

PACS: 62.40.+i  
УДК 539.67:539.374

## Особенности поглощения ультразвука в кристаллах LiF при варьировании плотности дислокаций

А.М. Петченко, Г.А. Петченко

*Харьковская национальная академия городского хозяйства  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Революции, 12*

С целью изучения природы механизмов, лимитирующих вязкое движение дислокаций, импульсным эхо-методом исследовался задемпфированный дислокационный резонанс в кристаллах LiF ориентации  $\langle 100 \rangle$  на продольных волнах в диапазоне частот 7,5-232,5 МГц при комнатной температуре. Из частотных кривых, снятых для кристаллов с разной остаточной деформацией, определены зависимости коэффициента вязкости  $B$  и средней эффективной длины дислокационного сегмента  $L$  от плотности дислокаций. Проведено сравнение абсолютных значений  $B$  с аналогичными теоретическими оценками. Установлено, что сравниваемые результаты хорошо согласуются между собой.

**Ключевые слова:** плотность дислокаций, деформирование, вектор Бюргерса, модуль сдвига, фононный ветер, релаксация “медленных” фононов, “свежие” дислокации, “ростовые” дислокации, задемпфированный дислокационный резонанс, средняя эффективная длина дислокационного сегмента.

З метою вивчення природи механізмів, що лімітують в'язкий рух дислокацій, імпульсним луно-методом досліджувався задемпфований дислокаційний резонанс в кристалах LiF орієнтації  $\langle 100 \rangle$  на подовжніх хвилях в діапазоні частот 7,5-232,5 МГц при кімнатній температурі. З частотних кривих, знятих для кристалів з різною залишковою деформацією, визначено залежності коефіцієнта в'язкості  $B$  і середньої ефективної довжини дислокаційного сегменту  $L$  від густини дислокацій. Проведено порівняння абсолютних значень  $B$  з аналогічними теоретичними оцінками. Встановлено, що порівнювані результати добре узгоджуються між собою.

**Ключові слова:** густина дислокацій, деформування, вектор Бюргерса, модуль зсуву, фононний вітер, релаксація “повільних” фононів, “свіжі” дислокації, “ростові” дислокації, задемпфований дислокаційний резонанс, середня ефективна довжина дислокаційного сегменту.

With the purpose of study of nature of mechanisms, limiting viscous motion of dislocations, the damped dislocation resonance has been studied in LiF crystals  $\langle 100 \rangle$  orientation on longitudinal waves in the range of frequencies of 7,5-232,5 MHz at a room temperature using the pulsed echo technique. Basing on frequency curves taken off for crystals with different pre-straining deformations the density dependences of dislocation damping factor  $B$  and the average effective length of the dislocation segment  $L$  were determined. Comparing the absolute values of  $B$  with analogical theoretical estimations, it has been established that the compared results well comport between itself.

**Kew words:** dislocation density, straining, Burgers vector, shear modulus, phonon wind, “slow” phonons relaxation, “fresh” dislocations, “growth” dislocations, damped dislocation resonance, average effective length of the dislocation segment.

### 1. Введение

При больших скоростях дислокация, двигаясь надбарьерно, взаимодействует с различными элементарными возбуждениями кристалла (электронами, фононами и т.п.) и существенно теряет энергию [1]. В результате этого взаимодействия возникают тормозящие силы, суммарный эффект который выражается через коэффициент вязкости  $B$ . Для идентификации механизмов, контролирующих подвижность “быстрых” дислокаций в металлических и ионных кристаллах, разными экспериментальными методами стремятся определить как абсолютное значение величины  $B$ , так и ее температурный ход

$B(T)$ .

Ранее на цинке [2] методом ударного нагружения, а также на кристаллах KCl [3] и LiF [4] высокочастотным импульсным эхо-методом впервые были определены и зависимости коэффициента эффективной вязкости  $B$  от плотности дислокаций  $\Lambda$ . Потребность в установлении функциональной связи  $B(\Lambda)$  была обусловлена двумя причинами - с одной стороны, необходимостью изучения влияния изменений параметров дислокационной структуры, вызванных деформацией образца, на фононное торможение дислокаций, а с другой – желанием проверить правильность теории [5], предсказавшей новый механизм динамического торможения, обусловленный взаимодействием

