 – 0,17; 2 – 0,27; 3 – 0,75; 4 – 1,8

3. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис. 1 наведено типові експериментальні криві залежності дислокаційного декременту від частоти $\Delta_d = \Delta_d(f)$ для попередньо продеформованих кристалів КСІ. Криві для деформацій $\epsilon = 0,44\%$; $\epsilon = 1,15\%$; $\epsilon = 1,54\%$ мають аналогічний вигляд і тому не приводяться. Можна бачити, що при зміні деформації спостерігається ефект інверсії в поведінці частотних спектрів.

З початком деформації резонансні криві 1, 2, збільшуючись по висоті, зміщуються в область низьких частот. За подальшого деформування процес зсуву резонансу сповільнюється, а потім, після зупинки, починає протікати у зворотному напрямку. Більш чітко ефект інверсії при зростанні залишкової деформації зразка демонструється експериментальними кривими 2 і 3, що наведено на рис. 2 для резонансної частоти f_m і максимального декременту Δ_m відповідно. Як можна бачити, вказані параметри резонансу в умовах зростання деформації змінюються синхронно, але у протилежних за знаком напрямках.

З рис. 1 можна бачити, що виміряні дислокаційні втрати залежно від частоти $\Delta_d = \Delta_d(f)$ носять характер задемпфованого дислокаційного резонансу [18].

Відповідно до теорії [18] рівняння, що описує спадну гілку резонансної кривої $\Delta_d = \Delta_d(f)$ має вигляд

$$\Delta_\infty = \frac{4\Omega G b^2 \Lambda}{\pi^2 B f}, \quad (1)$$

де Δ_∞ – величина дислокаційного декременту для частот $f \gg f_m$; Λ – густина дислокацій; Ω – орієнтаційний фактор, G – модуль зсуву діючої системи ков-

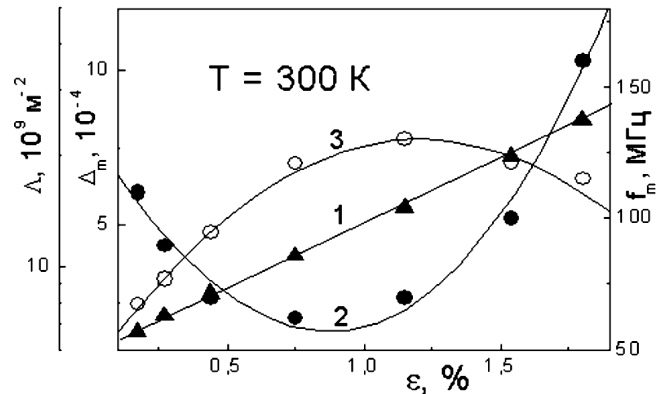


Рис. 2. Залежність від деформації густини дислокацій Λ (1), резонансної частоти f_m (2) і величини декременту Δ_m (3) в максимумі резонансної кривої

зання; b – модуль вектора Бюргерса; B – константа демпфування.

Використовуючи виміряні резонансні криві (рис. 1), з рівняння (1) неважко обчислити константу гальмування дислокацій B , якщо заздалегідь визначити величину Δ_∞ з високочастотної асимптотики і Λ – методом підрахунку фігур травлення.

З цією метою, в ранній роботі [5], отримані експериментальні криві перебудовували в координатах $\Delta_d = \varphi(1/f)$, а потім, з нахилу прямолінійних ділянок отриманих залежностей, по формулі (1) знаходили коефіцієнт фононного гальмування B .

Зазвичай, знайдені таким способом експериментальні значення константи B задовільно узгоджуються з теоретичними оцінками [4]. Проте, в тих випадках, коли експериментальних точок на спадних гілках резонансних кривих $\Delta_d = \Delta_d(f)$, внаслідок їх зсуву по частоті недостатньо, вказана обробка приводить до помітних похибок при обчисленні коефіцієнта в'язкості B . Для таких випадків більш надійним є інший спосіб обробки дослідних даних, успішно застосований в роботах [12–16]. При такій обробці експериментальні результати екстраполюються на область граничних частот теоретичною кривою, із високочастотної асимптотики якої визначається абсолютне значення величини B . Результати накладення теоретичної кривої-шаблону на дослідні дані продемонстровано на рис.1.

