

## ФОНОННЕ ГАЛЬМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙ У КРИСТАЛАХ КСІ 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 КСІ 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 КСІ [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  $\Lambda$ , 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  $18 \times 18 \times 30$  мм<sup>3</sup>, 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<sup>-1</sup> 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, вимірюного 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  $B$ .

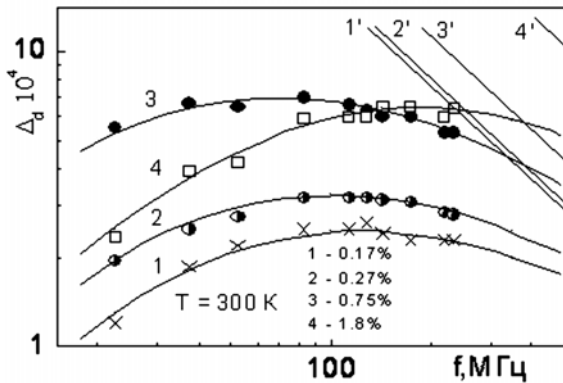


Рис. 1. Частотна залежність дислокаційного резонансного поглинання ультразвуку в кристалах КСІ, продеформованих при  $T = 300\text{ K}$  до деформації  $\varepsilon, \%$ : 1 – 0,17; 2 – 0,27; 3 – 0,75; 4 – 1,8

### 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  $\varepsilon = 0,44\%$ ;  $\varepsilon = 1,15\%$ ;  $\varepsilon = 1,54\%$  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  $\Delta_m$  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  $\Delta_\infty$  – величина дислокаційного декременту для частот  $f \gg f_m$ ;  $\Lambda$  – густина дислокацій;  $\Omega$  – орієнтаційний фактор,  $G$  – модуль зсуву діючої системи ков-

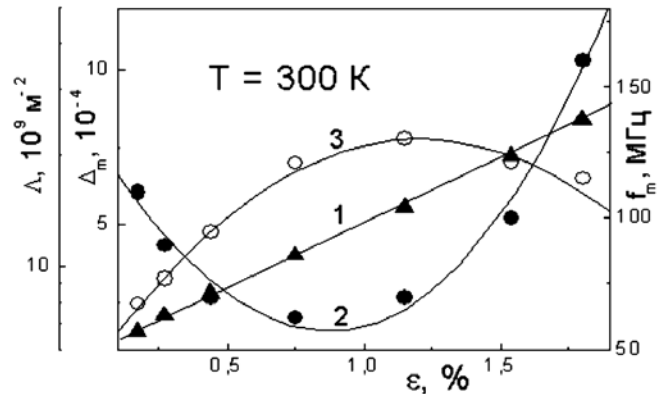


Рис. 2. Залежність від деформації густини дислокацій  $\Lambda$  (1), резонансної частоти  $f_m$  (2) і величини декременту  $\Delta_m$  (3) в максимумі резонансної кривої

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  $\Delta_\infty$  з високочастотної асимптотики і  $\Lambda$  – 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 застосовуваний 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  $\Lambda$ , 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  $10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , 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  $\Lambda$ . 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  $\varepsilon \sim 10\%$ .

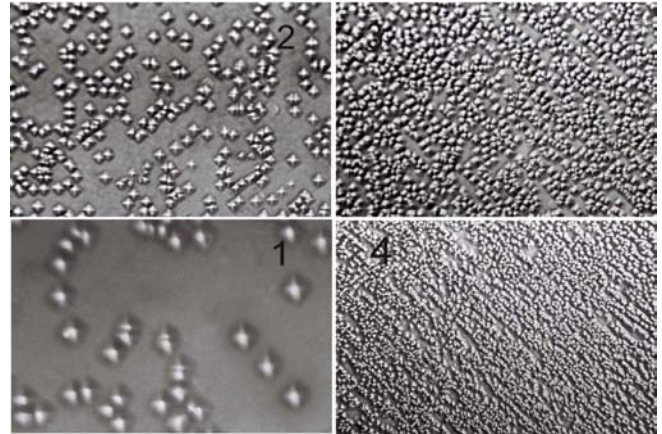


Рис. 3. Ямки травлення на гранях куба кристалів KCl: 1 – недеформований кристал, деформація  $\varepsilon, \%$ : 2 – 0,27; 3 – 1,15; 4 – 1,8

