

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ И МЕХАНИЗМ КОРРЕЛЯЦИИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В УСЛОВИЯХ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

*М. А. Лебедкин**, *Л. Р. Дунин-Барковский†*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 августа 1997 г.

Экспериментально изучены сложное временное поведение и статистика скачкообразной деформации, связанной с эффектом Портевена — Ле Шателье в моно- и поликристаллах сплава Al–Mg. Найдены условия, при которых скачки нагрузки не имеют характерного размера, а распределены по степенному закону. