

## НЕУПРУГАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ LiF И NaCl ПРИ НИЗКИХ ЧАСТОТАХ НАГРУЖЕНИЯ

С. Б. Кустов, С. Н. Голяндин, Б. К. Кардашев

Исследованы зависимости декремента, дефекта модуля Юнга (ДМЮ) и обратной неупругой деформации предварительно пластически продеформированных монокристаллов фтористого лития и хлористого натрия от амплитуды колебаний при циклическом сжатии образцов напряжениями, не превышающими напряжения макроскопического течения. Указанные характеристики определяли из гистерезисных петель нагрузка—неупругая деформация, возникающих в каждом цикле нагружения.

Обнаружено, что, несмотря на знакопостоянный характер циклического нагружения, гистерезисные петли являются симметричными, причем их вид, начиная со второго периода, не зависит от числа циклов и уровня статической нагрузки, а определяется только величиной амплитуды колебательного напряжения. Показано, что наблюдаемые закономерности не могут быть объяснены в рамках наиболее распространенных моделей амплитудно-зависимого внутреннего трения, основанных на отрыве дислокационных сегментов от закрепляющих их точечных стопоров.

Основная задача, решаемая в экспериментальных и теоретических исследованиях амплитудно-зависимого внутреннего трения, заключается в установлении взаимосвязи между характеристиками дислокационной структуры и механизмами микропластической деформации, с одной стороны, и макроскопическим проявлением нелинейной дислокационной деформации — рассеянием энергии при механических колебаниях образца — с другой. При этом обычно на основе тех или иных модельных представлений конструируется гистерезисная петля, т. е. зависимость неупругой дислокационной деформации от величины приложенного напряжения  $\epsilon_{н\bar{y}}$  ( $\sigma$ ). Вид этой зависимости содержит наиболее полную информацию о характере нелинейности и о микромеханизмах амплитудно-зависимого внутреннего трения [1-8]. В связи с этим в ряде работ делаются попытки восстановить вид гистерезисной петли по результатам измерений амплитудных зависимостей декремента и дефекта модуля упругости [9, 10]. Наибольший интерес представляет непосредственное экспериментальное наблюдение гистерезисных петель нагрузка—неупругая деформация. Исследования микропластической деформации к настоящему времени выполнены для кристаллов цинка [11], магния [12, 13], железа [14, 15], меди [16, 17], никеля [18], бериллия [19], молибдена и вольфрама [15],  $\alpha$ -латуни [20]. Однако, в работах, посвященных исследованию внутреннего трения [11-13, 16-20], изучалось лишь поведение декремента или энергии, рассеянной за цикл нагружения в зависимости от тех или иных внешних условий. Подробного изучения самих зависимостей  $\epsilon_{н\bar{y}}$  ( $\sigma$ ), формирующих гистерезисные петли, в этих работах выполнено не было. Это связано, как отмечается в [8], со значительными методическими трудностями. В данной работе такие трудности были преодолены. Использование ЭВМ для управления экспериментом, сбора и обработки информации в значительной мере расширило возможности микропластической методики. В частности, появилась возможность исследовать зависимости

$\epsilon_{xy}(\sigma)$  в широком диапазоне частот и амплитуд, определять скорость микропластической деформации в виде непрерывной функции напряжения и скорости нагружения в каждом цикле нагружения, проводить различного рода динамические испытания (например, скачкообразное изменение скорости нагружения или деформации).

В качестве объектов исследования в настоящей работе использовали щелочно-галоидные кристаллы. Эти материалы отличаются тем, что для них имеется возможность наблюдать зависимость неупругой деформации от напряжения при изучении дислокационной электрической поляризации [6, 7]. Таким образом, гистерезисные петли нагрузка—неупругая деформация, измеренные при вынужденных колебаниях на низких частотах, могут быть сопоставлены с данными, полученными в звуковом и ультразвуковом диапазонах.