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  $\Lambda$  вибиралося приблизно 40 полів, що відображають різні ділянки грані кристала. Підрахунок фігур травлення здійснювався за допомогою комп'ютерної програми Photoshop. Середнє значення величини  $\Lambda$  визначалося з точністю не гірше 15–20%. Динаміку зростання густини дислокацій  $\Lambda$  від величини залишкової деформації в кристалах KCl наведено на рис. 2, кривою 1. Можна бачити, що величина  $\Lambda$  збільшується пропорційно з деформацією  $\varepsilon$ .

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  $\Omega_{100}$ , 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  $\Lambda$  для кристалів KCl якісно узгоджується з аналогічними даними, знайденими раніше на NaCl [15] і KBr [16].

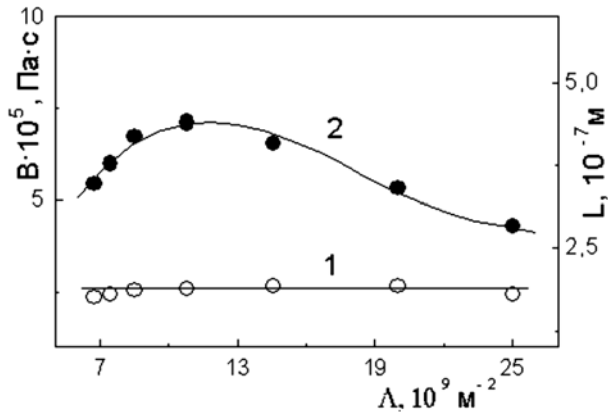


Рис. 4. Залежність коефіцієнта фононного гальмування дислокацій (1) і довжини дислокаційного сегмента (2) від густини дислокацій

У даній роботі проведено зіставлення абсолютних оцінок  $B$ , отриманих експериментальним шляхом і обчислених по теорії [1]. Відповідно до [1] внесок механізмів фононного вітру і релаксації “повільних” фононів 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);  $\kappa_D$  – дебаївська границя в спектрі фононів;  $n$  – модуль Мурнагана;  $b$  – модуль вектора Бюргерса;  $\lambda_\theta = \Delta \cdot f_1(1)/1 - \Delta \cdot f_2(1)$ , де  $\Delta$  – феноменологічний параметр, що визначається з експерименту,  $f_2(1) = 0,92$ ;  $\theta$  – 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  $\Lambda$ . 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 пеглі. Збільшення кількості таких легкорухливих дислокацій приводить до зростання максимального декременту  $\Delta_m$  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;  $\beta$  – 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  $\varepsilon = 1\%$ , добуток  $\Lambda L^2 \ll 1$ . Як видно, у кристалах КСІ за даних умов експерименту гальмування дислокацій фонанами є переважаю-

чим. Спостережувана ж у ранній роботі [5] слабка залежність величини  $B$  від параметра  $\Lambda$ , як показало переопрацювання даних [5, 6], цілковито 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 KCl, 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. Petchenko, Functional Materials **7**, 94 (2000).
13. А.М. Петченко, В.И. Мозговой, А.А. Урусовская, ФТТ **30**, 2992 (1988).
14. А.М. Petchenko 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. М.М. Mitchel, J. Appl. Phys. **36**, 2083 (1965).
22. К.К. Srivastava and H.D. Merchant, J. Phys. Chem. Solids **34**, 2069 (1973).
23. А. Hicata, R. Truell, А. Granato, В. Chik, and К. 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 KCl 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 KCl 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.