

УДК 548.571; 548.4

## ВЯЗКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ NaCl ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 77—300 К

А. М. Петченко, В. И. Мозговой, А. А. Урусовская

Импульсным эхо-методом в области температур 77—300 К и диапазоне частот 7.5—232.5 МГц измерена частотная зависимость дислокационного декремента в NaCl. Найдена зависимость коэффициента вязкости  $B$  от температуры. При этом обнаружено, что плотность дислокаций не влияет на его абсолютное значение. По данным измерений скорости ультразвука определены модуль сдвига,  $G_{(110)}$ , коэффициент Пуассона и температура Дебая. Обсуждение результатов по температурной зависимости  $B(T)$  проведено в рамках теории динамического торможения дислокаций Альшица—Инденбома.

Для решения задач, связанных с изучением механизмов вязкого торможения дислокаций, широко используется метод высокочастотного внутреннего трения [1]. В этом методе коэффициент торможения дислокаций  $B$  определяется из соотношения (1), описывающего нисходящую ветвь частотной зависимости декремента [2]

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

где  $\Delta_{\infty}$  — значение декремента для частот  $f \gg f_p$ ,  $f_p$  — резонансная частота максимума,  $\Omega$  — ориентационный фактор,  $G$  — модуль сдвига действующей системы скольжения,  $b$  — вектор Бюргерса,  $\Lambda$  — плотность дислокаций,  $B$  — константа демпфирования.

С этой целью экспериментальные кривые перестраиваются в координатах  $\Delta_L = \varphi(1/f)$  и из наклона прямолинейных участков полученных зависимостей определяют по формуле (1) коэффициент торможения  $B$  [3, 4]. Найденные оценки  $B$  этим способом обычно удовлетворительно согласуются с результатами, полученными прямыми методами [5]. Однако в тех случаях, когда экспериментальных точек на спадающей части кривой  $\Delta_{\infty}(f)$  становится недостаточно (с понижением температуры резонанс смещается в область высоких частот [4]), указанная обработка приводит к заметной погрешности при вычислении величины  $B$ . В этой связи более надежным представляется способ обработки, описанный в [6], когда экспериментальные результаты экстраполируются на область предельных частот теоретической кривой, из высокочастотной асимптотики которой определяется величина  $B$ .

С учетом этого в настоящей работе предприняты попытки исследования температурной зависимости  $B(T)$  в монокристаллах NaCl. Опыты проводились на кристаллах с суммарным содержанием примесей  $3 \times 10^{-4}$  вес. % с пределом текучести 15—20 г/мм<sup>2</sup> в интервале температур 77—300 К и области частот 7.5—232.5 МГц на установке [7]. Технология приготовления и термообработки образцов описана в [4]. Для измерения скорости распространения упругих волн использовался фазово-импульсный метод, а их затухания — метод экспоненты.

С целью введения «легкоподвижных» дислокаций отоженные образцы деформировали сжатием в направлении [100], совпадающем с направлением прозвучивания.

Изменение декремента  $\Delta_L$ , обусловленное дислокациями, определяется как разность кривых для деформированного и того же образца до деформации. Плотность дислокаций определялась по ямкам травления.

На рис. 1 приведены типичные кривые частотной зависимости дислокационного декремента  $\Delta_L$  для трех температур, измеренные на образцах с остаточной деформацией  $\varepsilon = 0.15\%$  и плотностью дислокаций  $2.4 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Кривые для других температур имеют аналогичный вид и

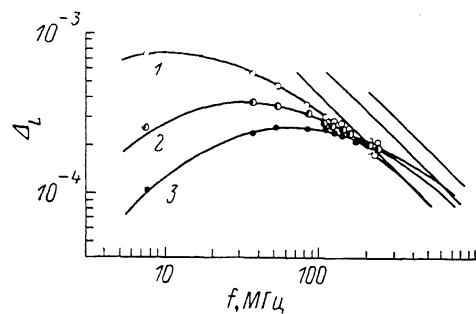


Рис. 1. Частотная зависимость дислокационного декремента при 300 (1), 150 (2) и 77 К (3).