## 1. Методика экспериментов

Основное отличие разработанной методики и установки от традиционных [11, 12] состоит в автоматизации управления экспериментом, измерений и обработки результатов. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Нагружение образцов 4 осуществлялось с помощью гидравлической испытательной машины «Инстрон» 1. Способ нагружения образцов аналогичен [22]. Нагрузка прикладывалась к одному из торцов через сфериче-

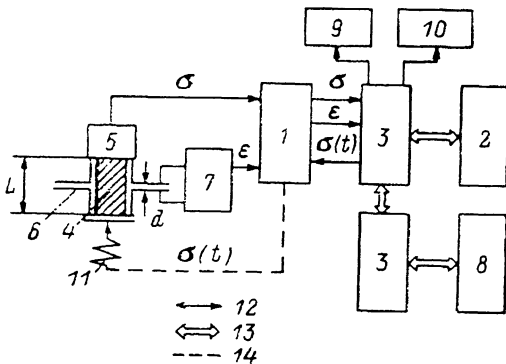


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — испытательная машина «Инстрон», 2 — микро-ЭВМ «Электроника-60», 3 — крейты КАМАК, 4 — образец, 5 — датчик силы, 6 — емкостный датчик деформации, 7 — мост переменного тока, 8 — мини-ЭВМ СМ-4, 9 — телевизионный монитор, 10 — двухкоординатный самописец, 11 — упругий элемент, 12 — аналоговые сигналы, 13 — линии обмена цифровой информацией, 14 — механическое нагружение образца.

скую поверхность. При этом достигалось однородно-напряженное состояние образца. В наших опытах испытательная машина работала в режиме контроля нагрузки. Для повышения разрешающей способности установки по нагрузке (и, следовательно, деформации образца) был реализован режим мягкого нагружения, когда жесткость испытательной машины значительно меньше жесткости образца. Для этого последовательно с образцом устанавливался упругий элемент 11, обладавший достаточно большой механической податливостью.

Автоматизация экспериментов реализована на базе двухмашинного вычислительного комплекса. С помощью микро-ЭВМ «Электроника-60» 2 осуществлялось управление испытательной машиной. Управление заключалось в формировании через равные промежутки времени  $\Delta t$  аналогового сигнала, задающего мгновенные значения напряжения на образце  $\sigma_i(t)$ , которое обрабатывалось испытательной машиной. Для измерения каждой точки амплитудной зависимости декремента и ДМЮ к образцу прикладывали два цикла нагрузки. Каждый цикл формировался выводом 1024 значений напряжения  $\sigma_i(t)$ . Величина  $\Delta t$  определялась заданной частотой, а приращения текущих значений напряжения  $\sigma_{i+1} - \sigma_i$  амплитудой и законом нагружения. Через такие же равные промежутки времени  $\Delta t$  выполнялись измерения текущих значений напряжения  $\sigma_i(t)$  и деформации  $\epsilon_i(t)$ . В памяти микро-ЭВМ, таким образом, получались два массива точек, являющихся временными раз-

вертками сигналов напряжения и деформации и параметрически от времени задававших гистерезисную петлю  $\varepsilon_i(\sigma_i)$ . Эти исходные данные поступали в мини-ЭВМ «Мера-СМ-4» 8, где происходила их обработка. Одновременно с первичной обработкой (расчет декремента колебаний) исходные массивы записывались на магнитный диск для длительного хранения и последующей более детальной обработки. Микро- и мини-ЭВМ связывались модулями последовательного обмена через крейты КАМАК 9. Управление испытательной машиной, измерения сигнала напряжения и деформации, отображение информации на телевизионном мониторе 9 и построение графиков на двухкоординатном самописце 10 также реализованы на базе стандартных модулей КАМАК (таймер, цифро-аналоговые и аналого-цифровые преобразователи, дисплейный набор модулей). Для измерения деформации применялись емкостный датчик 6 с воздушным зазором  $d=0.1$  мм и мост переменного тока 7. Нагрузку на образце измеряли тензометрическим датчиком силы 5 испытательной машины.

Логарифмический декремент колебаний рассчитывали из обычного для режима установившихся колебаний энергетического определения [23]

$$\delta = \Delta W / 2W, \quad (1)$$

где  $\Delta W$  — энергия, рассеиваемая в образце за цикл нагрузка—разгрузка;  $W$  — максимальное значение колебательной упругой энергии, запасенной образцом.

Обычный способ определения декремента колебаний из измерения гистерезисных петель нагрузка—деформация — это непосредственный подсчет площади, заключенной внутри гистерезисной петли. В данной работе применялся иной способ определения декремента, основанный на Фурье-анализе временных зависимостей напряжения и деформации. Преимущества такого способа определения декремента заключаются в том, что процедура определения гармонических составляющих сигналов напряжения и деформации равносильна их частотной фильтрации. Это позволяет расширить диапазон измерений в сторону меньших амплитуд и повысить точность вычислений за счет исключения влияния помех, некоррелированных с сигналами напряжения и деформации (например, исключить влияние температурного дрейфа датчика деформации).

