

## ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ПРИМЕСИ НА АМПЛИТУДНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ АКУСТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА И ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{LiF:Mg}^{2+}$

© К.В.Сапожников, С.Б.Кустов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступила в Редакцию 23 февраля 1996 г.)

Одновременные измерения зависимостей величины акустопластического эффекта и поглощения энергии ультразвуковых колебаний частотой 100 кГц, вызывающих этот эффект, от амплитуды колебательной деформации проведены в процессе активного деформирования монокристаллов химически чистого LiF,  $\text{LiF:0.01\%Mg}^{2+}$  и  $\text{LiF:1\%Mg}^{2+}$  при комнатной температуре. Обнаружено сильное и неоднозначное влияние содержания примеси на характеристики акустопластического эффекта и величину амплитудно-зависимого внутреннего трения. Данные внутреннего трения свидетельствуют о том, что увеличение содержания примеси приводит к смене основного механизма акустопластического эффекта. Особенности акустопластического эффекта и внутреннего трения в примесных кристаллах объясняются наличием сильных дальнедействующих препятствий — кластеров примесно-вакансионных диполей и преципитатов  $\text{MgF}_2$ , ограничивающих колебательное движение дислокаций.

Акустопластический эффект (АПЭ) проявляется при наложении колебательной составляющей на статическую механическую нагрузку как увеличение скорости ползучести или как уменьшение напряжения течения при активном деформировании (см. обзор [1]). Ранее нами было исследовано влияние температуры на амплитудные зависимости АПЭ и внутреннего трения (ВТ) в процессе деформирования монокристаллов NaCl и примесного алюминия [2]. В качестве основного механизма АПЭ в этих экспериментах предлагалась механическая активация необратимого движения дислокаций через дальнедействующее поле внутренних напряжений. Отмечалась необходимость нового подхода к проблеме теоретического описания АПЭ. Важным в этом отношении представляется накопление данных по влиянию различных экспериментальных параметров на АПЭ. Так, практически отсутствуют работы, посвященные влиянию содержания примесей в исследуемых образцах на АПЭ. Лишь в [3] обнаружено, что увеличение в 2 раза содержания примесей внедрения (C+N) в железе приводит к уменьшению в 2 раза величины «мгновенного» падения деформирующего напряжения. Этот эффект связывался с уменьшением подвижности дислокаций с ростом концентрации примесей.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния содержания катионной примеси замещения  $Mg^{2+}$  в монокристаллах LiF на зависимости величины АПЭ и амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) от амплитуды колебательной деформации в процессе активного деформирования этих кристаллов. Измерения поглощения энергии колебаний, вызывающих АПЭ, позволяют получать дополнительную информацию о физических механизмах АПЭ [2,4].

## 1. Методика экспериментов

Компьютерно-управляемая установка [5] на базе метода составного пьезоэлектрического вибратора использовалась для возбуждения в образцах ультразвуковых колебаний частотой около 100 kHz и измерения АЗВТ. Совместная регистрация АЗВТ и АПЭ производилась в процессе трехточечного изгиба образцов, длина которых составляла три полуволны ультразвука. При этом точки приложения нагрузки совпадали с узлами смещения стоячей волны [6]. Образцы деформировались в гидравлической испытательной машине «Инстрон 1341» при постоянной скорости перемещения деформирующих опор  $10^{-5}$  mm/s.

Образцы в виде стержней прямоугольного сечения, ориентированных вдоль направления [100], выкалывались по плоскостям спайности из монокристаллов заводского изготовления, выращенных методом Киропулоса в одинаковых условиях из химически чистого сырья. Исследовались кристаллы химически чистого LiF (содержание ионов  $Mg^{2+}$  было менее 0.002 wt.%) и легированные кристаллы с содержанием 0.01 и 1 wt.% ионов  $Mg^{2+}$ . Примесь Mg в легированных кристаллах находилась в различном состоянии. В LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> в процессе медленного охлаждения кристалла вместе с печью примесь образует скопления. В LiF:1%Mg<sup>2+</sup> содержание примеси превышает предел растворимости при комнатной температуре, поэтому кроме кластеров примесь присутствует в виде преципитатов MgF<sub>2</sub>, которые обнаруживались визуально по помутнению кристаллов.