“дислокация-дислокация”. Полученные результаты [2 - 4] показали, что имеется некоторая слабая зависимость константы фононного торможения  $B$  от параметра  $\Lambda$ . Казалось, что многие вопросы, связанные с изучением динамического торможения дислокаций уже удалось разрешить, однако, с появлением квантово-механической теории динамического торможения дислокаций [1] ситуация резко изменилась. При проведении анализа в рамках теории [1] большого массива существующих на то время опытных данных, авторами [6] было обнаружено существенное их расхождение как между собой, так и с теоретическими оценками  $B$ . Разброс абсолютных значений  $B$ , полученных в ряде работ на одинаковых кристаллах, достигал больше 2 порядков. Неутешительной была и ситуация с экспериментальными данными, касающимися температурных зависимостей  $B(T)$ , ход которых отмечался необычайно большой противоречивостью. В силу указанных причин появились серьезные сомнения в правильности многих ранее полученных экспериментальных данных по зависимостям  $B(T)$  и  $B(\Lambda)$ , а также возникло недоверие к надежности самих методов испытаний. Стало ясно, что теория, описывающая взаимодействие дислокации с элементарными возбуждениями кристалла уже разработана, а вот ее проверка оказалась затруднена получением надежных экспериментальных данных, как абсолютных значений коэффициента демпфирования  $B$ , так и его температурного хода  $B(T)$ . Приведенные обстоятельства стимулировали дальнейшую разработку новых экспериментальных технологий и измерительной техники, необходимых для изучения природы сил, демпфирующих подвижность дислокаций.

В работе [7] при тщательной проверке методических основ метода ударного нагружения неожиданно выяснилось, что он давал существенно завышенные оценки  $B$  по сравнению с теорией [1]. Авторы [7] установили, что при вычислении коэффициента торможения дислокаций  $B$  указанным методом, амплитуду и длительность импульса напряжений в образце следует измерять непосредственно, а не путем их теоретических вычислений, исходя из модельных соображений. Вскоре, с учетом указаний [7] и некоторых собственных методических разработок, авторам работы [8] удалось более корректно исследовать методом ударного нагружения температурную зависимость  $B(T)$  в некоторых щелочно-галлоидных кристаллах.

Анализируя погрешности оценок в полученные методом “низкочастотных” измерений на меди в [9] было выяснено, что они допускались вследствие того, что в этом диапазоне частот (относящихся к восходящей ветви задемпфированного дислокационного резонанса) уровень дислокационного поглощения ультразвука определяется не только вязким механизмом, но и

релаксационными процессами. Что же касается высокочастотного импульсного эхо-метода, то он, по мнению авторов [6], обеспечивал получение правильных по порядку величины оценок  $B$ , хотя и нуждался в некоторых методических уточнениях, в частности, в плане поиска более надежных способов обработки экспериментальных данных.

Позже, на основе применения импульсного эхо-метода и рационального способа обработки опытных данных были определены не только температурные зависимости  $B(T)$  для ряда акустических кристаллов, но и выявлена независимость величины  $B$  от плотности дислокаций в NaCl [10] и KBr [11], а также отсутствие влияния  $\Lambda$  на температурный ход  $B(T)$  на кристаллах NaCl [12], сурьмы [13] и KBr [14] при изменении величины остаточной деформации.

С целью уточнения результатов ранней работы [4], в данной работе на основе новых методических подходов, успешно апробированных в [10-14], осуществлена переобработка экспериментального материала, положенного в основу работы [4]. Кроме того, приведены результаты дополнительных контрольных акустических измерений, необходимых для корректного установления функциональной зависимости  $B(\Lambda)$  в кристаллах LiF.

## 2. Методика эксперимента

В настоящей работе в дополнение к данным [4] исследовался задемпфированный дислокационный резонанс в монокристаллах LiF с остаточной деформацией 0,5 и 1,3 % при комнатной температуре на продольных волнах в области частот 7,5 – 232,5 МГц. Для этого использовался оригинальный измерительный комплекс, обеспечивающий одновременное измерение акусто-механических характеристик кристаллов при различных температурах и скоростях деформирования в широком диапазоне частот с использованием волн различной поляризации и амплитуды [15]. В данных опытах для прецизионного измерения скорости распространения ультразвука в кристаллах LiF использовали метод импульсной интерференции, а его затухания - метод наложения калиброванной экспоненты. Для более корректного сопоставления ныне и ранее [4] полученных результатов в опытах исследовалась серия образцов размером 18x18x30 мм<sup>3</sup>, чистотой 10<sup>-4</sup> вес.%, выколотых с того же монокристалла, что и в работе [4]. Технологии приготовления образцов и режима их температурного отжига, а также применение методик избирательного травления и металлографического исследования поверхностей кристаллов описаны в [4]. Для введения свежих (лишенных атмосфер Котрелла) дислокаций, образец предварительно деформировался путем сжатия вдоль длинной его оси на испытательной машине типа “Инстрон” со скоростью деформации