В данной работе использовались гармонические законы нагружения образцов. Временные зависимости для установившихся периодических сигналов напряжения и деформации, не нарушая общности, можно записать в виде

$$\sigma(t) = \sigma_0 \sin \omega t, \quad (2)$$

$$\varepsilon(t) = \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos k\omega t + b_k \sin k\omega t), \quad (3)$$

где  $\sigma_0$  — амплитудное значение колебательного напряжения;  $\omega$  — круговая частота нагружения;  $a_k, b_k$  — коэффициенты разложения в ряд Фурье сигнала деформации образца.

Энергия, рассеиваемая в образце за период  $T=2\pi/\omega$ ,

$$\Delta W = \int_t^{t+T} \sigma(t) d\varepsilon(t).$$

Подставляя в это выражение величины напряжения и деформации из (2) (3) и используя свойство ортогональности тригонометрических функций [24], получаем

$$\Delta W = \pi \sigma_0 a_1. \quad (4)$$

Таким образом, при гармоническом законе нагружения образца, т. е. при выполнении (2) и (3), вклад в рассеяние механической энергии дает только компонента первой гармоники сигнала деформации с коэффициентом  $a_1$ . В этом случае при расчете декремента колебаний можно ограни-

читься расчетом первой гармоники деформации и пользоваться обычным для линейных систем соотношением [23]

$$\delta = \pi \frac{a_1}{b_1} = \pi \operatorname{tg} \varphi, \quad (5)$$

где  $\varphi$  — угол сдвига фаз между первыми гармониками напряжения и деформации.

Для вычисления коэффициентов  $a_1$  и  $b_1$  применяли метод приближенного гармонического анализа

$$a_1 = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i(t) \cos \frac{2\pi i}{N},$$

$$b_1 = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i(t) \sin \frac{2\pi i}{N}, \quad (6)$$

где  $N$  — число измеренных значений напряжения и деформации за период нагружения (в наших опытах обычно  $N=1024$ ).

Значения эффективного (или релаксированного) модуля Юнга  $E$  для гармонических законов нагружения рассчитывали в относительных единицах как отношение амплитуды напряжения  $\sigma_n$  к амплитуде первой гармоники деформации образца

$$E = \sigma_0 / \sqrt{a_1^2 + b_1^2}. \quad (7)$$

Эксперимент показал, что во всех исследованных нами кристаллах и во всем диапазоне амплитуд связь значений релаксированного модуля  $E$  и декремента колебаний  $\delta$  может быть описана линейной зависимостью (рис. 2)

$$E/E_0 = 1 - r\delta, \quad (8)$$

где  $E_0$  — значение  $E$ , полученное экстраполяцией зависимости  $E(\delta)$  на значение  $\delta=0$ ;  $r$  — постоянная.

Величину  $E_0$  естественно считать нерелаксированным модулем, так как при  $E=E_0$   $\delta=0$ , т. е. потери энергии и гистерезисные петли отсутствуют. Из (8) следует

$$\Delta E/E = (E_0 - E)/E_0 = r\delta, \quad (9)$$

где  $\Delta E/E$  — дефект модуля Юнга.

Декремент колебаний и дефект модуля упругости принято рассматривать состоящими из амплитудно-зависимой и амплитудно-независимой частей. Если говорить об амплитудно-зависимых декременте и эффективном модуле Юнга, то соотношение (8) может выполняться, во-первых, если амплитудно-независимые декремент и ДМЮ малы по сравнению с амплитудно-зависимой составляющей и, во-вторых, если амплитудно-зависимые и амплитудно-независимые декремент и ДМЮ связаны одинаковыми соотношениями (9). В наших опытах реализуется первый случай. В дальнейшем будет показано, что декремент и эффективный модуль во всем исследованном диапазоне амплитуд являются амплитудно-зависимыми, а оценки амплитудно-независимого затухания дают величину, незначительную по сравнению с амплитудно-зависимым.

При расчете ДМЮ достаточно знать относительные значения эффективного и нерелаксированного модуля. Для определения абсолютных величин неупругой деформации необходимо знать истинные значения нерелаксированного модуля. Исследования на кристаллах магния [13] и меди [25] показали, что численные значения модулей упругости, измеряемые в инфразвуковом диапазоне при малых колебательных нагрузках, близки по величине к динамическим значениям. Поэтому при расчете значений неупругой деформации численные значения  $E_0$  принимались равными динамическому модулю Юнга. Мгновенные значения неупругой

деформации в каждой точке гистерезисной петли определяли вычитанием из общей измеренной деформации упругой составляющей, рассчитанной в соответствии с законом Гука.

