

Вязкое торможение дислокаций в кристаллах KBr при температурах 77–300 К

В. П. Мацокин, Г. А. Петченко

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: matsokin@dcph.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 30 декабря 1999 г., после переработки 13 марта 2000 г.

В интервале температур 77–300 К и области частот 7,5–217,5 МГц исследовано резонансное дислокационное поглощение ультразвука в кристаллах KBr. Определены температурные зависимости модуля сдвига G , температуры Дебая Θ , коэффициента демпфирования дислокаций B и средней эффективной длины дислокационного сегмента L в указанном интервале температур. Проведено сравнение экспериментально полученной зависимости $B(T)$ с теорией динамического торможения дислокаций Альшица – Инденбома.

В інтервалі температур 77–300 К і області частот 7,5–217,5 МГц досліджено резонансне дислокаційне поглинання ультразвуку в кристалах KBr. Визначено температурні залежності модуля зсуву G , температури Дебая Θ , коефіцієнта демпфування дислокацій B та середньої ефективно довжини дислокаційного сегменту L в зазначеному інтервалі температур. Проведено порівняння експериментально одержаної залежності $B(T)$ з теорією динамічного гальмування дислокацій Альшица – Инденбома.

PACS: 62.40.+j

1. Введение

В настоящей работе продолжены исследования [1,2], посвященные изучению динамических характеристик кристаллов, в частности коэффициента эффективной вязкости B . К началу выполнения работ [1,2] проблема динамической подвижности дислокаций развивалась достаточно интенсивно. Было установлено, что подвижность дислокаций в кристаллах обусловлена различными по характеру механизмами — термофлуктуационными и динамическими. Действие последних наиболее полно проявляется при высокоскоростном движении, когда дислокация, имея большую кинетическую энергию, преодолевает близлежащие барьеры без термических флуктуаций. При этих условиях связь между силой и скоростью дислокации v определяется выражением $F = Bv$ (где F — сила, действующая на единицу длины дислокации), и ее движение можно рассматривать как перемещение в вязкой среде. При надбарьерном движении дислокации диссипация энергии происходит в результате ее взаимодействия с различными элементарными возбуждениями кристалла — фононами, электронами, другими дислокациями и т.п. Действие на дислокацию

сил, возникающих при таких взаимодействиях, выражают коэффициентом B . Фононное торможение дислокаций до начала выполнения работ [1,2] неоднократно исследовалось экспериментально и теоретически. (Сводка основных результатов приведена в обзоре [3]). Полученные результаты пытались объяснить в рамках теорий Лейбфрида [4] или Мэзона [5]. Однако из-за необычайно большого расхождения опытных данных между собой и их несогласия с теориями [4,5] уровень динамической вязкости для большинства исследуемых кристаллов даже по порядку величины долгое время так и не удавалось установить. Неясен был и ее температурный ход. Указанные трудности были сняты лишь после появления квантовомеханической теории динамического торможения дислокаций Альшица – Инденбома [3]. С ее помощью удалось описать значительную часть экспериментального материала, а также уточнить выводы теорий [4,5] и выявить новые каналы диссипации энергии дислокаций, однако к всесторонней проверке указанной теории приступить не удалось. Как показали исследования [6], метод ударного нагружения, которым было выполнено подавляющее большинство

измерений коэффициента торможения B , применялся методически некорректно и поэтому нуждался в существенной доработке. Это обстоятельство стимулировало появление новых работ, в которых на базе современных экспериментальных технологий удалось получить более надежные данные по зависимости $B(T)$ для щелочно-галогидных кристаллов LiF [7,8], NaCl [8,9], CsJ [8,10], а также Cu [11] и Sb [12]. Указанные результаты подтвердили правильность выводов теории [3] о том, что при температурах в окрестности дебаевской демпфирование дислокаций обусловлено действием комбинации двух фоновых механизмов: фоновых ветвей и релаксации «медленных» фононов. Тем не менее развитие проблемы не завершается указанной согласованностью опытных и теоретических данных. С этого момента возникла реальная возможность накопления новых экспериментальных данных по динамическому торможению дислокаций для кристаллов с различной кристаллической решеткой в широкой области температур, которые позволят проверить кроме вышеупомянутых и другие каналы диссипации энергии движущейся дислокации, связанные с комбинационным рассеянием, флаттер-эффектом и т.п.

