

УДК 548.4 : 543.8

© 1991

ДИСЛОКАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В УПРУГОДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ CsI

А. М. Петченко

Исследовано влияние статического нагружения на затухание продольных упругих волн частотой 7.5 МГц в кристаллах CsI при 300—425 К. Установлены зависимости средней длины дислокационного сегмента и концентрации примесей на дислокациях от температуры, а также энергии активации и активационного объема от напряжения сдвига. Найдена величина энергии связи центров закрепления с дислокацией. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными.

Как известно [1-4], деформация кристаллов CsI с ориентацией, близкой к направлению $\langle 100 \rangle$, осуществляется путем сбросообразования. При малых углах ориентации и невысоких температурах испытаний образец, вплоть до появления в нем полос сброса, деформируется упруго. Хотя, по данным механических испытаний в кристалле, до предела сбросообразования, казалось бы, ничего существенного и не происходит, вместе с тем, как показали результаты химического травления [4] и измерений внутреннего трения килогерцевого [5] и мегагерцевого диапазонов [6], структурное состояние кристаллов CsI при этих условиях заметно меняется.

Целью настоящей работы является получение информации о поведении параметров дислокационной структуры и термоактивационных характеристик дислокаций в кристаллах CsI, оси которых ориентированы на угол 3° по отношению к кристаллографическому направлению $\langle 100 \rangle$, в условиях статического нагружения при температурах 300—425 К. В связи с этим исследовалась зависимость дислокационного поглощения $\Delta\alpha$ от величины статического нагружения в CsI, которая в дальнейшем обрабатывалась на основе методики, предложенной в работе [7].

Измерения акустических потерь в образцах иодистого цезия проводились импульсным эхо-методом в автоматическом режиме, и одновременно с этим записывалась кривая нагружения $\sigma(\varepsilon)$. Технологические особенности приготовления и отжига образцов были такими, как в [6]. Опыты проводились по следующей временной схеме. Образец нагружался в течение 20 с, после чего делалась остановка подвижного штока деформационной машины и производились измерения величин $\Delta\alpha$ и σ . Затем образец догружался в течение 20 с и после остановки подвижного захвата делались новые замеры указанных величин, и т. д. Все измерения проводились в упругой области, на что указывал возврат амплитуды эхо-сигналов к исходному уровню после разгрузки образца. Об этом также свидетельствовали отсутствие временных эффектов при выдержке образца при фиксированной нагрузке и совпадение зависимостей $\Delta\alpha(\sigma)$ при увеличении и уменьшении нагрузки.

На рис. 1 приведена зависимость дислокационного поглощения от величины приложенной статической нагрузки в CsI при различных температурах испытаний. Здесь $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$, где α , α_0 — измеренное поглощение ультразвука в деформированном и исходном состояниях образца. Из рис. 1 видно, что температура существенно влияет на ход зависимостей $\Delta\alpha(\sigma)$. С ростом температуры кривая $\Delta\alpha(\sigma)$ заметно смещается в область

малых напряжений. При фиксированной же температуре дислокационное поглощение монотонно нарастает с увеличением σ , причем скорость такого нарастания тем больше, чем выше температура. Заметим, что эти результаты качественно согласуются с данными работы [5], где исследовалось влияние предварительной пластической деформации и ориентации образца, а также амплитуды деформации на величину внутреннего трения. Анализируя свои результаты, авторы [5] сделали вывод о том, что определяющий вклад во внутреннее трение вносят дислокационные механизмы. Согласно [7], выражение, учитывающее связь между резонансным поглощением ультразвука под влиянием внешней нагрузки и параметрами дислокационной структуры, имеет вид

$$\left[\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \right]^{1/4} - 1 = \frac{L^2}{l^2} \exp\left(\frac{-\Delta U + \Omega b d l \sigma}{kT} \right), \quad (1)$$

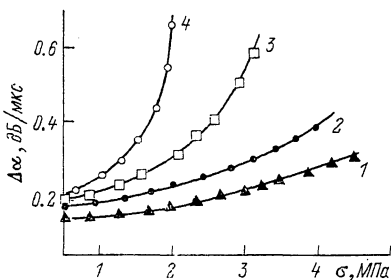


Рис. 1. Зависимость дислокационного поглощения ультразвука от величины статического нагружения при $T=300$ (1), 350 (2), 400 (3), 425 (4).

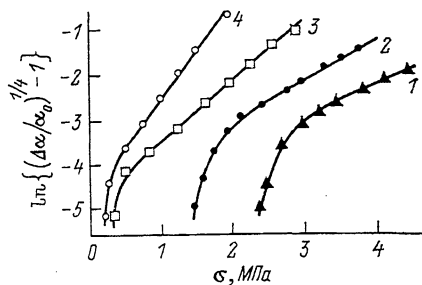


Рис. 2. Зависимость приведенного дислокационного поглощения от внешней статической нагрузки.