Измерения осуществлялись следующим образом. Образец нагружался, и после начала пластического течения последовательно производилось несколько совместных измерений амплитудных зависимостей АПЭ и ВТ. Амплитуда колебательной деформации  $\epsilon_m$  с заданным шагом сначала увеличивалась от некоторого минимального уровня до максимально достижимого установкой значения, а затем уменьшалась до минимума. Одно измерение амплитудных зависимостей АПЭ и ВТ занимало около 1 min. Влиянием степени предварительной деформации на величину АПЭ в наших экспериментах можно пренебречь, поскольку разброс амплитудных зависимостей АПЭ от измерения к измерению на одном образце был много меньше разброса от образца к образцу.

Поскольку при используемой схеме деформирования имеет место неоднородное напряженное состояние, то в качестве меры АПЭ использовалась величина падения деформирующей нагрузки  $\Delta P$ , а не деформирующего напряжения. При наложении колебательных напряжений на статическое происходит дополнительная пластическая деформация образца. Результатом этого и является падение деформирующей нагрузки  $\Delta P$ . Поскольку образец разгружается упруго, из

формул технической механики [7] для трехточечного изгиба и образца прямоугольного сечения получаем выражение  $\Delta P = 4Ew(h/s)^3\Delta d$ , где  $w$  и  $h$  — ширина и высота поперечного сечения образца,  $s$  — база изгиба,  $E$  — модуль упругости,  $\Delta d$  — величина дополнительного пластического прогиба образца под центральной опорой. Чтобы сравнить величины АПЭ, измеренные на разных образцах, будем использовать следующий коэффициент для пересчета величины АПЭ для  $i$ -го образца  $\Delta P_i$ ; к величине АПЭ для произвольно выбранного опорного образца  $\Delta P_0$ :

$$k_i = \Delta P_0 / \Delta P_i = (w_0/w_i)(h_0/h_i)^3(s_i/s_0)^3(E_0/E_i). \quad (1)$$

Выражение (1) получено при условии  $\Delta d_i = \Delta d_0$ .

Два образца химически чистого LiF и по три образца легированных кристаллов были использованы для измерений в процессе деформирования. Дополнительно были произведены измерения АЗВТ на кристаллах, длина которых составляла одну полуволну ультразвука используемой частоты, до и после деформирования трехточечным изгибом.

## 2. Экспериментальные результаты

Рис. 1 показывает типичные результаты одновременного измерения амплитудных зависимостей АПЭ и поглощения энергии колебаний, вызывающих этот эффект, для монокристаллов LiF (а), LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> (b) и LiF:1%Mg<sup>2+</sup> (c). Зависимости величины АПЭ от амплитуды колебательного напряжения  $\sigma_m$  для всех исследованных кристаллов сопоставлены на рис. 2. Данные пересчитаны по формуле (1). Амплитудно-зависимая часть зависимостей ВТ, измеренных в процессе деформирования, представлена на рис. 3 в координатах  $\ln \epsilon_m - \ln \delta_h$ .

Полученные результаты позволяют отметить следующее. Обнаруживается сильное и неоднозначное влияние содержания примеси как на величину АЗВТ, так и на характеристики АПЭ. АПЭ фиксируется, когда амплитуда колебательных напряжений превышает пороговую величину около 0.1, 0.9 и 0.6 МПа для LiF, LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> и LiF:1%Mg<sup>2+</sup> соответственно. Добавление Mg в количестве 0.01 wt.% приводит к резкому подавлению АПЭ в кристаллах LiF. При увеличении концентрации примеси до 1 wt.% АПЭ снова усиливается, при высоких амплитудах колебаний становясь даже сильнее, чем в кристаллах химически чистого LiF. Величина АЗВТ также минимальна в кристаллах LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>. Из рис. 3 видно, что АЗВТ может быть аппроксимировано степенной функцией  $\delta_h \propto \epsilon_m^n$  при всех амплитудах колебаний для LiF и при низких амплитудах для примесных кристаллов. Показатель степени  $n$  зависит от содержания примеси и для АЗВТ, измеренного при возрастании амплитуды колебаний, составляет соответственно около 0.8, 2.4, 2.5. В примесных кристаллах начиная с некоторых амплитуд наблюдается насыщение АЗВТ, которое при самых высоких амплитудах опять сменяется заметным ростом (в LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>). Функциональный вид АЗВТ, измеренного при убывании амплитуды колебаний, также близок к степенному, при этом показатель степени  $n$  практически не изменился в LiF и LiF:1%Mg<sup>2+</sup> и значительно уменьшился (до 1.6) в LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>. АЗВТ во всех исследованных кристаллах начинало проявляться при более низких амплитудах, чем