Исходя из имеющихся данных по температурному ходу $B(T)$ [7–10] представляется целесообразным продолжить исследования на других ионных кристаллах, в частности на кристаллах KBr. Это позволит на материалах одного структурного типа выявить общие закономерности в изменениях фоновых механизмов дислокаций и установить относительную роль механизмов, контролируемых этими процессами, а также сравнить численные оценки B с имеющимися данными, полученными другими экспериментальными методами [13,14]. Наряду с этим кристаллы KBr из-за низкой температуры Дебая Θ представляются перспективными для исследования торможения дислокаций, обусловленного термоупругими потерями, которые благодаря квадратичной зависимости от температуры могут быть существенными при высоких температурах [3].

С целью идентификации фоновых механизмов, контролируемых динамическую подвижность дислокаций в кристаллах KBr, в настоящей работе предпринята попытка исследовать температурную зависимость коэффициента вязкости B импульсным методом бегущей волны мегагерцевого диапазона.

2. Методика эксперимента

Для исследований использовалась оригинальная многофункциональная установка [7], которая позволяла осуществлять в автоматическом режиме прецизионные измерения затухания и скорости упругих волн в широком частотном и температурном диапазонах с одновременной записью кривой нагружения при различных скоростях деформации. Измерения акустических характеристик производились в импульсном режиме с использованием волн различных мод, поляризации, частоты и амплитуды. Скорость ультразвука измерялась методом импульсной интерференции, а его затухание — методом наложенной экспоненты.

Указанная установка обеспечивала получение большинства необходимых характеристик, используемых при вычислении константы демпфирования B . Частотные спектры акустических потерь изучали в области частот 7,5–217,5 МГц и температурном интервале 77–300 К на продольных волнах с применением кварцевого пьезопреобразователя с основной частотой 7,5 МГц. Измерения проводили на монокристаллических образцах KBr чистотой 10^{-4} вес.% и размером $18 \times 18 \times 30$ мм, выколотых по плоскостям спайности из одного кристалла, рабочие поверхности которых подвергались тонкой шлифовке и полировке. Для снятия последствий механической обработки их отжигали по схеме, близкой к описанной в [9]. После приготовления образцов непараллельность их рабочих поверхностей составляла приблизительно ± 1 мкм/см. Свежие дислокации вводились в кристалл путем его сжатия в направлении $\langle 100 \rangle$ до появления остаточной деформации 0,23%. В том же направлении производилось и его прозвучивание. Плотность дислокаций в исходных (отожженных, недеформированных) и деформированных образцах, определенная методом избирательного травления, составляла $5,5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$ и $2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$ соответственно. Дислокационный вклад Δ_d в измеренное поглощение ультразвука определялся как разность значений, полученных для одного и того же образца в деформированном и исходном состояниях.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты исследований частотной зависимости дислокационного декремента Δ_d , измеренной при температурах 77, 200 и 300 К на образцах KBr с остаточной деформацией 0,23%, приведены на рис. 1. Кривые для других температур в интервале 77–300 К имеют аналогичный вид и поэтому

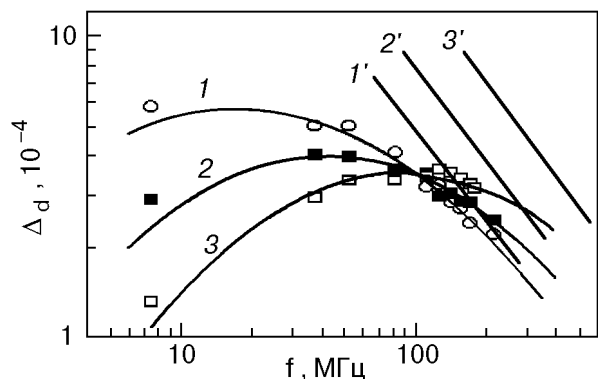


Рис. 1. Частотные зависимости дислокационного декремента при различных температурах T , К: 300 (1), 200 (2), 77 (3). Сплошные линии – теоретические кривые [15] и их высокочастотные асимптоты.