$\sim 10^{-5} \text{с}^{-1}$  в направления  $\langle 100 \rangle$ , совпадающем с направлением прозвучивания. При деформировании кристаллов использовалось оригинальное специально сконструированное устройство, обеспечивающее сохранение плоскопараллельности их рабочих граней. Непараллельность рабочих торцов образца составляла  $\pm 1 \text{мкм/см}$ . Плотность дислокаций, выявленных методом избирательного травления, определялась путем подсчета фигур травления.

С целью выделения дислокационной части поглощения из общего затухания  $\alpha$ , измеренного на деформированном образце, вычитался не средний фон (найденный по нескольким образцам), а фон того же образца до деформации. При таком способе выделения дислокационного вклада, существенно снижается разброс экспериментальных точек, что позволяет более четко установить амплитудную и частотную локализацию дислокационного резонанса, и, следовательно, более точно определить коэффициент торможения  $B$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведены типичные кривые частотной

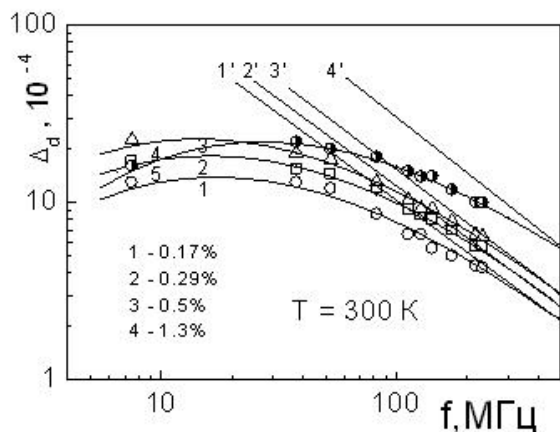


Рис.1. Частотные зависимости дислокационного декремента при различных деформациях,  $\varepsilon\%$ : 1 – 0,17 и 2 – 0,29 (по данным работы [4]), 3 – 0,5 и 4 – 1,3 % - настоящий эксперимент. Сплошные линии – теоретические кривые, рассчитанные для случая экспоненциального распределения дислокационных сегментов по длинам [17] и их высокочастотные асимптоты соответственно.

зависимости дислокационного декремента  $\Delta_d(f)$  в LiF для четырех деформаций. Экспериментальные кривые, измеренные для остальных деформаций интервала  $\varepsilon = 0,17 - 2\%$  уже ранее представлялись в [4], и поэтому здесь не приводятся. Из рис.1 видно, что при изменении деформации наблюдается эффект инверсии в поведении частотных спектров. С началом

деформации резонансные кривые, увеличиваясь по высоте, смещаются в область низких частот, а затем, после остановки, начинают перемещаться в обратном направлении. Не менее наглядно эффект инверсии при изменении деформации демонстрируют и кривые 1 и 2 для максимального декремента  $\Delta_m$  и резонансной частоты  $f_m$  соответственно, представленные на рис. 2. Можно видеть, что с ростом деформации указанные параметры резонанса изменяются синхронно, но в противоположных по знаку направлениях. Заметим, что характер смещения кривых, наблюдаемых на рисунках 1 и 2 согласуется с ранее установленным в [4] эффектом инверсии, вызванным предварительным деформированием образцов в LiF при комнатной температуре. Из рис.1 видно, что измеренное дислокационное поглощение в зависимости от частоты  $\Delta_d(f)$  носит характер задемпфированного