Обозначения те же, что и на рис. 1.

где $\Delta U'$ — энергия связи примесного атома с дислокацией; Ω — ориентационный фактор; $d=(1-3)b$ — расстояние эффективной связи; b — модуль вектора Бюргера; L, l — длины дислокационных сегментов, обусловленные сеткой и примесным закреплением соответственно.

Соотношение (1) получено в предположении катастрофического отрыва дислокационных сегментов от центров закрепления для напряжений, превышающих условное критическое напряжение σ_k . Из формулы (1) видно, что перестройка результатов рис. 1 в координатах $\ln \{ [\Delta\alpha/\alpha_0]^{1/4} - 1 \} - \sigma$ переводит их в линейные при напряжениях $\sigma > \sigma_k$, что позволит, измерив тангенс угла наклона $\text{tg } \varphi = \Omega b d l / kT$, определить среднее значение величины l . Результаты такой обработки данных представлены на рис. 2, 3. При вычислениях принимали $d=3b$. Значение $b=4.56 \cdot 10^{-8}$ см взято из [8]. Обработывая кривую $l(T)$ по формуле [9], имеющей вид $C = b\sigma_k / 28 kT l N_0$, где C — концентрация примесей на дислокациях, $N_0 = 2.2 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, с учетом значений σ_k и T была найдена зависимость $\ln C (1/T)$ (рис. 3). Значения величины σ_k , равные 3.7, 2.7, 0.5 и 0.3 МПа, определяли из соответствующих кривых 1–4 (рис. 2) в точках перехода указанных зависимостей в линейные.

В дальнейшем, используя соотношение [10], описывающее концентрационную зависимость для дислокационной атмосферы

$$C = \left(\frac{\beta_a}{\beta_m} \right) C_0 \exp \left[\frac{\Delta U - T\Delta S}{kT} \right], \quad (2)$$

где C_0 — исходная концентрация примесей, β_a и β_m — числа равноценных свободных позиций внедрения и замещения в элементарной ячейке атмосферы дислокации и матрицы тела, ΔS — изменение энтропии, определили энергию связи примесного атома с дислокацией ΔU , которая оказалась

равной 0.4 эВ. Эта оценка согласуется с данными работ [11, 12], где были получены значения 0.3 и 0.46 эВ соответственно.

Наличие параметров l и ΔU , а также данных рис. 2 позволяет рассчитать величину L . Расчеты показали, что средний размер дислокационной ячейки в CsI составляет $1.8 \cdot 10^{-4}$ см. По известной ΔU можно рассчитать энергию активации $H = \Delta U - (\Omega b d l) \tau$ [7], а затем, производя графическое дифференцирование кривой $H(\tau)$, найти зависимость активационного объема γ от напряжения сдвига τ . Результаты таких вычислений, выполненных для 425 К, приведены на рис. 4. Как известно [13], величина γ очень существенно зависит от характера взаимодействия дислокаций с тормозящими их дефектами. Сравнивая вид экспериментальной кривой $\gamma(\tau)$ с таковыми, вычисленными теоретически [13] для различных силовых

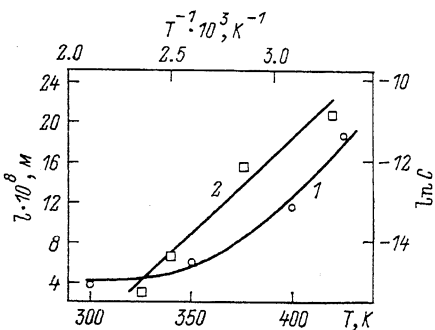


Рис. 3. Температурные зависимости средней длины дислокационного сегмента (1) и концентрации примесей на дислокациях (2) в CsI.

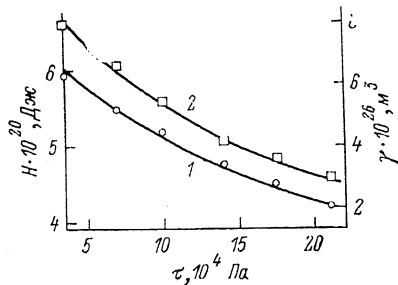


Рис. 4. Зависимость энергии активации (1) и активационного объема (2) от напряжения сдвига.