не приводятся. Можно видеть, что полученная экспериментальная зависимость $\Delta_d(f)$ согласуется с нормированным частотным профилем [15], рассчитанным для случая экспоненциального распределения дислокационных сегментов по длинам. Сопоставление теоретической кривой с экспериментальной, перестроенной в координатах $\lg \Delta_d$ ($\lg f$), осуществлялось численными методами. С учетом результатов работы [16], привязка теоретической кривой велась с ориентацией на точки, лежащие на нисходящей ветви и в области резонанса. На рис. 1 видно, что с понижением температуры уровень акустических потерь в образце снижается и частотный спектр смещается в область высоких частот. Такое смещение высоты и частотного положения резонансного максимума показано кривыми Δ_m и f_m на рис. 2. Положение максимума и спадающей ветви резонансной кривой, согласно [17], описываются уравнениями

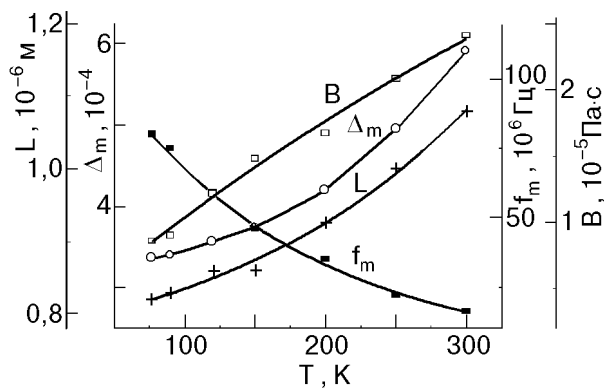


Рис. 2. Температурные изменения средней эффективной длины дислокационного сегмента L , максимального декремента Δ_m , резонансной частоты f_m , константы демпфирования дислокаций B .

$$\Delta_m = 2,3 \Omega M \Lambda L^2, \quad (1)$$

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

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

где Δ_m и f_m – максимальный декремент и частота максимума, Δ_∞ – значение декремента для частот $f \gg f_m$; Λ – плотность дислокаций, L – средняя эффективная длина дислокационного сегмента, $M = 8Gb^2/(\pi^3 C)$, C – эффективное натяжение изогнутой дислокации, G – модуль сдвига в действующей системе скольжения, Ω – ориентационный фактор, ν – коэффициент Пуассона, b – модуль вектора Бюргерса. Уравнение (3), в силу нечувствительности предельного поглощения к распределению дислокационных петель по длинам, позволяет вычислить параметр B , если предварительно определить величину Δ_∞ по высокочастотной асимптоте и Λ методом ямок травления. Заметим, что аналогичные оценки B можно получить и по параметрам резонанса Δ_m , f_m и Λ , входящим в формулы (1) и (2). Поскольку погрешность при определении упругих постоянных из-за различия образцов может составлять более 10% [18], в настоящей работе необходимые величины для нахождения коэффициента вязкости B измеряли на одном и том же образце. С целью установления температурных изменений упругих характеристик кристаллов KBr были измерены скорости распространения продольной V_l в направлениях $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и поперечной V_s вдоль направления $\langle 100 \rangle$ волн в исходных образцах. Затем, используя полученные данные для скоростей и формулы [19]

$$\rho^2(V_{l\langle 100 \rangle}) = C_{11}, \quad \rho^2(V_{s\langle 100 \rangle}) = C_{44},$$