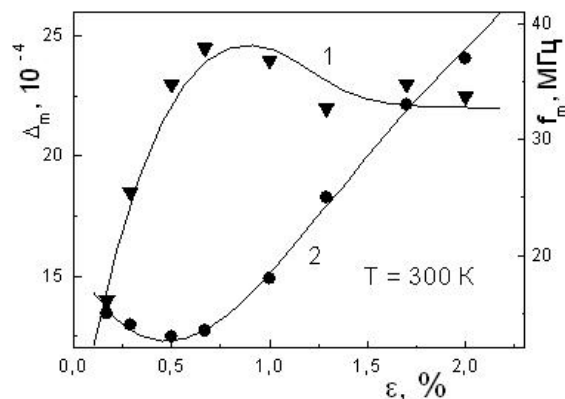


Рис.2. Изменение величины декремента (1) и резонансной частоты (2) в максимуме резонансной кривой с деформацией в кристаллах LiF.

дислокационного резонанса [16].

В соответствии с [16], уравнения, описывающие положение максимума и нисходящей ветви резонансной кривой  $\Delta_d(f)$  имеют вид:

$$\Delta_m = 2,2\Omega\Delta_0\Lambda L^2, \quad (1)$$

$$f_m = \frac{0,084\pi C}{2BL^2}, \quad (2)$$

$$\Delta_\infty = \frac{4\Omega G b^2 \Lambda}{\pi^2 B f}, \quad (3)$$

где  $\Delta_m$  и  $f_m$  – значения декремента и частоты в максимуме,  $\Delta_\infty$  – величина декремента для частот  $f \gg f_m$ ,  $\Lambda$  – плотность дислокаций,  $\Omega$  – ориентационный фактор,  $L$  – средняя эффективная длина дислокационного

сегмента,  $\Delta_0 = (8Gb^2)/(\pi^3C)$ , где  $C$  – линейное натяжение изогнутой дислокации, оцениваемое как  $2 \times Gb^2/\pi(1-\nu)$ ,  $B$  – константа демпфирования,  $G$  – модуль сдвига действующей системы скольжения,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $b$  – модуль вектора Бюргерса.

Используя полученные резонансные кривые, из уравнения (3) нетрудно вычислить коэффициент демпфирования  $B$ , предварительно определив величину  $\Delta_\infty$  из высокочастотной асимптотики и  $\Lambda$  – методом подсчета фигур травления.

С этой целью, в ранней работе [4], полученные экспериментальные кривые перестраивались в координатах  $\Delta_d = \varphi(1/f)$ , а затем, из наклона прямолинейных участков полученных зависимостей, находили по формуле (3) коэффициент  $B$ . Найденные таким образом экспериментальные значения величины  $B$  обычно удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками [6]. Однако, в тех случаях, когда экспериментальных точек на нисходящей ветви резонансной кривой  $\Delta_d(f)$  становится недостаточно (дислокационный резонанс локализован в области высоких частот), указанная обработка приводит к заметным погрешностям при вычислении коэффициента  $B$ . При этом, более надежным является способ обработки, применяемый в [10-14], когда экспериментальные результаты экстраполируются на область предельных частот теоретической кривой, по высокочастотной асимптотике которой определяется величина  $B$ . Результаты такого наложения теоретической кривой-шаблона на опытные данные продемонстрированы на рис.1.

Видно, что измеренные экспериментальные точки хорошо описываются нормированным частотным профилем, рассчитанным в [17] для случая экспоненциального распределения дислокационных сегментов по длинам. При сопоставлении теоретической кривой с экспериментальной, согласно рекомендациям [6, 10-14], всегда следили за тем, чтобы привязка теоретической кривой к опытным данным велась исключительно с ориентацией на экспериментальные точки, лежащие на спадающей ветви зависимости  $\Delta_d(f)$  и в области резонанса.

Чтобы обеспечить получение корректных оценок величины  $B$ , требуется произвести точный учет и других параметров, входящих в формулу (3). В данной работе использовались значения  $\Omega = 0,312$  и  $G_{110} = 3,533 \times 10^{10}$  Па, которые были вычислены по данным модулей упругости  $C_{ик}$  измеренных ранее в [18] на отожженных недеформированных монокристаллах LiF. Расчет указанных характеристик производился по формулам  $\Omega = (C_{11}-C_{12})^2/4C_{11}G_{110}$  [19] и  $G_{110} = 0,5(C_{11}-C_{12})$

[20]. Значение величины  $b = 2,85 \times 10^{-8}$  см было

расчитано из соотношения  $b = \frac{a}{\sqrt{2}}$  [20], с

подстановкой в него значения постоянной решетки  $a = 4,025 \times 10^{-8}$  см, заимствованной из [21].