Сплошные линии — теоретические кривые [2] и их высокочастотные асимптоты.

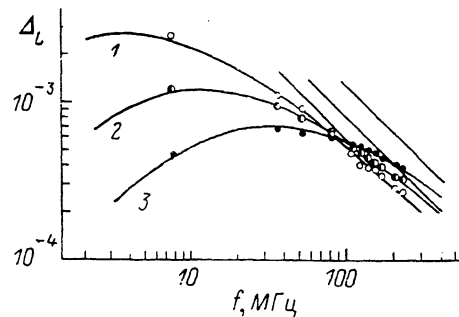


Рис. 2.

поэтому не приводятся. Из этого рисунка видно, что высота и частотное положение резонансного максимума изменяются при изменении температуры. При понижении температуры от 300 до 77 К наблюдаются уменьшение декремента и монотонное смещение кривых в область высоких частот. Для того чтобы выяснить влияние плотности дислокаций на частотное поглощение резонансной кривой и величину  $B$ , были проведены аналогичные измерения на образцах с остаточной деформацией 0.35% ( $\Lambda =$

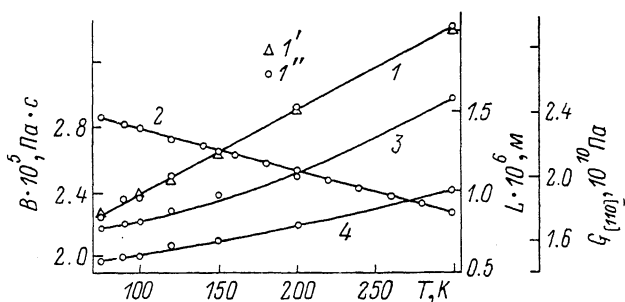
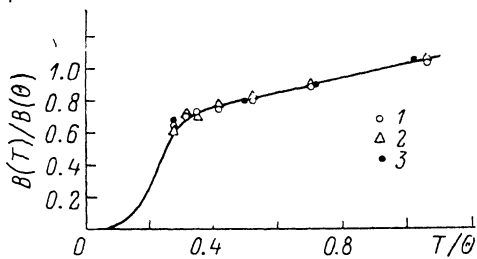


Рис. 3. Зависимость от температуры коэффициента торможения (1), модуля сдвига (2), средней длины дислокационного сегмента (3, 4).

$\varepsilon$ , %: 1', 3 — 0.35; 1'', 4 — 0.15.

$= 3.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ ). Результаты измерений приведены на рис. 2. Оказалось, что характер в поведении кривых при изменении температуры не меняется. Разница лишь в том, что набор кривых, отвечающий большей плотности дислокаций (рис. 2), лежит в более низкочастотной области и характеризуется большим уровнем поглощения ультразвука, чем кривые рис. 1. Измеренное дислокационное поглощение в зависимости от частоты носит резонансный характер [2]. Экспериментальные точки хорошо описываются частотным профилем, рассчитанным в [8] для случая экспоненциального распределения точек закрепления. Используя резонансные кривые, из (1) можно определить величину  $B$ , предварительно определив  $\Delta_\infty$  из высокочастотной асимптоты и  $\Lambda$  методом избирательного травления. При деформировании NaCl вдоль [100] системой скольжения явля-

ется (110) [110]. Для этого случая  $\Omega=0.5$ ,  $b=3.98 \cdot 10^{-8}$  см [9]. Поскольку есть свидетельства о том, что из-за различия образцов возможно расхождение упругих постоянных до 10 % [10], в настоящей работе стремились к получению комплекса данных с одного образца. Так, измерения скорости распространения продольной волны в направлениях [100] и [110] и поперечной вдоль направления [110] в отожженных кристаллах позволили определить по формулам [11, 12] температурные изменения модуля сдвига  $G_{[110]}$ , коэффициент Пуассона  $\nu=0.32$  и температуру Дебая  $\Theta=321.8$  К, вычисленную по методу Лауэя [13]. Температурные зависимости коэффициента торможения  $B$ , средней длины сегмента  $L$  и модуля сдвига  $G_{[110]}$  приведены на рис. 3. Величина  $L$  получена из соотношения  $f_p=0.084\pi C/2BL^2$ , где  $C=2Gb^2/\pi(1-\nu)$ . Можно видеть, что значения  $B$



для образцов с различной плотностью дислокаций хорошо укладываются на одну прямую, что свидетельствует о независимости

Рис. 4. Сопоставление температурного хода  $B(T)$  по формуле (2) с экспериментальными точками настоящей работы.