Як видно, виміряні експериментальні точки добре описуються нормованим частотним профілем, розрахованим в роботі [19] для випадку експоненційного розподілу дислокаційних сегментів по довжинах. Зауважимо, що при накладанні теоретичного профілю

на експериментальні дані, згідно з рекомендаціями [12–16], слід стежити за тим, щоб прив'язка теоретичної кривої до дослідних даних завжди велася виключно з орієнтацією на експериментальні точки, які лежать на спадній гілці залежності $\Delta_d = \Delta_d(f)$ та в області резонансу.

Звісно, щоб забезпечити отримання коректних оцінок величини B , необхідно провести точний облік і інших параметрів, що входять у формулу (1).

У даній роботі були використані значення для орієнтаційного фактора $\Omega_{100} = 0,4$ і модуля зсуву $G_{110} = 1,582 \cdot 10^{10}$ Па, які були нами обчислені за даними модулів пружності $C_{ік}$, виміряних раніше в [12] на відпалених недеформованих монокристалах KCl. Розрахунок вказаних характеристик проводили за формулами $G_{110} = 0,5 (C_{11} - C_{12})$ [20] і $\Omega_{100} = (C_{11} - C_{12})^2 / (4C_{11}G_{110})$ [21]. Значення величини $b_{110} = 4,46 \cdot 10^{-10}$ м було обчислено за формулою $b = a/\sqrt{2}$ [20], з підстановкою значення сталої ґратки $a = 6,295 \cdot 10^{-10}$ м, запозиченого з роботи [22].

У даній роботі, як і в [5], особлива увага приділялася питанням зниження похибок вимірювань параметра Λ , яка, на думку авторів [1], лімітує точність визначення оцінок B . З цією метою в даній роботі застосований методичний прийом, вперше запропонований в [5], який полягає у такому. Якщо попереднє деформування кристала здійснювати з малою швидкістю деформації 10^{-5} с^{-1} , то його поверхня, протравлена після його навантаження, рівномірно покривається ямками травлення – без утворення смуг ковзання. Про саме такий стан дислокаційної структури наочно ілюструють відповідні мікрофотографії, наведені на рис. 3 для недеформованого і деформованих кристалів KCl. Можна констатувати, що низькошвидкісне пластичне деформування зразків KCl, принаймні, до деформації $\varepsilon = 1,8\%$, не приводить до появи смуг ковзання, що значно зменшує похибки при визначенні величини Λ . Зауваження авторів [1] справджується лише для випадків, коли попередню деформацію здійснюють в умовах високошвидкісного деформування, що викликає появу смуг ковзання.

Для вибраної нами геометрії зразка і напряму його деформування, ковзання в кристалах KCl відбувається по чотирьох однаково напружених системах ковзання $\{110\} \langle 110 \rangle$. В таких системах, як показали досліди, при безперервному збільшенні навантаження до деформації $\varepsilon \leq 1\%$ спочатку спрацьовує одна площина ковзання, а потім, при $\varepsilon > 1\%$ включається друга – взаємно перпендикулярна площина. Прояв останніх двох площин відбувається значно пізніше, при $\varepsilon \sim 10\%$.

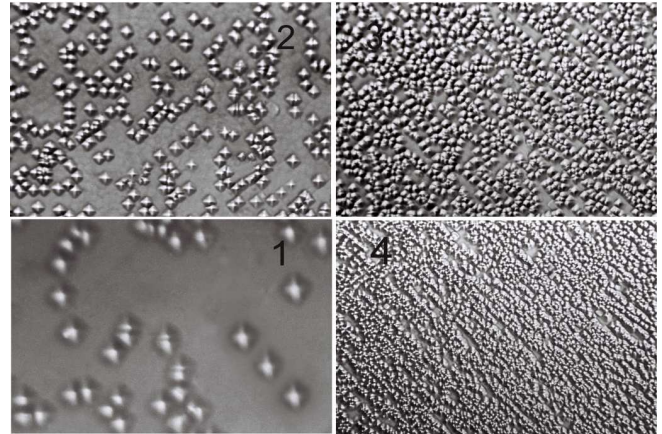


Рис. 3. Ямки травлення на гранях куба кристалів KCl: 1 – недеформований кристал, деформація $\varepsilon, \%$: 2 – 0,27; 3 – 1,15; 4 – 1,8

У даній роботі густину дислокацій, як і в [5], виявляли за методом вибіркового травлення на свіжосколотих бічних поверхнях $\{110\}$, паралельних осі стикування кристала. Для визначення величини Λ вибиралося приблизно 40 полів, що відображають різні ділянки грані кристала. Підрахунок фігур травлення здійснювався за допомогою комп'ютерної програми Photoshop. Середнє значення величини Λ визначалося з точністю не гірше 15–20%. Динаміку зростання густини дислокацій Λ від величини залишкової деформації в кристалах KCl наведено на рис. 2, кривою 1. Можна бачити, що величина Λ збільшується пропорційно з деформацією ε .