В данной работе особое внимание уделялось вопросам снижения погрешностей при определении плотности дислокаций  $\Lambda$ , которые как можно видеть из (3), лимитируют точность определения оценок  $B$ . Чтобы заметно снизить указанные ошибки измерений в данной работе применен методический прием, предложенный в [3,4] и заключающийся в следующем. При введении в кристалл свежих дислокаций его деформировали с малой скоростью  $\sim (10^{-5} - 10^{-6})\text{с}^{-1}$ . При этих условиях поверхность образца, протравленная после его нагружения, практически равномерно покрывалась ямками травления – без образования полос скольжения. Иллюстрацией этому служат, например, соответствующие микрофотографии, приведенные

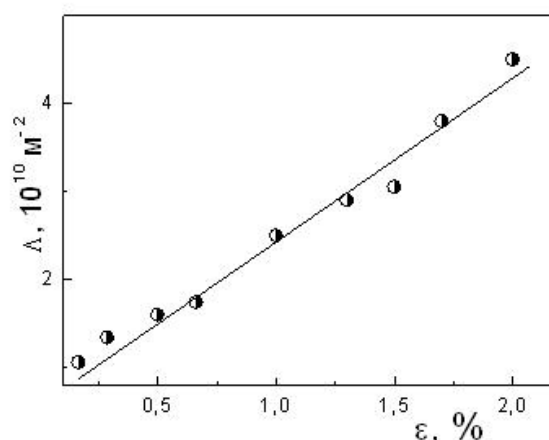


Рис.3. Зависимость плотности дислокаций, выявленной избирательным травлением, от величины остаточной деформации.

в [3] для недеформированного и деформированного кристаллов KCl.

Для выбранной нами геометрии образца и направления его деформирования, скольжение в кристаллах LiF происходит по четырем одинаково напряженным системам скольжения  $\{110\} \langle 110 \rangle$ . опыты показали, что при непрерывном увеличении нагрузки, до деформации  $\epsilon \leq 1\%$ , сначала работает одна плоскость скольжения, а затем при  $\epsilon \geq 1\%$  включается вторая – взаимноперпендикулярная плоскость. Включение двух оставшихся плоскостей происходит при  $\epsilon \sim 10\%$ . В данной работе, как и в [3,4], дислокации выявляли методом избирательного травления на свежесколотых поверхностях  $\{100\}$ , параллельных длинной оси кристалла. Для определения плотности дислокаций выбиралось приблизительно 30-70 полей, отображающих различные участки граней кристалла. Полученное среднее значение величины  $\Lambda$  определялось с точностью не хуже 15 - 20 %. Зависимость плотности дислокаций от величины

остаточной деформации образца представлена на рис. 3. Можно видеть, что плотность дислокаций  $\Lambda$  в кристаллах LiF нарастает пропорционально деформации  $\epsilon$ .

Используя резонансные кривые (рис.1) и график зависимости  $\Lambda(\epsilon)$  (рис.3), а также вычисленные значения параметров  $\Omega$ ,  $G_{110}$ ,  $b$ , нами был определен вид функции  $B(\Lambda)$ , представленный на рис.4. Как и ожидалось, в отличие от данных [4], абсолютные значения коэффициента  $B$  в условиях изменения параметров дислокационной структуры при фиксированной температуре  $T = 300$  К остаются практически неизменными. Отсутствие влияния предварительной обработки исследуемого кристалла на величину  $B$  является закономерным результатом, если считать, что константа вязкого демпфирования определяется взаимодействием дислокаций с элементарными возбуждениями решетки, в частности с фононами. Полученная независимость величины  $B$  от плотности дислокаций в LiF качественно согласуется с аналогичными данными, найденными ранее на NaCl [10] и KBr [11].