1 —  $\epsilon=0.35$ , 2 — 0.15 %, 3 — по данным [14].

коэффициента торможения  $B$  от  $L$ . Кроме того, зависимость  $B(T)$  является линейной вплоть до температуры жидкого азота.

Проведено сравнение полученной зависимости  $B(T)$  с теорией [1], дающей выражение для расчета теоретической кривой в виде

$$\frac{B(T)}{B(\Theta)} = \frac{f_1(T/\Theta)}{f_1(1)} \left[ (1 - \Delta f_2(1)) + \Delta \frac{\Theta}{T} f_2\left(\frac{T}{\Theta}\right) \right], \quad (2)$$

где  $\Delta$  — безразмерный параметр, определяемый из эксперимента путем экстраполяции на нуль температуры высокотемпературной асимптотики зависимости  $B(T)/B(\Theta)$  как функции  $T/\Theta$ . Значения и графики других функций, входящих в (2), приведены в [1].

Результаты сопоставления, выполненного при  $\Delta=0.62$ , показаны на рис. 4, где также приведены данные [14], полученные по измерению подвижности индивидуальных дислокаций. Имеющееся согласие экспериментального температурного хода с теоретической кривой указывает на то, что вязкое торможение дислокаций в NaCl лимитируется суперпозицией механизмов фононного ветра и релаксации «медленных» фононов.

В заключение выражаем искреннюю благодарность В. И. Альшицу за ценные советы и В. Я. Платкову за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Альшиц В. И., Инденбом В. Л. УФН, 1975, т. 115, № 1, с. 3—39.
- [2] Гранато А., Люкке К. В кн.: Физическая акустика. М.: Мир, 1969, т. 4, ч. А, с. 261—321.
- [3] Alers G. A., Thompson D. O. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, N 2, p. 283—293.
- [4] Андронов В. М., Петченко А. М., Старцев В. И. Акуст. журн., 1975, т. 21, № 4, с. 502—507.
- [5] Альшиц В. И., Петченко А. М. Сб.: Механизмы внутреннего трения в твердых телах. М.: Наука, 1976, с. 29—33.
- [6] Pal-val P. P., Platkov V. Ya., Startsev V. I. Phys. St. Sol. (a), 1976, vol. 38, N 1, p. 383—391.
- [7] Петченко А. М., Строилова Д. Л., Мозговой В. И. Сб.: Синтез и исследование оптических материалов. Харьков, 1987, № 19, с. 133—139.
- [8] Oen O. S., Holmes D. K., Robinson M. T. US AEC Report ORNL-3017, 1960, p. 3. Цитируется по [2].
- [9] Srivastava K. K., Merchant H. D. J. Phys. Chem. Sol., 1973, vol. 34, N 12, p. 2069—2073.

- [10] *Hart S.* British J. Appl. Phys., 1968, vol. 1, N 10, p. 1277—1283.
- [11] *Груэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307с.
- [12] *Шарко А. В., Ботаки А. А.* Изв. вузов. Физика, 1970, № 6, с. 22—28.
- [13] *Алерс Дж.* В кн.: Физическая акустика. М.: Мир, 1968, т. 3, ч. А, с. 13—59.
- [14] *Alshits V. I., Darinskaya E. V., Urusovskaya A. A.* Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 91, N 2, p. 533—542.

Харьковский институт  
инженеров коммунального строительства  
Харьков

Поступило в Редакцию  
27 апреля 1988 г.