Для проверки линейности и обратимости датчика деформации использовались образцы плавленого кварца. Внутреннее трение тестового образца не зависело от амплитуды и составляло величину  $\delta \sim 0.02$ . Это значение можно принять за оценку минимального уровня затухания, которое можно измерить данной установкой. При наличии амплитудной зависимости внутреннего трения в образцах LiF и NaCl погрешность определения амплитудно-зависимого декремента самого образца для малых амплитуд и затуханий ( $\delta \sim 0.02$ ) могла достигать 100 %. С ростом амплитуды погрешность уменьшалась обратно пропорционально величине измеряемого затухания до величины 5–10 % при декрементах  $\delta = 0.3 \div 0.2$ .

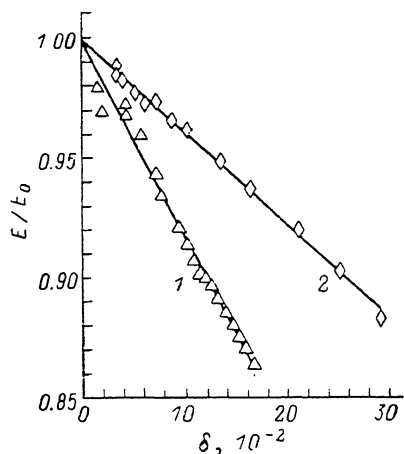


Рис. 2. Зависимость эффективного модуля Юнга от величины декремента колебаний в образцах LiF (1) и NaCl (2). Частота 0.5 Гц.

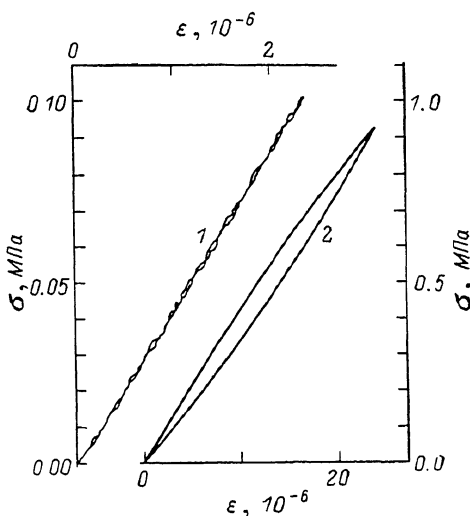


Рис. 3. Гистерезисные петли нагрузка-деформация в кристалле NaCl, измеренные при двух амплитудах колебательного напряжения.

$\sigma_0$ , МПа: 1 — 0.05, 2 — 0.45. Частота 0.5 Гц.

Эти же цифры характеризуют погрешности определения дефекта модуля Юнга и неупругой деформации.

Материалами для исследования служили монокристаллы химически чистых фтористого лития и хлористого натрия, выращенные из расплава методом Киропулоса и имевшие пределы текучести  $\sigma_T = 500$  и  $100$  г/мм<sup>2</sup> соответственно. В недеформированных кристаллах исходная плотность дислокации была  $\sim 10^5$  см<sup>-2</sup>. Монокристаллы размером  $6 \times 6 \times 18$  мм выкалывали по плоскостям спайности и пластически деформировали сжатием до остаточной деформации 0.5 %, а затем сошлифовывали с торцов до рабочей длины  $L = 13$  мм. Подготовленные таким образом кристаллы перед измерениями нагружали статически до напряжений, превышающих максимальное напряжение при измерениях амплитудных зависимостей. Предварительное нагружение обеспечивало образование замкнутых гистерезисных петель, т. е. отсутствие необратимой деформации образцов в процессе измерения амплитудных зависимостей. Затем образцы разгружали до напряжения статической подгрузки  $\sigma_{ст}$ , на которое при измерениях накладывали циклическое напряжение различной амплитуды:  $\sigma(t) = \sigma_{ст} + \sigma_{\sim}(t)$ . При нагружении по синусоидальному временному закону  $\sigma_{\sim}(t) = \sigma_0 \sin \omega t$  напряжение статической подгрузки составляло обычно величину  $\sigma_{ст} = \sigma_T/2$ . При использовании косинусоидального закона  $\sigma_{\sim}(t) = \sigma_0 (1 - \cos \omega t)$  — минимально возможное значение, обеспечивающее устойчивость контроля нагрузки испытательной машиной. В от-

дельных опытах для исследования влияния статической подгрузки величина  $\sigma_0$  изменялась от минимально возможной (0.1 МПа) до значений, соответствующих максимальной амплитуде колебательного напряжения.