Використовуючи отриманий графік залежності $\Lambda(\varepsilon)$ (рис. 2), виміряні частотні резонансні криві $\Delta_d = \Delta_d(f)$ (рис.1), а також обчислені значення параметрів G_{110} , b і Ω_{100} , у даній роботі було встановлено вигляд функції $B(\Lambda)$, зображений кривою 1 на рис. 4. Як і очікувалося, на відміну від результатів [5], абсолютні значення коефіцієнта в'язкості B в умовах зміни параметрів дислокаційної структури при фіксованій температурі $B=300$ К залишається практично незмінними. Відсутність впливу попередньої обробки досліджуваного кристала на величину B , на думку авторів роботи [11], є закономірним результатом, якщо вважати, що константа в'язкого демпфування визначається взаємодією дислокацій з елементарними збудженнями кристала, зокрема, з фононами. Отримана незалежність величини B від величини Λ для кристалів KCl якісно узгоджується з аналогічними даними, знайденими раніше на NaCl [15] і KBr [16].

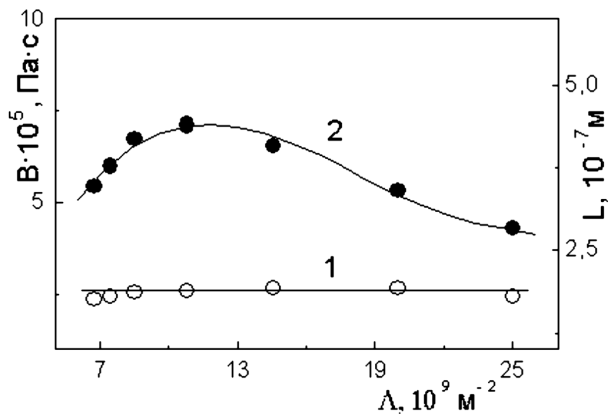


Рис. 4. Залежність коефіцієнта фонованого гальмування дислокацій (1) і довжини дислокаційного сегмента (2) від густини дислокацій

У даній роботі проведено зіставлення абсолютних оцінок B , отриманих експериментальним шляхом і обчислених по теорії [1]. Відповідно до [1] внесок механізмів фонованого вітру і релаксації “повільних” фонованів в гальмуванні дислокацій можна розрахувати, використовуючи формулу

$$B = \left[4 + \left(\frac{|n|}{G} - 6 \right)^2 \right] \frac{\hbar}{b^3} \left(\frac{\kappa_D b}{2\pi} \right)^5 \times \left[f_1 \left(\frac{T}{\theta} \right) + \lambda_\theta \frac{\theta}{T} f_2 \left(\frac{T}{\theta_0} \right) \right], \quad (2)$$

де $\hbar = h/2\pi$, (h – стала Планка); κ_D – дебаївська границя в спектрі фонованів; n – модуль Мурнагана; b – модуль вектора Бюргерса; $\lambda_\theta = \Delta \cdot f_1(1)/1 - \Delta \cdot f_2(1)$, де Δ – феноменологічний параметр, що визначається з експерименту, $f_2(1) = 0,92$; θ – температура Дебая.

При використанні графіків функцій $f_1(T/\theta)$, $f_2(T/\theta)$ та значень величин $|n|/G = 35$, $\beta = 2\kappa_D r_0 = 30$ (де $r_0 \approx 3b$ – ефективний радіус ядра дислокації), узятих з [1], а також раніше знайдених параметрів $\Delta = 0,5$ [12], $T = 300 \text{ K}$ і $\theta = 235,77 \text{ K}$ [12], рівняння (2) дає абсолютне значення для коефіцієнта в’язкості $B = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Отримана теоретична оцінка B задовільно узгоджується з середнім значенням $B = 2,57 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$, знайденим експериментально.