$$\rho^2(V_{l\langle 110 \rangle}) = 0,5(C_{11} + C_{12} + 2C_{44}),$$

проводили вычисления упругих модулей C_{ik} . Результаты сопоставления полученных температурных изменений C_{ik} с литературными данными [20,21] представлены на рис. 3. В указанных расчетах для оценки температурных изменений плотности кристаллов ρ , их рабочей длины l , модуля вектора Бюргерса b и параметра решетки a использовались формулы, приведенные в [22,23]. На рис. 3 видно, что результаты настоящей работы из-за различия образцов несколько отличаются от данных [20,21]. На основании найденных C_{ik} были определены температурные за-

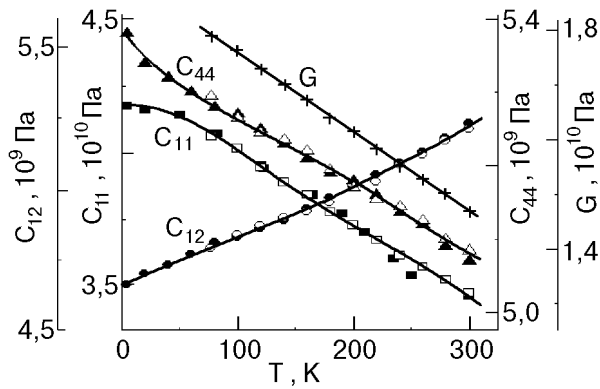


Рис. 3. Зависимость от температуры модулей упругости бромистого калия: C_{12} , C_{11} , C_{44} , G_{110} (\square , Δ , \times , \circ – данные настоящей работы; \blacksquare – [21], \bullet , \blacktriangle – [20]).

висимости ориентационного фактора Ω и модуля сдвига G (см. рис. 3) для действующей системы скольжения $\langle 110 \rangle \{110\}$. Величина Ω изменялась при уменьшении температуры от 300 до 77 К в пределах от 0,42 до 0,44 практически линейно.

$$C_{11} = (4,17725 + 5,01378 \cdot 10^{-4}T - 3,35786 \cdot 10^{-5}T^2 + 1,3672 \cdot 10^{-7}T^3 - 1,89921 \cdot 10^{-10}T^4) \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$C_{12} = (4,65914 + 0,00186T - 1,96226 \cdot 10^{-6}T^2 + 6,80952 \cdot 10^{-9}T^3) \cdot 10^9 \text{ Па},$$

$$C_{44} = (5,38125 - 0,00182T + 9,92802 \cdot 10^{-6}T^2 - 4,04611 \cdot 10^{-8}T^3 + 5,50959 \cdot 10^{-11}T^4) \cdot 10^9 \text{ Па}.$$

На основании полученных величин упругих модулей C_{ik}^0 и найденных значений функции $f(s, q)$ с помощью таблицы, приведенной в [20], была определена температура Дебая Θ , равная 174,5 К. Найденное значение дебаевской температуры хорошо согласуется с данными калориметрических измерений и в меньшей мере – с другими результатами, полученными акустическими методами [20]. Анализ показал, что такое различие, по-видимому, связано с пренебрежением в [20] температурными изменениями постоянной решетки a , небольшим отличием крутизны зависимостей $C_{ik}(T)$ и погрешностями, допускаемыми при нахождении значений C_{ik}^0 путем линейной экстраполяции констант упругости от 77 к 0 К.

Используя экспериментальные данные по упругим, акустическим и дислокационным характеристикам, были определены функциональные зависимости $B(T)$ и $L(T)$, которые представлены на рис. 2. Можно видеть, что снижение температуры от 300 до 77 К приводит к уменьшению величины демпфирования дислокаций и к укорочению длины дислокационного сегмента.