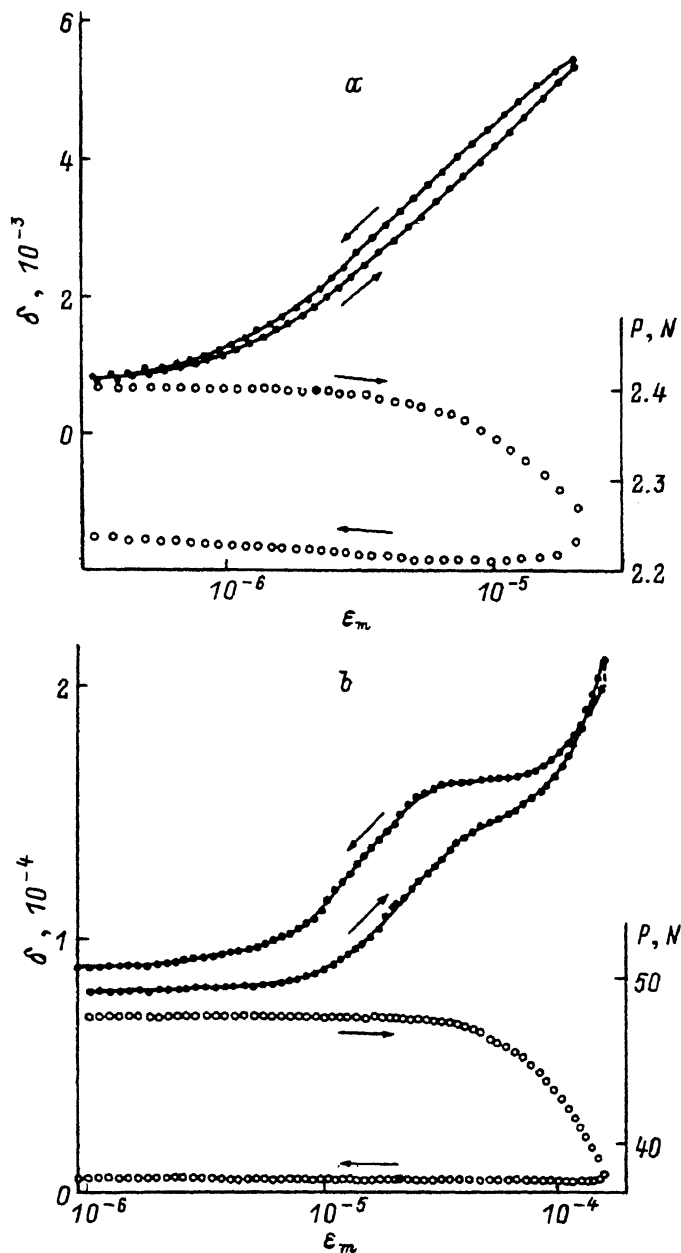


Рис. 1. Амплитудные зависимости декремента  $\delta$  вибратора и величины АПЭ  $\Delta P$ , одновременно измеренные в процессе деформирования образцов LiF (a), LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> (b) и LiF:1%Mg<sup>2+</sup> (c).

Стрелки показывают направление изменения амплитуды колебаний при измерениях.

АПЭ. Особо следует отметить, что амплитуды колебаний, при которых начинается насыщение АЗВТ в примесных кристаллах, хорошо совпадают с пороговыми амплитудами АПЭ для этих кристаллов. В результате измерений АЗВТ в примесных кристаллах происходит не-

