

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕМПФИРОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ CsI

А. М. Петченко, Д. Л. Строилова, А. А. Урусовская

Импульсным эхо-методом в области частот 7.5—232.5 МГц в интервале температур 77—300 К исследован задемпфированный дислокационный резонанс в CsI. Определены модуль сдвига  $G_{\{100\}}$ , температура Дебая  $\Theta$ , коэффициент Пуассона  $\nu$ , коэффициент температур. Проведено сравнение полученной температурной зависимости с теорией динамического торможения дислокаций Альшица—Инденбома и экспериментальными данными, описанными в литературе. Установлено, что сравниваемые результаты хорошо согласуются между собой.

Для понимания природы пластичности кристаллов необходимо иметь сведения о динамических характеристиках дислокаций, в частности о коэффициенте торможения  $B$ . Согласно [1], вязкое торможение дислокаций определяют диссипативные процессы в фононной и электронной подсистемах кристалла. Вклад различных механизмов демпфирования можно выявить исследованием температурной зависимости  $B(T)$ . С этой целью в настоящей работе исследовался задемпфированный дислокационный резонанс в монокристаллах CsI в интервале температур 77—300 К.

Измерения проводились импульсным эхо-методом на установке [2], работающей в диапазоне частот 7.5—232.5 МГц и позволяющей определять на одном образце практически весь набор данных, необходимых для расчета величины  $B$ .

Для измерения скорости распространения упругих волн использовался фазово-импульсный метод, а их затухания — метод экспоненты. Кварцевый излучатель (7.5 МГц) для волн сжатия присоединялся с помощью масла ГКЖ-94. В случае сдвиговых волн в температурном интервале 300—160 К использовался салол, а при более низких температурах ГКЖ-94.

В опытах использовались образцы, полученные из монокристаллов иодистого цезия, выращенных методом Киропулоса в вакууме из сырья квалификации осч 17-3. Содержание контролируемых примесей в кристаллах было следующее (масс. %): Pb, In, Mn менее  $5 \cdot 10^{-7}$ ; Cd, Cr, Ni, Cu, Bi, Co, Mo, V, Tl менее  $4 \cdot 10^{-6}$ ; Zn, Ca, Mg, Ba, Fe, Al не менее  $4 \cdot 10^{-5}$ ; K, Na, Rb менее  $5 \cdot 10^{-4}$ ;  $\text{IO}_3$ ,  $\text{SO}_4$ , Cl менее  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Образцы представляли собой прямоугольные призмы размером  $18 \times 18 \times 12$  мм, отклонение рабочих граней от кристаллографических плоскостей (110) и (100) было не более  $30'$ , а их неплоскопараллельность  $\sim 0.5$  мкс/см.

Для снятия внутренних напряжений и последствий механической обработки образцы подвергали программному отжигу по схеме, описанной в [3]. Плотность дислокаций, определенная по ямкам травления, составляла в недеформированных образцах  $\sim 10^4$  см $^{-2}$ , а в деформированных  $4.2 \cdot 10^6$  см $^{-2}$ .

С целью введения легкоподвижных дислокаций отожженные образцы деформировали в направлении [110], совпадающем с направлением прозвучивания. Дислокационный вклад в поглощение  $\Delta_L$  определялся как

разность между поглощением в деформированном и в том же образце до деформации.

На рис. 1 приведена частотная зависимость дислокационного декремента, полученная в интервале температур 77—300 К для образцов CsI

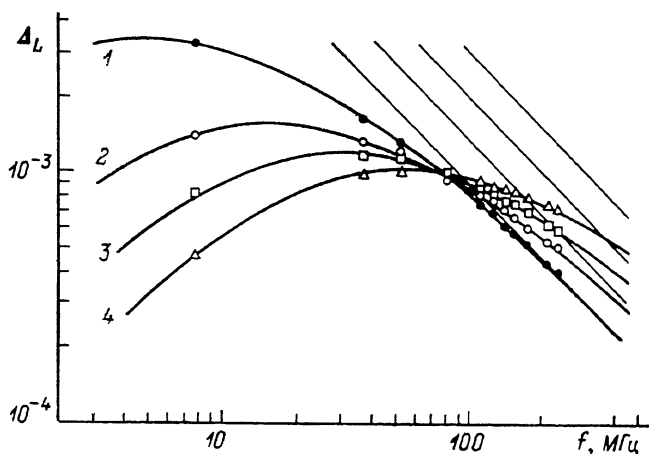


Рис. 1. Частотная зависимость дислокационного декремента затухания ультразвука при 300 (1), 200 (2), 150 (3) и 77 К (4).

Сплошные линии — теоретические кривые для случая беспорядочного распределения точек закрепления и их высокочастотные асимптоты [3].

с остаточной деформацией 0.15 %. Видно, что с понижением температуры наблюдаются уменьшение декремента и монотонное смещение резонансных кривых в область высоких частот. Дислокационное затухание носит характер задемпфированного резонанса [4]. Экспериментальные значения хорошо описываются нормированным частотным профилем для экспоненциального распределения дислокационных петель по длинам [5].

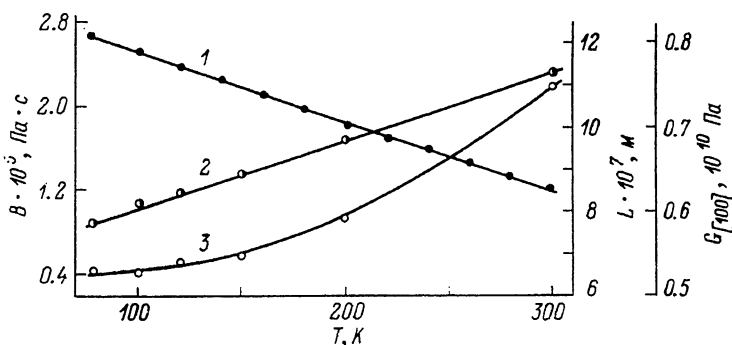


Рис. 2. Зависимость модуля сдвига (1), коэффициента торможения (2) и средней длины дислокационного сегмента (3) от температуры.

Дополнительная ось ординат относится к кривой 1.

Согласно [4], соотношения, описывающие положение максимума и нисходящей ветви резонансной кривой, имеют вид

$$\Delta_m = 2.2\Omega\Delta_0\Lambda L^2, \quad \omega_m = 0.084 \frac{\pi^2 C}{BL^2}, \quad \Delta_\infty = \frac{4\Omega G b^2 \Lambda}{\pi^2 B f}, \quad (1)-(3)$$

где  $\Delta_m$ ,  $\omega_m$  — значения декремента и частоты в резонансе;  $\Delta_\infty$  — значение декремента для частот  $\omega \gg \omega_m$ ;  $\Omega$  — ориентационный фактор;  $\omega = 2\pi f$ ;  $\Lambda$  — плотность дислокаций;  $L$  — средняя длина петли;  $G$  — модуль сдвига действующей системы скольжения;  $C = 2Gb^2/\pi(1-\nu)$ ;  $\Delta_0 = 8Gb^2/\pi^3 C$ ;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $b$  — вектор Бюргера;  $B$  — коэффициент демпфирования.

Используя соотношение (3), можно рассчитать величину  $B$ , предварительно определив  $\Delta_\infty$  из высокочастотной асимптоты, а  $\Lambda$  — по ямкам травления. Аналогичный результат для  $B$  можно получить и из соотношений (1), (2), если известны величины  $\Delta_m$ ,  $\omega_m$ ,  $\Lambda$ .

Разумеется, оценки величины  $B$  зависят от точного учета и других величин, входящих в (3). При деформировании кристаллов CsI вдоль направления [110] системой скольжения является (110) [100]. Ориентационный фактор для этого направления составляет 0.35, вектор Бюргера равен  $4.54 \cdot 10^{-8}$  см [6]. Измеряя скорость продольной и двух поперечных волн (поляризованных в направлениях [001] и [110]), распространяющихся в недеформированном кристалле в направлении [110], по известным формулам [7] определили коэффициент Пуассона, равный 0.29, модуль сдвига  $G_{1100}$  и температуру Дебая  $\Theta = 127.3$  К, рассчитанную по методу Лауэня [8].

Температурные зависимости коэффициента торможения  $B$ , модуля

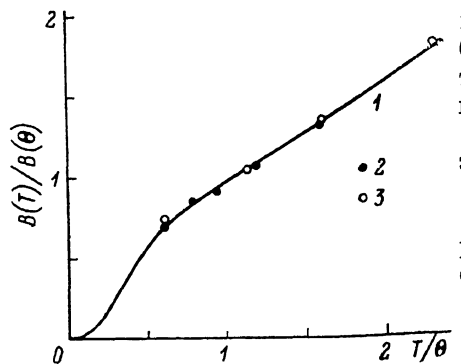


Рис. 3. Зависимость приведенного коэффициента демпфирования от относительной температуры  $T/\Theta$ .