Такой же характер зависимости от температуры при ее снижении наблюдался и для коэффициента Пуассона ν , вычисленного по данным измерений скоростей, который увеличивался от 0,41 до 0,42. На основании результатов для C_{ik} нами была определена, согласно [20], температура Дебая Θ при 0 К:

$$\Theta^3 = \frac{81N}{4\pi(18 + \sqrt{3})} \left(\frac{h}{k}\right)^3 \left(\frac{C_{44}}{\rho}\right)^{3/2} f(s, q), \quad (4)$$

где $f(s, q)$ – функция упругой анизотропии, $s = (C_{11}^0 - C_{44}^0)/(C_{12}^0 + C_{44}^0)$, $q = (C_{12}^0 - C_{44}^0)/C_{44}^0$, ρ и C_{ik}^0 – значения плотности и постоянных упругости кристалла при $T = 0$ К, k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, $N = 8/a^3$ – число узлов ячейки на единицу объема, a – постоянная решетки. Для расчета величин C_{ik}^0 температурные зависимости C_{11} , C_{12} , C_{44} обрабатывались на ЭВМ, в результате чего были получены следующие выражения:

На рис. 4 приведены результаты сопоставления найденной температурной зависимости $B(T)$ с теорией [3], при этом температура Дебая Θ вычислялась по формуле (4).

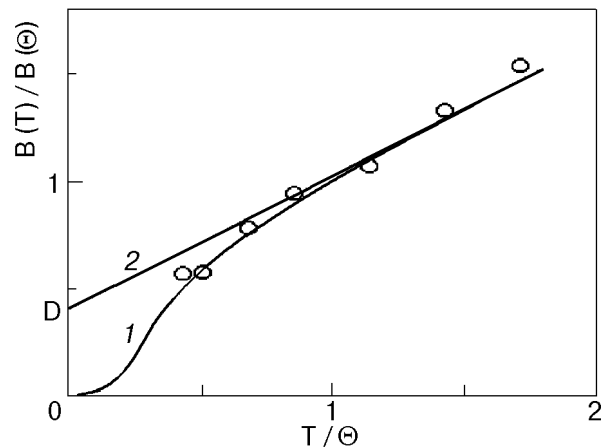


Рис. 4. Сопоставление температурного хода $B(T)$ по формуле (5) (кривая 1) с экспериментальными точками для кристалла КВг; кривая 2 – высокотемпературная асимптотика; D – параметр теории [3], используемый в (5).

Теоретическая кривая рассчитывалась в соответствии с [3] по формуле, описывающей вклад в торможение дислокаций двух фоновых механизмов — фоновый ветер и релаксации «медленных» фононов:

$$\frac{B(T)}{B(\Theta)} = \frac{f_1(T/\Theta)}{f_1(1)} (1 - Df_2(1)) + D \frac{\Theta}{T} f_2(T/\Theta), \quad (5)$$

где D — безразмерный параметр, определяемый из эксперимента путем экстраполяции в 0 К высокотемпературной асимптоты $B(T)/B(\Theta)$ как функции T/Θ . Значения других функций, входящих в уравнение (5), взяты из [3]. На рис. 4 видно, что теоретическая кривая хорошо описывает экспериментальные данные при $D = 0,4$. На основе имеющегося согласия в температурном ходе экспериментальной и теоретической кривых можно сделать вывод о том, что вязкое торможение дислокаций в кристаллах КВг обусловлено суперпозицией механизмов фоновый ветер и релаксации «медленных» фононов. Этот вывод о преобладающей роли указанных фоновых механизмов в торможении дислокаций в области температур, близких к Θ , оказался общим как для КВг, так и других кристаллов [7–12]. Однако при более детальном анализе эффектов торможения дислокаций в щелочно-галогидных кристаллах можно обнаружить и ряд существенных различий. Так, в частности, установлено, что в кристаллах КВг по сравнению с уточненными данными для кристалла LiF [7], имеющего высокую температуру Дебая Θ , величина B при комнатной температуре приблизительно в 1,9 раза ниже. Еще большие различия были обнаружены при сравнении температурного хода динамической вязкости $B(T)$ в указанных кристаллах.