Нам представилось интересным также провести сопоставление абсолютных оценок  $B$ , полученных опытным путем и рассчитанных теоретически. В соответствии с [1] вклад механизмов фононного ветра и релаксации “медленных” фононов в торможении дислокаций можно рассчитать из соотношения (4)

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

где  $n$  - модуль Мурнагана,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  ( $h$  - постоянная

Планка),  $k_D$  - дебаевская граница в спектре фононов,  $b$  - модуль вектора Бюргерса,

$$\lambda_\theta = \Delta \cdot f_1(1) / 1 - \Delta \cdot f_2(1), \quad f_2(1) = 0,92;$$

$\Delta$  - феноменологический параметр, определяемый из эксперимента,  $\theta$  - температура Дебая. При

использовании графиков функций  $f_1(T/\theta)$ ,

$$f_2(T/\theta), f_1(1) \text{ и } |n|/G = 30, \beta = 2k_D \times r_0 = 30 \text{ (где } r_0$$

$\approx 3b$  - эффективный радиус ядра дислокации), взятых из [1], а также параметров  $\Delta = 0,75$  [18],  $\theta = 540$  К и  $T =$

300 К уравнение (4) дает абсолютное значение  $B = 3,2 \times 10^{-5}$  Па $\times$ с, которое хорошо согласуется со средним значением  $B = 3,75 \times 10^{-5}$  Па $\times$ с (рис.4, кривая 1),

найденным экспериментально.

С целью выяснения природы смещения дислокационного резонанса по высоте и частоте в данной работе экспериментально исследовалось поведение величины  $L$  при изменении плотности дислокаций  $\Lambda$ . Величина  $L$  вычислялась по формуле (2), в которую подставлялись значения: коэффициента

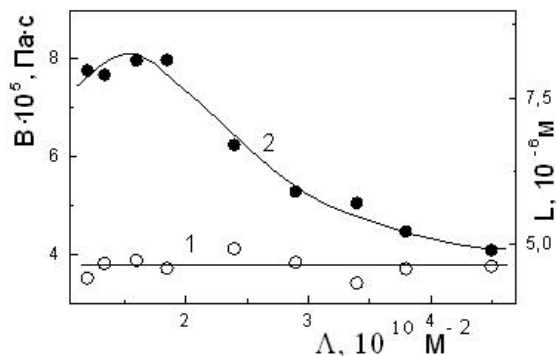


Рис.4. Зависимость коэффициента вязкого торможения (1) и средней эффективной длины дислокационного сегмента (2) от плотности дислокаций.

Пуассона  $\nu = 0,273$  рассчитанного по формуле  $\nu = C_{12}/(C_{11}+C_{12})$  [22], резонансной частоты (рис.2, кривая 2), а также параметров  $Gb^2$  и  $B$ , приведенных выше. График полученной зависимости  $L(\Lambda)$  представлен на рис.4. Можно видеть, что при непрерывном росте плотности дислокаций в кристалле, величина  $L$  сначала увеличивается, а затем, достигнув своего максимального значения, начинает монотонно уменьшаться. Ее изменение можно объяснить в рамках модели дислокационного взаимодействия [23]. С началом деформации, согласно [23], в кристалле происходит раскрепление существующих “ростовых” дислокаций и возникновение новых источников, генерирующих длинные дислокационные петли. Увеличение числа легкоподвижных длиннопетлевых дислокаций приводит к росту максимального декремента  $\Delta_m$  и снижению резонансной частоты максимума  $f_m$  с деформацией (рис.2). Однако, начиная с деформаций выше  $\sim 1\%$ , возникают дислокации в других плоскостях скольжения, которые оказывают закрепляющее действие на дислокации лежащие в первичной плоскости. В результате указанного междислокационного взаимодействия, величина  $L$  начинает уменьшаться, что проявляется в снижении дислокационных потерь ультразвука и смещении задемпфированного дислокационного резонанса в область высоких частот.

После установления зависимостей  $L(\Lambda)$  и  $\Lambda(\epsilon)$  стало возможным оценить вклад в торможение дислокаций механизма, обусловленного взаимодействием “дислокация-дислокация”,

предложенного в [5]. Величину коэффициента торможения  $V^*$ , обусловленного этим эффектом, можно оценить из соотношения  $V^*=V(1+\Lambda L^2/\beta^{*2})$  [5], где  $V$  - коэффициент торможения малодислокационного кристалла,  $\beta^*$  - численный коэффициент, близкий к единице. Из данной формулы видно, что величина  $V^*$  может быть заметной лишь при условии  $\Lambda L^2 \gg 1$ . По данным настоящей работы при самой благоприятной комбинации параметров  $\Lambda = 1,74 \times 10^{10} \text{ м}^{-2}$  и  $L = 8,14 \times 10^{-7} \text{ м}$  добавка  $\Lambda L^2 \ll 1$ . Как видно, в кристаллах LiF при данных условиях эксперимента, торможение дислокаций фононами является преобладающим. Наблюдаемая же в ранней работе [4] слабая зависимость величины  $V$  от  $\Lambda$ , очевидно, связана с применением недостаточно корректного способа обработки опытных данных, о чем упоминалось выше.