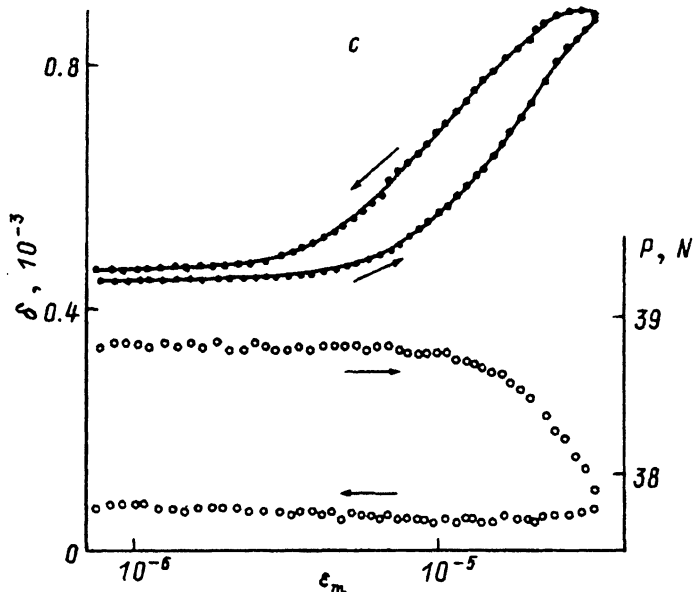


Рис. 1 (продолжение).

обратимый рост фонового ВТ, что не наблюдается в чистом LiF. Важно также, что рост фонового ВТ обнаруживался только в том случае, когда максимальная амплитуда колебаний превышала пороговую амплитуду АПЭ.

Рис. 4 показывает результаты измерений АЗВТ в примесных кристаллах после деформирования. Видно, что все особенности АЗВТ, наблюдавшиеся в процессе деформирования, сохраняются. Следовательно, они не связаны с самим процессом деформирования, а обусловлены особенностями структуры исследованных кристаллов. Важно, что в отсутствие статической нагрузки все особенности наблюдаются практически при тех же величинах амплитуды колебательной деформации, что и в процессе пластического деформирования. В кристалле  $\text{LiF} : 1\% \text{Mg}^{2+}$ , в котором удалось достичь более высоких амплитуд, чем при измерениях в процессе деформирования, проявились те же тенденции, что и в кристаллах  $\text{LiF} : 0.01\% \text{Mg}^{2+}$ , а именно переход к более сильному росту АЗВТ при самых высоких амплитудах колебаний и уменьшение величины  $n$  для АЗВТ, измеренного при убывании амплитуды. Следует отметить, что кристалл  $\text{LiF} : 0.01\% \text{Mg}^{2+}$  разрушился за доли секунды при достижении амплитуды колебательной деформации  $\epsilon_m \approx 3 \cdot 10^{-4}$  ( $\sigma_m \approx 25$  МПа).

### 3. Обсуждение

Предел текучести на сжатие  $\sigma_c$  для исследованных кристаллов значительно увеличивается с ростом содержания примеси и составляет около 6, 24 и 42 МПа для LiF,  $\text{LiF} : 0.01\% \text{Mg}^{2+}$  и  $\text{LiF} : 1\% \text{Mg}^{2+}$  соответственно [8]. Поведение АПЭ и АЗВТ с ростом концентрации примеси не коррелирует с концентрационной зависимостью  $\sigma_c$ , по крайней мере при больших концентрациях примеси. Это объясняется различ-

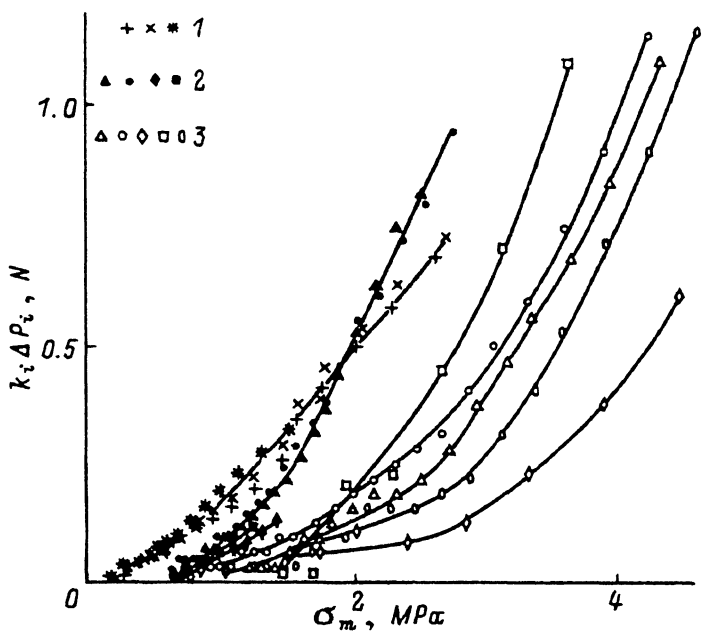


Рис. 2. Сравнение амплитудных зависимостей величины АЭ  $k_i \Delta P_i$  для различных образцов.