## 2. Результаты экспериментальных исследований

Эксперимент показал, что форма и размер гистерезисной петли, начиная со второго периода, практически не зависят от числа циклов (вплоть до 20 циклов нагружения с максимальной амплитудой). Заметные отличия от установившейся гистерезисной петли в исследованных щелочно-галогидных кристаллах, как и на лагуни [20], наблюдаются только для первого цикла нагружения. Все результаты, приведенные в данной работе, относятся ко второму циклу нагружения.

На рис. 3 в качестве примера показаны гистерезисные петли, измеренные на кристалле NaCl при двух амплитудах колебательного напряжения,

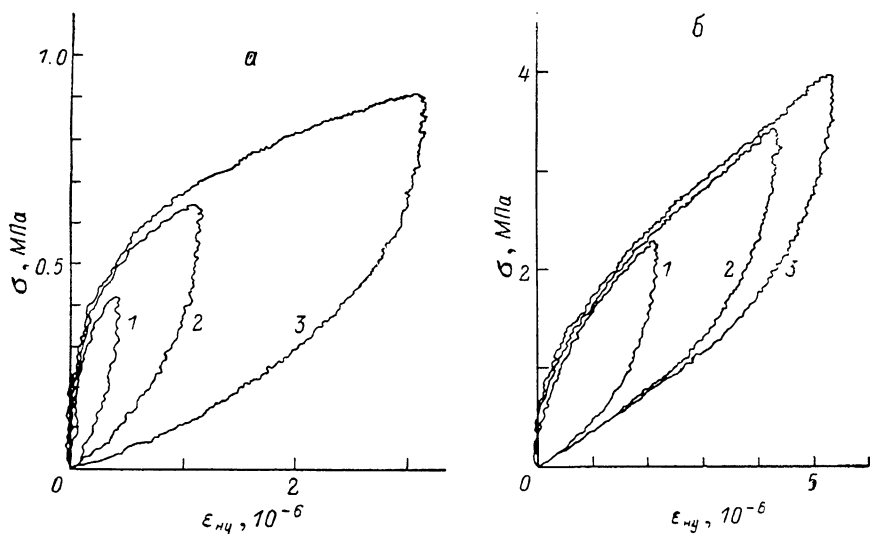


Рис. 4. Гистерезисные петли нагрузка—неупругая деформация на частоте 0.5 Гц. а: NaCl. 1, 2, 3 — соответственно при амплитудах 0.22, 0.32 и 0.45 МПа; б: LiF. 1, 2, 3 — соответственно при амплитудах 1.1, 1.8 и 2.0 МПа.

отличающихся друг от друга примерно на порядок. Наблюдаемые изменения петли с ростом амплитуды соответствуют увеличению амплитудно-зависимого внутреннего трения.

На рис. 4, 5 приведены результаты исследования амплитудных зависимостей неупругой деформации, декремента и ДМЮ. Можно отметить следующие экспериментальные закономерности.

1. Гистерезисные петли нагрузка—неупругая деформация в предварительно деформированных кристаллах NaCl (рис. 4, а) и LiF (рис. 4, б) при всех амплитудах обладают осью симметрии второго порядка, т. е. линия нагружения совпадает с линией разгрузки при повороте петли на  $180^\circ$ . Можно отметить, что качественно такая же симметрия наблюдалась в исследованиях дислокационной электрической поляризации (эффект Степанова) в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот [6, 7], а также при изучении микропластической деформации монокристаллов магния [12] и цинка [11] на низких частотах. Из рис. 4 видно, что ветви гистерезисных петель при нагружении (а вследствие симметрии петель и при разгрузке) с различной амплитудой близки друг к другу (наибольшее расхождение наблюдается в вершинах петель). Это означает, что закон, описывающий форму гистерезисной петли, слабо изменяется с амплитудой  $\sigma_0$ .