Щоб з’ясувати природу інверсійного зсуву дислокаційного резонансу по амплітуді і частоті в даній роботі експериментально досліджувалася поведінка середньої ефективної довжини дислокаційного сегмента L в умовах зміни густини дислокацій Λ . Величину L

обчислювали відповідно до [18] із співвідношення

$$L = \sqrt{\frac{0,084\pi C}{2Bf_m}}, \quad (3)$$

де C – лінійний натяг зігнутої дислокації, що оцінюється як $C = 2Gb^2/\pi(1 - \nu)$. Коефіцієнт Пуассона $\nu = 0,158$ розраховувався за формулою $\nu = C_{12}/C_{11} + C_{12}$ [20]. Використовуючи знайдені значення $C = 2,379 \cdot 10^{-9} \text{ Н}$, $Gb^2 = 3,15 \cdot 10^{-9} \text{ Па}\cdot\text{м}^2$, а також графіки залежності резонансної частоти від деформації $f_m(\varepsilon)$ (рис. 2, крива 2) і $B(\Lambda)$, нами був встановлений хід залежності $L(\Lambda)$, зображений на рис. 4, крива 2.

Можна бачити, що при безперервному зростанні густини дислокацій в кристалі, величина L спочатку збільшується, а потім, досягнувши свого максимального значення, починає монотонно зменшуватися. Її зміну, вочевидь, можна пояснити в рамках моделі дислокаційної взаємодії [23].

З початком деформації, згідно з [23], в кристалі відбувається розкріплення існуючих “ростових” дислокацій і виникнення нових джерел, таких, що генерують довгі дислокаційні петлі. Збільшення кількості таких легкорухливих дислокацій приводить до зростання максимального декременту Δ_m і зниження резонансної частоти максимуму f_m з деформацією (див. рис. 2).

Проте, починаючи з деформацій $\varepsilon \sim 0,9\%$, виникають дислокації в інших площинах ковзання, які чинять закріплювальну дію на дислокації, що знаходяться в первинній площині. У результаті вказаної міждислокаційної взаємодії величина L починає зменшуватися, що виявляється в зниженні дислокаційних втрат ультразвуку і зміщенні задемпфованого дислокаційного резонансу до області високих частот.

Після встановлення залежностей $L(\Lambda)$ і $\Lambda(\varepsilon)$ стало можливим оцінити внесок у гальмування дислокацій механізму, зумовленого міждислокаційною взаємодією, запропонованого в [8]. Величину коефіцієнта гальмування B^* , зумовленого цим ефектом, можна оцінити із співвідношення $B^* = B(1 + \Lambda L^2/\beta^2)$ [8], де B – коефіцієнт гальмування малодислокаційного кристала; β – чисельний коефіцієнт близький до одиниці. З даної формули видно, що величина B^* може бути помітною лише за умови $\Lambda L^2 \gg 1$. За даними нашої роботи при найсприятливішій комбінації параметрів $\Lambda = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ і $L = 4,41 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, що має місце при деформації $\varepsilon = 1\%$, добувка $\Lambda L^2 \ll 1$. Як видно, у кристалах КСІ за даних умов експерименту гальмування дислокацій фонованами є переважаю-

чим. Спостережувана ж у ранній роботі [5] слабка залежність величини B від параметра Λ , як показало переопрацювання даних [5, 6], цілком пов'язана із застосуванням недостатньо коректного способу обробки експериментальних даних.

4. Висновки

1. Виявлено, що поступове збільшення величини залишкової деформації кристала викликає появу ефекту інверсійного зміщення задемпфованого дислокаційного резонансу як по частоті, так і по амплітуді, яке можна пояснити в рамках моделі дислокаційної взаємодії.

2. Показано, що істотна зміна густини дислокацій в кристалах КСІ, що викликана їх деформуванням при фіксованій температурі, не впливає на абсолютну величину коефіцієнта фононного гальмування дислокацій B , проте приводить до появи немонотонної залежності $L(\Lambda)$.

3. Шляхом застосування методики низько-швидкісного деформування кристалів, що сприяє підвищенню точності підрахунку ямок травлення і використання більш раціонального способу обробки експериментальних даних, в даній роботі отримано достатньо коректні оцінки величини B , на основі яких встановлено функціональну залежність $B(\Lambda)$.