1 — LiF, 2 — LiF:1%Mg<sup>2+</sup>, 3 — LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>. Данные пересчитаны на образец LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> № 1.

ем в масштабах и механизмах процессов микро- и макродеформирования. Хотя и АЗВТ, и термоактивированная пластичность кристаллов LiF:Mg<sup>2+</sup> в основном определяются взаимодействием подвижных дислокаций с примесно-вакансионными диполями, величина  $\sigma_c$  значительно увеличивается с ростом концентрации примеси вследствие образования в высоколегированных кристаллах мощных дальнедействующих препятствий: кластеров примесно-вакансионных диполей и преципитатов MgF<sub>2</sub> (в LiF:1%Mg<sup>2+</sup>) [8–10]. Рост концентрации примеси обуславливает значительное уменьшение подвижности дислокаций [11], сопровождающееся увеличением плотности дислокаций в полосах скольжения [12]. Преципитатно упрочненные кристаллы LiF:1%Mg<sup>2+</sup> демонстрируют отсутствие стадии легкого скольжения и изменение характера упрочнения [8].

Увеличение скорости пластической деформации при АЭ может быть обусловлено либо движением имеющихся дислокаций, либо размножением дислокаций. АЭ в чистом LiF обусловлен в соответствии с [2] механической активацией движения существующих подвижных дислокаций. Об этом свидетельствует отсутствие необратимого роста фонового ВТ и особенностей функционального вида АЗВТ, которые можно было бы приписать росту плотности дислокаций. В отсутствие необратимой деформации АЗВТ в LiF хорошо аппроксимируется степенной функцией амплитуды колебаний во всем диапазоне амплитуд [13]. Наличие амплитудного гистерезиса АЗВТ в чистом LiF, согласно [2], есть следствие эффекта динамического деформационного старения:

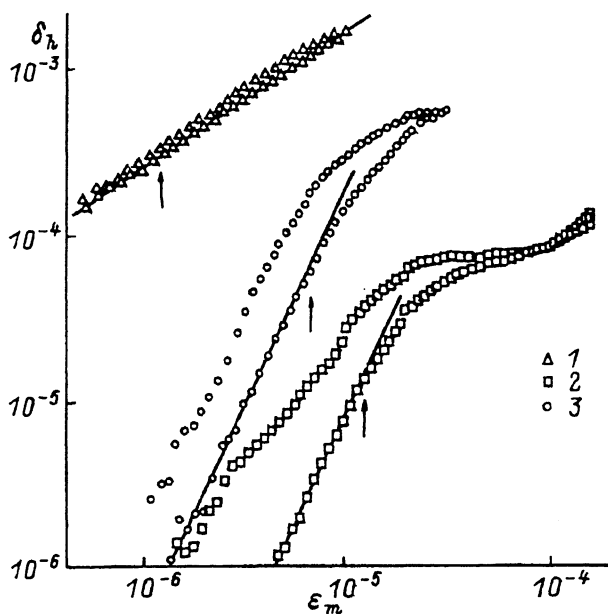


Рис. 3. Амплитудно-зависимые части декремента  $\delta_h$  в процессе деформирования образцов.

1 — LiF, 2 — LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>, 3 — LiF:1%Mg<sup>2+</sup>. Декремент вибратора пересчитан на образцы. Стрелки показывают пороговые амплитуды АПЭ. Прямые линии соответствуют степенным функциям с показателями степени 0,8, 2,4, 2,5.

подвижные дислокации в процессе измерения теряют сопровождающие их атмосферы примесных катионов.