2. Оказалось, что форма установившейся петли (рис. 4) и амплитудные зависимости декремента и ДМЮ (рис. 5) не зависят от вида гармонического закона нагружения (синусоидальный или косинусоидальный) и от уровня статической нагрузки. Оказалось, что эти характеристики определяются только величиной амплитуды колебательного напряжения  $\sigma_0$ . Отмеченные закономерности иллюстрируются рис. 5, б, где приведены результаты измерений декремента и ДМЮ в кристалле NaCl. Опыты проводились при двух различных величинах статической подгрузки:  $\sigma_{ст} = 0.1$  и 1.1 МПа. В первом случае к образцу прикладывалось нагружающее, а во втором — разгружающее колебательное напряжение, изменяющееся по косинусоидальному закону. Стрелкой на оси абсцисс отмечена амплитуда колебательного напряжения, ниже которой диапа-

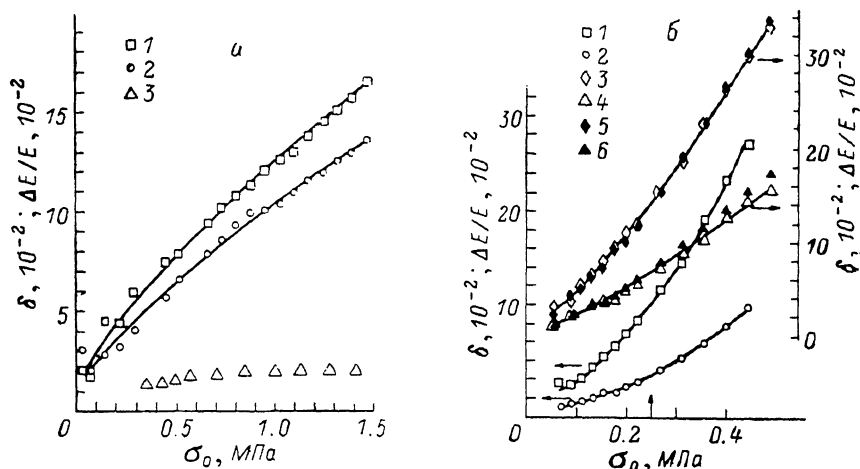


Рис. 5. Амплитудные зависимости декремента (1, 3, 5) и ДМЮ (2, 4, 6) на частоте 0.5 Гц. а: LiF, нагружение синусоидальное. 3 — амплитудная зависимость декремента в недеформированном образце; б: NaCl 1, 2 — нагружение синусоидальное, 3—6 — косинусоидальное.  $\sigma_{ст} = 1.1$  (3, 4) и 0.1 МПа (5, 6).

зоны мгновенных значений  $\sigma_i(t)$ , прикладываемых к образцу в этих двух опытах, не перекрывались. Из этого рисунка видно, что в пределах погрешности наблюдается практически полное совпадение амплитудных зависимостей декремента и ДМЮ.

3. Во всем исследованном диапазоне напряжений декремент и ДМЮ в предварительно деформированных образцах являются амплитудно-зависимыми. Амплитудно-зависимые декремент и ДМЮ подобны, причем величина их отношения  $\gamma$  остается постоянной при всех амплитудах (рис. 2). Амплитудные зависимости могут быть описаны степенными функциями напряжения. На рис. 5, а, б сплошные линии аппроксимируют экспериментальные зависимости для декремента в виде

$$\delta = \delta_i + k\sigma_0^n, \quad (10)$$

где  $\delta_i$  — фоновое амплитудно-независимое затухание;  $k, n$  — постоянные.

Аппроксимация экспериментальных зависимостей соотношением (10) выполнялась на ЭВМ подбором значений  $\delta_i, n, k$  методом наименьших квадратов. Величины  $\delta_i, n, k, \gamma$  для исследованных образцов и различных режимов нагружения представлены в таблице. Можно отметить, что  $\delta_i$  имеет небольшую по сравнению с амплитудно-зависимым затуханием величину, близкую к определенному на плавленом кварце амплитудно-независимому фону. Отрицательные значения  $\delta_i$ , полученные в двух случаях, очевидно, не имеют физического смысла и являются следствием ошибки при подборе величин в аппроксимирующем выражении (10).