#### 4. Выводы

1. Выявлено, что резонансные потери ультразвука существенно зависят от состояния дислокационной структуры кристалла.

2. Установлено, что непрерывное увеличение пластической деформации кристалла приводит к реализации эффекта инверсионного смещения задемпфированного дислокационного резонанса как по частоте, так и по амплитуде, который можно объяснить в рамках модели дислокационного взаимодействия.

3. Показано, что существенное изменение плотности дислокаций в кристаллах LiF, наблюдаемое при их деформировании при фиксированной температуре не влияет на величину фононного динамического торможения дислокаций, однако приводит к появлению немонотонной зависимости  $L(\Lambda)$ .

4. Применение методического приема, связанного с низкоскоростным деформированием кристалла, обеспечивающим равномерное покрытие его поверхности фигурами травления и способа обработки экспериментальных данных с помощью теоретической профиля, позволяют находить достаточно корректные оценки  $V$ . Точность получаемых оценок  $V$  в случае использования кристаллов с разной плотностью дислокаций  $\Lambda$  существенно повышается и становится практически независимой от величины погрешностей, допускаемых при подсчете фигур травления.

трения в твердых телах, Наука, М. (1976).

7. Ю.Ф. Бойко, С.В. Лубенец, Л.С. Фоменко, Н.М. Федоренко. Известия вузов. Физика, вып.7, 129 (1978).
8. V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, A.A. Urusovskaya. Phys. Stat. Sol.(a), 91, 533 (1985).
9. Н.П. Кобелев, Я.М. Сойфер, В.И. Альшиц. ФТТ, 21, 1172 (1979).
10. В.И. Мозговой, А.М. Петченко, А.Ф. Сиренко. Акустический журнал, 36, 101 (1990).
11. G.A. Petchenko, Functional Materials, 7, 785 (2000).
12. А.М. Петченко, В.И. Мозговой, А.А. Урусовская. ФТТ, 30, 2992 (1988).
13. P.P. Pal-Val, V.Ya. Platkov, V.I. Startsev. Phys. stat. sol.(a), 38, 383 (1976).
14. А.М. Петченко, Г.А. Петченко. Functional Materials, 15, 481 (2008).
15. А.М. Петченко, Д.Л. Строилова, В.И. Мозговой. Синтез и исследование оптических материалов. Харьков, № 19, 133 (1987).
16. A. Granato, K. Lucke, J. Appl. Phys, 27, 583 (1956).
17. O.S. Oen, D.K. Holmes, M.T. Robinson, US AEC Report NORN-3017, 3 (1960).
18. А.М. Петченко. Кристаллография 37, вып.2, 458 (1992).
19. M.M. Mitchel. J. Appl. Phys., 36, 2083 (1965).
20. М.Л. Берштейн, В.А. Займовский. Механические свойства металлов, Металлургия, М. (1979), 496 с.
21. K.K. Srivastava, H.D. Merchant. J. Phys. C: Solid State Phys., 34, 2069 (1973).
22. М.П. Шаскольская. Кристаллография. Высшая школа, М. (1976), 303с.
23. A. Nicata, R. Truell, A. Granato, B. Chick, K. Lucke. J. Appl. Phys., 27, № 4, 396 (1956).

1. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. УФН, 115, 3 (1975).
2. I.V. Gektina, F.F. Lavrentiev, V.I. Startsev. Phys. Stat. Sol. (a), 33, 289 (1976).
3. В.М. Андронов, А.М. Петченко, В.И. Старцев. Акустический журнал, 21, 502 (1975).
4. А.М. Петченко, А.Ф. Сиренко. ФТТ, 17, 3373 (1975).
5. В.Д. Нацик, Е.В. Миненко. ФТТ, 12, 2099 (1970).
6. В.И. Альшиц, А.М. Петченко. Механизмы внутреннего