Появление АЗВТ в отожженных кристаллах LiF:Mg<sup>2+</sup> связано с размножением дислокаций [14]. При измерениях в процессе деформирования примесных кристаллов АЗВТ обусловлено колебательным движением имеющихся подвижных дислокаций до тех пор, пока это движение не начинает лимитироваться мощными дальнедействующими препятствиями (примесные кластеры и преципитаты). Последнее и обуславливает насыщение АЗВТ (отклонение от степенной зависимости) с ростом амплитуды колебаний (рис. 3,4). Совпадение пороговой амплитуды АПЭ в примесных кристаллах с началом насыщения АЗВТ позволяет заключить, что АПЭ в примесных кристаллах в отличие от чистого LiF обусловлен размножением дислокаций вследствие взаимодействия подвижных дислокаций с примесными кластерами и преципитатами. В пользу размножения свидетельствует и значительный рост фонового ВТ в результате измерения АЗВТ в примесных кристаллах, который наблюдался только в случае, когда максимальная амплитуда превышала пороговую амплитуду АПЭ. Вообще говоря, увеличение фонового ВТ может быть обусловлено не только ростом общей плотности дислокаций вследствие размножения (согласно [6]), но и ростом плотности подвижных дислокаций вследствие разблокировки неподвижных дислокаций. Из данных только АЗВТ трудно сделать заключение, какой из этих процессов вызвал рост фонового ВТ. Но совместные с измерениями АЗВТ микроскопические исследования [14] показали, что в отсутствие подвижных дислокаций АЗВТ

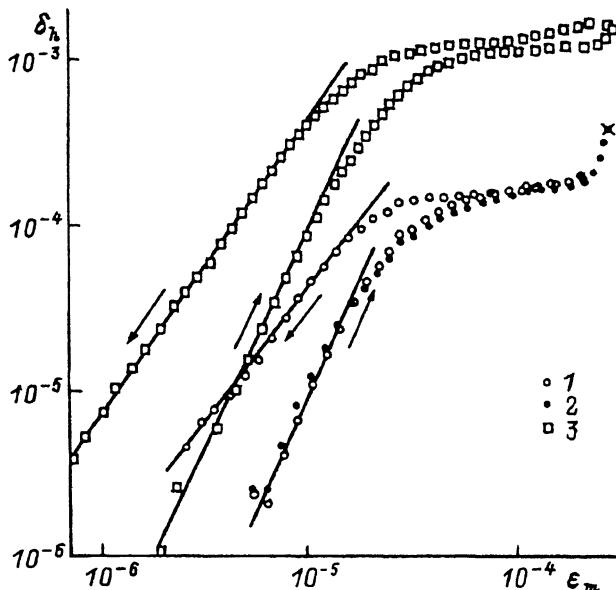


Рис. 4. Амплитудно-зависимые части декремента  $\delta_h$  различных образцов.

1, 2 —  $\text{LiF}:0.01\% \text{Mg}^{2+}$ , 3 —  $\text{LiF}:1\% \text{Mg}^{2+}$  после деформирования. Декремент вибратора пересчитан на образцы. Стрелки показывают направление изменения амплитуды колебаний при измерениях. Крестик соответствует мгновенному разрушению образца  $\text{LiF}:0.01\% \text{Mg}^{2+}$  при достижении амплитуды колебательной деформации  $\epsilon_m \approx 3 \cdot 10^{-4}$ .

в  $\text{LiF}:\text{Mg}^{2+}$  обусловлено именно размножением дислокаций. Усиление роста АЗВТ при самых высоких амплитудах, очевидно, и обусловлено дополнительным вкладом процесса размножения.

Исходя из предлагаемой интерпретации результатов, усиление АПЭ в  $\text{LiF}:1\% \text{Mg}^{2+}$  по сравнению с  $\text{LiF}:0.01\% \text{Mg}^{2+}$  можно связать со значительным уменьшением среднего расстояния между мощными дальнедействующими стопорами (кластерами и преципитатами). Чем выше плотность таких препятствий, тем при меньших смещениях подвижные дислокации вступают во взаимодействие с ними. Иначе объясняется неоднозначность концентрационной зависимости АЗВТ. Она обусловлена конкуренцией между уменьшением подвижности дислокаций и ростом их плотности с увеличением содержания примеси. При малых концентрациях преобладает первый процесс, а при больших — второй. Концентрационная зависимость величины  $n$  показывает, что  $n$  растет с увеличением концентрации изолированных примесно-вакансионных диполей, а не с общим содержанием примеси.