$\Theta$  — температура Дебая. 1 — теоретическая кривая [1], 2 — наст. раб., 3 — [10].

сдвига  $G_{1100}$  и средней длины дислокационного сегмента  $L$ , вычисленной по формуле (2), представлены на рис. 2. Можно отметить, что коэффициент торможения  $B$  уменьшается линейно с температурой от  $2.3 \cdot 10^{-5}$  Па·с при 300 К до  $0.89 \cdot 10^{-5}$  Па·с при 77 К. Заметно сокращается и длина колеблющегося дислокационного сегмента при этих условиях. Однако модуль сдвига  $G_{1100}$  имеет совершенно иную температурную зависимость по сравнению с температурным ходом  $B(T)$ . Как видно, он нарастает с понижением температуры, что согласуется с результатами работы [9]. Ясно, что пренебрежение температурными изменениями модуля  $G_{1100}$  могло бы привести к получению неправильного температурного хода  $B(T)$ .

На рис. 3 приведено сравнение результатов по температурной зависимости  $B(T)$  с теорией [1] и экспериментальными данными, полученными по измерению подвижности индивидуальных дислокаций [10]. Расчет теоретической кривой производился по формуле

$$\frac{B(T)}{B(\Theta)} = \frac{f_1(T/\Theta)}{f_1(1)} (1 - \Delta f_2(1)) + \Delta \frac{\Theta}{T} f_2\left(\frac{T}{\Theta}\right), \quad (4)$$

где  $\Delta$  — безразмерный параметр, определяемый из эксперимента экстраполяций на нуль температуры высокотемпературной асимптотики  $B(T)/B(\Theta)$ ,  $f_2(1) = 0.92$ . Графики остальных функций, входящих в выражение (4), приведены в [1].

Как следует из рис. 3, при  $\Delta = 0.4$  теоретическая и экспериментальная зависимости хорошо согласуются между собой.

Анализ полученных данных на основе указанной теории показал, что такое поведение  $B(T)$  свидетельствует об участии двух механизмов вязкого торможения: релаксации медленных фононов и фононного ветра.

Для более полной проверки теории представляется важным сопоставление не только температурного хода  $B(T)$ , но и абсолютных значений  $B$ , предсказываемых теорией и найденных опытным путем. Согласно [1], вклад вышеупомянутых механизмов в торможение дислокаций можно оценить, пользуясь соотношением

$$B = \left[ 4 + \left( \frac{|\eta|}{G} - 6 \right)^2 \right] \frac{\hbar}{b^3} \left( \frac{K_D b}{2\pi} \right)^5 \left[ f_1\left(\frac{T}{\Theta}\right) + \lambda_\Theta \frac{T}{\Theta} f_2\left(\frac{T}{\Theta_M}\right) \right], \quad (5)$$

где  $n$  — модуль Мурнагана;  $K_D$  — дебаевская граница в спектре фононов;  $\lambda_\theta$ ,  $\Theta_M$  — феноменологические параметры, определяемые из эксперимента.

При  $|n/G|=30$  и  $T=300$  К уравнение (5) дает абсолютное значение  $B=0.926 \cdot 10^{-5}$  Па·с, что согласуется с экспериментом.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить В. И. Мозгового за помощь в проведении эксперимента.

#### 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] Петченко А. М., Строилова Д. Л., Мозговой В. И. Сб. «Синтез и исследование оптических материалов». Харьков, 1987, № 19, с. 133—139.
- [3] Даринская Е. В., Урусозская А. А., Альшиц В. И. и др. ФТТ, 1981, т. 23, № 6, с. 1751—1755.
- [4] Гранато А., Люкке К. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1969, т. 4, ч. А, с. 261—321.
- [5] Oep O. S., Holmes D. K., Robinson M. T. US AEC Report ORNL-3017, 1960, p. 3; Цит. в [4], с. 366.
- [6] Srivastava K. K., Merchant H. D. J. Phys. Chim. Sol., 1973, vol. 34, N 12, p. 2069—2073.
- [7] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик В. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Под ред. И. Г. Михайлова. М.: Мир, 1972. 307 с.
- [8] Алерс Дж. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968, т. 3, ч. Б, с. 13—59.
- [9] Reinitz K. Phys. Rev., 1961, vol. 123, N 5, p. 1615—1619.
- [10] 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  
20 апреля 1988 г.  
В окончательной редакции  
6 июля 1988 г.