4. Эксперименты проводились на образцах, как деформированных предварительно, так и недеформированных. Опыты показали, что наблю-

Численные значения параметров амплитудных зависимостей внутреннего трения

№ опыта	Номер образца	Способ нагружения	Уровень статической подгрузки, МПа	$\delta_i$	$(\text{МПа})^{-n}$	$n$	$\tau$
LiF							
1	1	sin	2.3	0.009	0.12	0.8	1.2
2	2	sin	2.2	0.039	0.10	1.0	1.3
3	3	sin	2.2	0.001	0.09	0.9	1.5
4	3	sin	2.2	-0.002	0.10	0.8	1.6
5	3	sin	3.0	0.012	0.07	1.0	1.5
6	4	sin	2.4	0.016	0.15	0.7	1.1
7	4	cos	0.2	0.021	0.17	0.7	1.1
Среднее по 7 измерениям на 4-х образцах				$0.014 \pm 0.013$	$0.12 \pm 0.04$	$0.8 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.2$
NaCl							
8	1	cos	0.1	0.022	0.9	1.7	2.4
9	2	sin	0.5	0.03	1.5	1.9	2.5
10	2	sin	0.5	0.032	1.0	1.7	2.8
11	2	cos	0.1	0.022	1.0	1.5	2.1
12	2	cos	0.1	0.008	0.9	1.4	2.0
13	2	cos	1.1	-0.006	0.8	1.2	2.1
14	2	cos	0.1	0.000	1.2	1.6	1.7
15	2	cos	0.1	0.026	1.5	2.0	1.7
Среднее по 8 измерениям на 2-х образцах				$0.018 \pm 0.012$	$1.1 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.3$	$2.1 \pm 0.4$

Примечание. Измерения выполнялись на частоте 1 Гц в опытах № 6 и 7, в остальных случаях — на частоте 0.5 Гц.

даемая амплитудная зависимость внутреннего трения обусловлена предварительной пластической деформацией (рис. 5, а). Этот факт позволяет вести обсуждение экспериментальных данных на основе существующих дислокационных представлений, поскольку известно, что пластическая деформация исследованных кристаллов приводит к значительному росту плотности дислокации, образованию полос скольжения [26, 27].

### 3. Обсуждение

В данной работе при изучении микропластичности деформированных щелочно-галлоидных кристаллов в условиях знакопостоянного колебательного нагружения наиболее интересными представляются два результата, которые не могут быть объяснены в рамках общепринятых представлений об амплитудно-зависимом рассеянии энергии как результате колебательного движения дислокационных сегментов в потенциальном рельефе точечных дефектов [1, 2]. Это, во-первых, симметричная форма гистерезисных петель, наблюдаемая при всех амплитудах (рис. 3, 4); во-вторых, независимость гистерезисных петель и, следовательно, амплитудных зависимостей декремента и ДМЮ от величины статической подгрузки (рис. 5, б).

Симметрия гистерезисных петель, сохраняющаяся для всех исследованных амплитуд, означает, что закон, определяющий зависимость дислокационной деформации от нагружения при циклическом нагружении, не зависит от начальных условий, т. е. от величины напряжения и деформации в вершине петли. Форма гистерезисной петли не зависит также и от величины статической подгрузки, а определяется только величиной амплитуды колебательного напряжения. Объяснить эти факты можно из следующих предположений: 1) для подвижных дислокаций кристалл представляется однородным; 2) расстояния, на которых перемещаются дислокации, должны быть достаточно большими, как и в моделях [4, 7], для



того чтобы можно было пренебречь такой величиной, как кривизна дислокационных сегментов, которая зависит от приложенного напряжения.

Имеется еще одно свидетельство неприменимости представлений [1] для анализа наших экспериментальных данных. Как уже отмечалось в разделе 1, в наших опытах образцы перед измерениями нагружались статически до напряжений, превышающих максимальные при исследовании амплитудных зависимостей. Согласно модели [1], под действием знакопостоянного статического напряжения должен произойти отрыв некоторого числа дислокационных сегментов, соответствующего данному напряжению, от точек закрепления. При дальнейшем знакопостоянном нагружении с амплитудами, меньшими первоначальной максимальной нагрузки, неупругая деформация должна быть однозначной линейной функцией напряжения, а гистерезисные петли должны отсутствовать, чего в действительности не наблюдается. В работах [6, 7, 28, 29] при изучении заряженных дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах при знакопеременном напряжении в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот также отмечалось, что наблюдаемая форма гистерезисной петли не может быть объяснена в рамках [1]. Учитывая результаты данной работы, можно заключить, что этот вывод является общим для широкого диапазона частот, от инфра- до ультразвукового, и для различных видов нагружения (знакопостоянное, знакопеременное).