4. Точність визначення абсолютного значення B у разі використання в дослідках не одного, а серії кристалів з різною густиною дислокацій істотно підвищується, і стає практично незалежною від величини похибки, що допускається під час обчислення густини дислокацій.

10. V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, and A.A. Urusovskaya, Phys. Stat. Sol. (a) **91**, 533 (1985).
11. Н.П. Кобелев, Я.М. Соїфер, В.И. Альшиц, ФТТ **21**, 1172 (1979).
12. А.М. Петченко, Functional Materials **7**, 94 (2000).
13. А.М. Петченко, В.И. Мозговой, А.А. Урусовская, ФТТ **30**, 2992 (1988).
14. А.М. Петченко and G.A. Petchenko, Functional Materials **15**, 481 (2008).
15. А.М. Петченко, В.И. Мозговой, А.Ф. Сиренко, ФТТ **31**, 320 (1989).
16. G.A. Petchenko, Functional Materials **7**, 785 (2000).
17. А.М. Петченко, Д.Л. Строилова, В.И. Мозговой, Синтез и исследование оптических материалов. Харьков **19**, 133 (1987).
18. А. Гранато, К. Люкке, *Физическая акустика* (Мир, Москва, 1969), Т. 4, Ч. А.
19. O.S. Oen, D.K. Holmes, and M.T. Robinson, US AEC Report NORN-3017 **3**, (1960).
20. М.П. Шаскольская, *Кристаллография* (Высшая школа, Москва, 1976).
21. M.M. Mitchel, J. Appl. Phys. **36**, 2083 (1965).
22. K.K. Srivastava and H.D. Merchant, J. Phys. Chem. Solids **34**, 2069 (1973).
23. A. Hicata, R. Truell, A. Granato, B. Chik, and K. Lucke, J. Appl. Phys. **27**, 396 (1956).

Одержано 09.11.09

1. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, УФН **115**, 3 (1975).
2. В.Д. Нацик, ЖЭТФ **61**, 2540 (1971).
3. A.V. Granato, Phys. Rev. **4**, 2196 (1971).
4. В.И. Альшиц, А.М. Петченко, *Механизмы внутреннего трения в твердых телах* (Наука, Москва, 1976).
5. В.М. Андронов, А.М. Петченко, В.И. Старцев, Акустический журнал **21**, 502 (1975).
6. А.М. Петченко, А.Ф. Сиренко, ФТТ **17**, 3373 (1975).
7. I.V. Gektina, F.F. Lavrentiev, and V.I. Startsev, Phys. Stat. Sol. (a) **33**, 289 (1976).
8. В.Д. Нацик, Е.В. Миненко, ФТТ **12**, 2099 (1970).
9. Ю.Ф. Бойко, С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко, Н.М. Федоренко, Известия вузов. Физика **7**, 129 (1978).

ФОНОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ КСІ С РАЗНЫМ СОСТОЯНИЕМ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ

А.М. Петченко, Г.А. Петченко

Резюме

Импульсным методом в области частот 22,5–232,5 МГц и $T = 300$ К исследован дислокационный резонанс в монокристаллах КСІ с остаточной деформацией $\varepsilon = 0,17$ –1,8%. На основе анализа полученных данных было установлено, что в условиях варьирования параметров дислокационной структуры существенно изменяется лишь частотная и амплитудная локализация дислокационного резонанса, но величина коэффициента вязкости B остается неизменной. Отмечено, что полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками параметра B .

PHONON DRAG OF DISLOCATIONS IN KCl CRYSTALS
WITH VARIOUS DISLOCATION STRUCTURE STATES

O.M. Petchenko, G.O. Petchenko

Kharkiv National Academy of Municipal Economy,
Ministry of Education and Science of Ukraine
(12, Revolution Str., Kharkiv 61057, Ukraine;
e-mail: gdaeron@ukr.net)

S u m m a r y

The pulsed technique has been used to study a dislocation resonance under the ultrasound absorption in KCl crystals with

the residual strain $\varepsilon = 0.17 \div 1.8\%$, in the frequency range of 7.5 – 232.5 MHz, and at room temperature. The analysis of the data obtained testifies that a variation of the dislocation structure parameters gives rise to a substantial modification of the frequency and amplitude localizations of the dislocation resonance, whereas the damping factor B remains unchanged. The theoretical estimations of the factor B are in good agreement with the obtained experimental results.