Анализируя величину крутизны S высокотемпературной асимптоты функциональной зависимости $B(T)$ (рис. 4) для кристаллов КВг, по которой определялся параметр D , входящий в соотношение (5), было найдено, что она превышает таковую для LiF [7] приблизительно в 2,5 раза. Такие оценки свидетельствуют о том, что в кристаллах КВг в исследованном температурном интервале преобладающую роль в торможении дислокаций играют процессы, связанные с рассеянием фононов, а не их релаксацией, как в случае LiF [7].

Существенное различие в значениях B наблюдается и при сравнении результатов измерений, выполненных при комнатной температуре в данной работе и авторами [13,14]. Найденное нами $B = 2,4 \cdot 10^{-5}$ Па·с отличается от соответствующих

величин $2,4 \cdot 10^{-4}$ Па·с [13] и $1,7 \cdot 10^{-4}$ Па·с [14] приблизительно на порядок. Большое отличие результатов [13], возможно, связано с методическими неточностями, выявленными в [6], которые допускались в методе ударного нагружения при вычислениях параметра B . Завышенная оценка B , полученная низкочастотным ультразвуковым методом [14], по-видимому, обусловлена неучтенным вкладом в общее дислокационное затухание релаксационной компоненты, который, согласно [11], может быть значительным.

Наблюдавшееся в данной работе и в [7,9,12] уменьшение эффективной длины дислокационного сегмента L с понижением температуры остается до конца невыясненным, и дать строгую количественную оценку температурного хода величины L пока не представляется возможным. Но можно указать на некоторые возможные причины, на наш взгляд, ответственные за зависимость $L(T)$ (для количественного анализа этой зависимости необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования).

В предварительно деформированном кристалле дислокация, открепленная от примесных атомов, совершает вынужденные колебания определенной амплитуды в поле ультразвуковой волны. Сила взаимодействия дислокации с атомами примеси F_i ($F_i = \partial W_i / \partial r$, $W_i \sim Gb^4/r$, — энергия связи дислокации с примесным атомом, расположенным от нее на расстоянии r) недостаточна для ее закрепления. Этому препятствуют и тепловые флуктуации при комнатной температуре; с понижением температуры они уменьшаются. При понижении температуры от 300 до 77 К из-за увеличения модуля сдвига G (рис. 3) энергия взаимодействия W_i дислокации с примесными атомами возрастает (даже с учетом температурной зависимости модуля вектора Бюргерса b), что приводит к тому, что потенциальные стопоры (атомы примеси) могут стать реальными точками закрепления. Вследствие этого изменяются параметры функции распределения петель по длинам, в частности, среднее значение длины дислокационного сегмента и его эффективная длина. Это эффект, аналогичный введению в кристалл при постоянной температуре дополнительного количества примеси.

Изменение $L(T)$ проявляется в смещении резонансного максимума по высоте и частоте (рис. 1). Из-за увеличения модуля сдвига при понижении температуры возрастает сила линейного натяжения дислокаций ($\sim Gb^2$). При заданном уровне внешних напряжений (в амплитудно-независимой области) уменьшается кривизна и амплитуда ко-

лебаний дислокационного сегмента, что приводит к уменьшению площади, которую проходит дислокация при своем колебательном движении. Следствием этого является понижение декремента затухания Δ_d при уменьшении температуры. При повышении температуры от 77 до 300 К все процессы протекают в обратном направлении.

Заключение

1. По результатам исследований частотной зависимости дислокационного декремента и скорости ультразвука акустическим эхо-методом в мегагерцевом диапазоне частот (7,5–217,5 МГц) в интервале температур 77–300 К в кристаллах КВг была установлена температурная зависимость коэффициента торможения дислокаций $B(T)$.