законов, можно судить о типе препятствия, демпфирующего движение дислокаций. В результате сопоставления выяснилось, что экспериментальная кривая $\gamma(\tau)$ наиболее близко совпадает с силовым законом взаимодействия дислокаций с анизотропными центрами, создающими тетрагональные искажения. Однако о точном совпадении указанных кривых говорить не представляется возможным. Одной из основных причин вышеупомянутого несоответствия может являться то, что в кристаллах CsI при повышенных температурах заметно проявляются диффузионные процессы. Об этом, в частности, свидетельствует близость значений энергии активации движения дислокаций, определенной в настоящей работе, и энергии активации диффузии анионных вакансий, вычисленной в [14]. На термоактивируемый характер преодоления дислокацией препятствий указывает и поведение пределов текучести [11] и сбросообразования [4], которые, будучи атермичными при температурах ниже комнатной, начинают резко снижаться в интервале температур 350—400 К.

К выводу о том, что деформация при температурах 400 К контролируется диффузионными процессами, в частности переползанием дислокаций, пришли и авторы [11], объясняя свои результаты по CsI, полученные на основе измерений подвижности индивидуальных дислокаций. На диффузионный характер процесса несомненно указывает и вид полученной экспериментальной кривой $l(T)$. Из рис. 3 видно, что величина l непрерывно увеличивается с ростом температуры. Особенно это заметно проявляется начиная с температуры 350 К. По мнению авторов [7], такое поведение кривой $l(T)$ можно объяснить следующим образом. При повышенных температурах термический отрыв дислокаций преобладает над механическим, что приводит к рассасыванию примесных атмосфер, блокирующих дислокацию, и соответствующему увеличению l . Результаты настоящей работы в известной мере подтверждают справедливость таких выводов.

В силу этого становится затруднительным определение силового закона взаимодействия дислокаций с препятствиями с помощью теории, основывающейся на предположении о движении дислокации в поле фиксированных ступоров.

Таким образом, в результате проведенных акустомеханических испытаний было установлено, что в жестких кристаллах CsI, разориентированных на угол $\theta=3^\circ$ по отношению к направлению $\langle 100 \rangle$, так же как и в мягких [3, 5] с $\theta=10^\circ$, происходит изменение состояния образца под влиянием внешних воздействий. Причем это изменение проявляется при очень малых напряжениях, составляющих $(0.1-0.2) \sigma_c$, где σ_c — предел сборообразования. Анализ поведения ряда параметров дислокационной структуры позволяет сделать вывод о том, что в кристаллах CsI при повышенных температурах механизмы деформации носят диффузионную природу. Однако для их более полного понимания потребуются дополнительные тщательные исследования.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Урусовской за полезные дискуссии и постоянную поддержку в работе.

Список литературы

- [1] Регель В. Р., Бережкова Г. В. // Кристаллография. 1959. Т. 4. № 5. С. 761—767.
- [2] Бережкова Г. В., Регель В. Р. // Кристаллография. 1961. Т. 6. № 1. С. 141—143.
- [3] Urusovskaya A. A., Thyagarajan R. // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 10. P. 349—360.
- [4] Петченко А. М., Строилова Д. Л., Урусовская А. А., Смирнова О. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1390—1393.
- [5] Naimi E. K., Tyapunina N. A., Kurbako G. Z. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. V. 89. N 2. P. 353—363.
- [6] Urusovskaya A. A., Petchenko A. M., Stroilova D. L., Smirnova O. M. // Coll. Abstracts 12 European Crystallographic Meeting (ECM-12). Moscow, USSR, August, 1989. V. 1. P. 440.
- [7] Криштал М. А., Головин С. А., Троицкий И. В. // ФТТ. 1973. Т. 35. № 3. С. 632—639.
- [8] Srivastava K. K., Merchant H. D. // J. Phys. Chim. Sol. 1973. V. 34. N 12. P. 2969—2073.
- [9] Коттрелл А. Х. Дислокация и пластическое течение кристаллов. М.: Металлургия, 1958. 268 с.
- [10] Криштал М. А., Троицкий И. В. // Физика и химия обработки материалов. 1971. № 1. С. 55—56.
- [11] Урусовская А. А., Сизова Н. Л., Добржанский Г. Ф. // Кристаллография. 1975. Т. 20. № 1. С. 110—115.
- [12] Де Батист Р., Ван Дингенен Э., Мартышев Ю. Н., Сильвестрова И. М., Урусовская А. А. // Кристаллография. 1967. Т. 12. № 6. С. 1012—1021.
- [13] Чернов В. М. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 4. С. 1159—1166.
- [14] Lynch D. W. // Phys. Rev. 1960. V. 118. N 2. P. 468—473.

Харьковский институт инженеров
городского хозяйства

Поступило в Редакцию
5 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
13 декабря 1990 г.