Факт несовпадения пороговой амплитуды АПЭ и амплитуды начала проявления АЗВТ противоречит результатам [1,4], но согласуется с данными [2]. Вообще говоря, с нашей точки зрения, такое совпадение должно наблюдаться только тогда, когда и АПЭ, и начальная стадия АЗВТ обусловлены размножением дислокаций, как это имело место при ползучести алюминия [4]. В остальных случаях возможное совпадение случайно, поскольку механизмы АПЭ и АЗВТ различны.

Ранее был сделан вывод о том, что, когда АПЭ обусловлен движением существующих дислокаций, ультразвук механически активизирует необратимое движение дислокаций через дальнедействующие поля



внутренних напряжений [2]. Источниками таких полей в исследованных кристаллах являются дислокации, а также примесные кластеры и преципитаты. Из результатов настоящей работы следует, что для активации дислокационного движения при контактном взаимодействии с примесными кластерами и преципитатами требуется приложение более высоких  $\sigma_m$ , чем для процесса размножения дислокаций. В чистом LiF ультразвук облегчает необратимое движение дислокаций в нескомпенсированных полях напряжений других дислокаций. Механизм АПЭ, реализующийся в чистом LiF, в значительной степени (или полностью) подавлен в примесных кристаллах. Этот факт можно объяснить тем, что среднее расстояние  $\Lambda$  между примесными кластерами или преципитатами в примесных кристаллах меньше средней длины волны  $\lambda$  поля внутренних напряжений, создаваемого дислокациями. Численная оценка дает для LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>  $\Lambda \approx 2 \cdot 10^{-8} - 1.5 \cdot 10^{-7}$  м при условии, что 1/6 часть катионов Mg<sup>2+</sup> находится в виде кластеров и их среднее число в кластере лежит в пределах 10–2700 [10]. Для LiF:1%Mg<sup>2+</sup> величина  $\Lambda$  много меньше. Величина  $\lambda$  близка к среднему расстоянию между дислокациями, равному  $1/\sqrt{\bar{\rho}}$ , где  $\bar{\rho}$  — средняя плотность дислокаций в плоскостях скольжения [15]. Полагая  $\bar{\rho} = 6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$  [12], получаем  $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-7}$  м, что заметно превышает диапазон оценок для  $\Lambda$ . Таким образом, дополнительное колебательное нагружение облегчает преодоление дислокациями упругих полей других дислокаций, если оно обеспечивает достаточно большие смещения дислокаций (чистый LiF), а в примесных кристаллах смещения дислокаций при колебаниях оказываются недостаточными. Отсутствие в химически чистом LiF особенностей АЗВТ, характерных для примесных кристаллов, показывает, что доля примесных катионов, находящихся в кластерах, много меньше в нелегированных кристаллах, чем в LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup>. Оценки показывают, что в противном случае в нелегированных кристаллах  $\Lambda$  также оказывается меньше  $\lambda$ .

В процессе деформирования размножение дислокаций под действием ультразвука начиналось при  $\sigma_m \approx 0.04\sigma_c$  в LiF:0.01%Mg<sup>2+</sup> и  $\sigma_m \approx 0.014\sigma_c$  в LiF:1%Mg<sup>2+</sup>. Сопоставление данных рис. 3 и 4 показывает, что в отсутствие квазистатической нагрузки размножение дислокаций в примесных кристаллах начинается практически при тех же величинах  $\sigma_m$ , что и в процессе деформирования. В чистых кристаллах размножение не наблюдалось, хотя максимальная амплитуда достигала величин  $\sigma_m \approx 0.4\sigma_c$ , а в экспериментах на монокристаллах NaCl [2] даже  $\sigma_m \approx 2\sigma_c$ . Размножение дислокаций в примесных кристаллах под действием очень низких  $\sigma_m$  можно объяснить только тем, что подвижные дислокации при колебательном движении взаимодействуют с примесными кластерами и преципитатами. Механизм такого взаимодействия неясен, однако очевидно, что важную роль в нем играют высокий уровень локальных внутренних напряжений и колебательный характер нагружения. Результаты настоящей работы показывают, что простая суперпозиция статических и колебательных напряжений не объясняет наблюдаемого воздействия наложения напряжений на процесс размножения, равно как и на процесс поступательного движения существующих дислокаций [2]. Появление АПЭ обуславливается в первую очередь особенностями структуры исследуемых кристаллов.