К настоящему времени предложен ряд других моделей [4, 7, 30], в соответствии с которыми амплитудная зависимость внутреннего трения объясняется движением подвижных дислокаций на расстояния, превышающие средний размер дислокационных сегментов. Причиной рассеяния энергии предполагается преодоление либо неоднородностей полей внутренних напряжений [4], либо силовых полей точечных дефектов [7, 30]. При этом и в [4], и в [7, 30] считается, что напряжение, обеспечивающее обратимое движение дислокаций, обусловлено, так же как и в [1, 2], линейным натяжением. В настоящее время неясно, возможно ли в рамках представлений [4, 7, 30], где обратимое движение дислокации связано с линейным натяжением, получить независимость формы и размеров гистерезисной петли от величины статической нагрузки на образец. Решить этот вопрос можно, по-всей видимости, с помощью методов машинного моделирования.

Авторы признательны О. А. Воиновой, С. П. Никанорову и А. В. Никифорову за интерес к работе и полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Гранато А., Люкке К. В кн.: Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М.: ИЛ, 1963, с. 27—57.
- [2] Инденбом В. Л., Чернов В. М. В кн.: Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. М.: Наука, 1972, с. 87—95.
- [3] Roberts J. M. Phys. St. Sol. (A), 1973, vol. 19, N 2, p. 731—740; 1973, vol. 20, N 1, p. 145—157.
- [4] Kressel H., Brown N. In: Dislocation Dynamics, N. Y.: McGraw—Hill, 1968, p. 337—356.
- [5] Schliff J. ISIFUAS, Tokyo: Univ. of Tokyo Press, 1977, p. 91—98.
- [6] Robinson W. H. Phil. Mag. (A), 1981, vol. 43, N 4, p. 967—977.
- [7] Tanibayashi M. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 48, N 3, p. 890—897.
- [8] Asano S. J. Phys. Soc. Jap., 1970, vol. 29, N 4, p. 952—963.
- [9] Левин Д. М., Зубец В. В., Головин С. А. В кн.: Взаимодействие дефектов кристаллической решетки и свойства металлов. Тула: Изд-во ТПИ, 1985, с. 41—55.
- [10] Пушкарь А. Там же, 1982, с. 62—68.
- [11] Roberts J. M., Brown N. Trans. AIME, 1960, vol. 218, N 3, p. 454—463.
- [12] Roberts J. M., Hartman D. E. Trans. AIME, 1964, vol. 230, N 5, p. 1125—1133.
- [13] Roberts J. M. Trans. JIM, 1968, vol. 9, Suppl. 1, p. 69—77.
- [14] Kossowski R., Brown N. Acta Met., 1966, vol. 14, N 2, p. 131—139.
- [15] Meakin J. D. Can. J. Phys., 1967, vol. 45, N 2, p. 1121—1134.
- [16] Dralla J., Bilello J. C. J. Phys. Chem. Sol., 1970, vol. 31, N 8, p. 1947—1953.
- [17] Roberts J. M., Barnett D. M. Journ. de Phys., 1985, vol. 46, Coll. 10, Suppl. 12, p. 199—204.
- [18] Pinatti D. G., Roberts J. M. J. Appl. Phys., 1982, vol. 53, N 2, p. 933—939.
- [19] Lowley A., Breedis J. F., Meakin J. D. Acta Met., 1966, vol. 14, N 10, p. 1339—1347.

- [20] *Threader R., Feltham P.* Nuovo Cimento, 1976, vol. 33B, N 1, p. 155—159.
- [21] *Браун Н.* В кн.: Микропластичность. М.: Металлургия, 1972, с. 37—61.
- [22] *Schmitt W.* Trans. AIME, 1961, vol. 221, N 2, p. 409.
- [23] *Lazan B. J.* In: Internal Friction, Damping and Cyclic Plasticity, ASTM STP N 378. Baltimore, 1965, p. 1—20.
- [24] *Романовский П. И.* Ряды Фурье. Теория поля. Аналитические и специальные функции. Преобразование Лапласа. М.: Наука, 1973. 336 с.
- [25] *Tinder R. F., Washburn J.* Acta Met., 1964, vol. 12, N 2, p. 129—137.
- [26] *Смирнов Б. И.* Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 236 с.
- [27] *Клявин О. В.* Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М.: Наука, 1987. 256 с.
- [28] *Robinson W. H., Glover A. J., Wolfenden A.* Phys. St. Sol. (A), 1978, vol. 48, N 1, p. 155—163.
- [29] *Tanibayashi M.* J. Phys. Soc. Jap., 1978, vol. 45, N 3, p. 1063—1064.
- [30] *Сварц Дж., Виртман Дж.* В кн.: Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М.: ИЛ, 1963, с. 58—74.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1988 г.