2. Анализируя полученный результат для величины B в рамках теории фононного торможения дислокаций Альшица–Инденбома [3], был сделан вывод, что в кристаллах КВг в указанном температурном интервале торможение дислокаций лимитируется суперпозицией механизмов фононного ветра и релаксации «медленных» фононов.

3. По данным измерений скорости ультразвука определены температурные изменения упругих модулей, на основе которых была найдена температура Дебая Θ при 0 К, значение которой согласуется с данными калориметрических измерений.

4. С учетом температурных изменений резонансной частоты максимума декремента, модуля сдвига и коэффициента демпфирования B была установлена зависимость средней эффективной длины дислокационного сегмента L от температуры. Приведено качественное объяснение причин уменьшения величины L с уменьшением температуры.

В заключение авторы выражают благодарность проф. А. М. Петченко за полезные дискуссии по работе и предоставленную возможность проведения акустических измерений.

1. А. М. Петченко, В. И. Старцев, *ФТТ* **16**, 3655 (1974).
2. В. М. Андронов, А. М. Петченко, В. И. Старцев, *Акустический журнал* **21**, 502 (1975).
3. В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом, *УФН* **115**, 3 (1975).
4. G. Leibfried, *Z. Phys.* **127**, 344 (1950).
5. W. P. Mason, *J. Appl. Phys.* **35**, 2779 (1964).
6. Ю. Ф. Бойко, С. В. Лубенец, Л. С. Фоменко, *Изв. вузов. Физика* **7**, 129 (1978).
7. А. М. Петченко, *Кристаллография* **37**, 458 (1992).
8. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, and A. A. Urusovskaya, *Phys. Status Solidi* **A91**, 533 (1985).
9. А. М. Петченко, В. И. Мозговой, А. А. Урусовская, *ФТТ* **30**, 2992 (1988).
10. А. М. Петченко, Д. Л. Строилова, А. А. Урусовская, *ФТТ* **30**, 3456 (1988).
11. Н. П. Кобелев, Я. М. Соيفер, В. И. Альшиц, *ФТТ* **21**, 1172 (1979).
12. P. P. Pal-Val and V. Ya. Platkov, *Phys. Status Solidi* **A38**, 383 (1976).
13. В. Б. Парийский, А. И. Третьяк, *ФТТ* **9**, 2457 (1967).
14. В. Я. Платков, В. П. Ефименко, В. И. Старцев, *ФТТ* **9**, 2799 (1967).
15. O. S. Oen, D. K. Holmes, and M. T. Robinson, *US AEC Report NORNL-3017*, 3 (1960).
16. В. Наундорф, К. Люкке, в сб.: *Механизмы внутреннего трения в твердых телах*, Наука, Москва (1976).
17. A. Granato and K. Lucke, *J. Appl. Phys.* **27**, 583 (1956).
18. S. Hart, *British J. Appl. Phys.* **1**, 1277 (1968).
19. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, В. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого тела*, Мир, Москва (1972).
20. А. А. Ботаки, А. А. Воробьев, В. А. Ульянов, *Радиационная физика ионных кристаллов*, Атомиздат, Москва (1980).
21. J. K. Galt, *Phys. Rev.* **73**, 1460 (1948).
22. В. Е. Иванов, Л. Г. Меркулов, В. А. Щукин, *Ультразвуковая техника* **2**, 3 (1965).
23. K. K. Srivastava and N. D. Merchant, *J. Phys. Chem. Sol.* **34**, 2069 (1973).

Viscous dislocation drag in KBr crystals at 77–300 K

V. P. Matsokin and G. A. Petchenko

Ultrasonic absorption in KBr crystals due to dislocation resonance was investigated in the temperature range 77–300 K and the frequency interval 7,5–217,5 MHz. The temperature dependences of shear module G , Debye temperature Θ , dislocation damping coefficient B and average effective length of a dislocation segment L in the temperature range mentioned were determined. The dependence $B(T)$ obtained in the experiment was compared with the Alshits–Indenbom theory of dynamic dislocation drag.