Феноменологические модели АПЭ [16–20] ограничиваются введением одного структурно-чувствительного параметра. Это либо величи-

на активационного объема  $V$  процесса термоактивированной пластической деформации [16–19], либо показатель степени  $m^*$  в уравнении  $\bar{v} = (\tau_e/\tau_0)^{m^*}$  (где  $\tau_e$  — эффективное напряжение,  $\tau_0$  — константа,  $\bar{v}$  — средняя скорость движения дислокаций) [20]. Величина АПЭ в моделях [16–19] заметно зависит от  $V$  только при малых амплитудах колебаний. Согласно [20], АПЭ должен усиливаться с ростом концентрации примеси в твердом растворе вследствие концентрационной зависимости величины  $m^*$ . Однако, как известно, величина  $m^*$  не зависит от концентрации примеси [10], а авторы [20] оперируют величинами  $m^*$ , полученными без учета внутренних напряжений.

Таким образом, результаты настоящей работы, как и данные [2], не могут быть объяснены в рамках существующих моделей АПЭ [16–20]. Ни принцип суперпозиции напряжений, ни уравнения термоактивированной пластической деформации не годятся для теоретического описания АПЭ, по крайней мере в случае высокой частоты колебательного нагружения (порядка  $10^5$  Hz). Факт невыполнения принципа суперпозиции напряжений в наших экспериментах означает, что процессы деформирования кристаллов при наложении ультразвука определяются, согласно [21], длинами пробегов дислокаций между барьерами, а не скоростными зависимостями движения дислокаций от напряжения.

Авторы выражают благодарность С.Н.Голяндину за помощь в работе, С.П.Никанорову за обсуждение рукописи, А.В.Никифорову за предоставленные для исследования кристаллы и полезные дискуссии.

### Список литературы

- [1] А.Б. Лебедев. ФТТ **35**, 9, 2305 (1993).
- [2] К.В. Сапожников, С.Б. Кустов. ФТТ **37**, 9, 2819 (1995); **38**, 1, 127 (1996).
- [3] О.М. Смирнов. ФХОМ, **2**, 134 (1988).
- [4] А.Б. Лебедев, С.Б. Кустов, В.К. Кардашев. ФТТ **29**, 12, 3563 (1987).
- [5] С.Б. Кустов, В.К. Кардашев, В.И. Иванов и др. Препринт ФЭИ-2141. Обнинск. (1990). 22 с.
- [6] С.П. Никаноров, В.К. Кардашев. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М. (1985). 254 с.
- [7] Справочник по технической механике / Под ред. А.Н. Динника. М. (1949). 734 с.
- [8] А.В. Никифоров, Ю.Г. Носов, М.Б. Мухамеджанова, О.В. Клявин, П.И. Антонов. ФТТ **29**, 2, 485 (1987).
- [9] W.G. Johnston. J. Appl. Phys. **33**, 6, 2050 (1962).
- [10] F. Guiu, T.G. Langdon. Phil. Mag. **30**, 1, 145 (1974).
- [11] Л.М. Сойфер, З.А. Шеголева, Р.А. Мадикян. ФТТ **11**, 12, 3665 (1969).
- [12] Б.И. Смирнов, Т.В. Самойлова, Е.В. Блехер. ФТТ **13**, 11, 3295 (1971).
- [13] С.Б. Кустов, С.Н. Голяндин, В.К. Кардашев. ФТТ **30**, 7, 2167 (1988).
- [14] Б.И. Смирнов, В.А. Челноков, Н.Л. Кузьмин. ФТТ **25**, 2, 519 (1983).
- [15] И.В. Стратан, А.А. Предводителев. ФТТ **12**, 6, 1729 (1970).
- [16] G.S. Baker, S.H. Carpenter. J. Appl. Phys. **38**, 4, 1586 (1967).
- [17] R. Friedrich, G. Kaiser, W. Pechhold. Zs. Metallkunde **60**, 5, 390 (1969).
- [18] А.В. Козлов, Н.С. Мордюк, С.И. Селицер. ФТТ **28**, 6, 1818 (1986).
- [19] M. Tanibayashi. Phys. Stat. Sol. (a) **128**, 1, 83 (1991).
- [20] T. Endo, K. Suzuki, M. Ishikawa. Trans. JIM **20**, 12, 706 (1979).
- [21] А.А. Предводителев, И.К. Ракова, Нан Хун-бинь. ФТТ **9**, 1, 300 (1967).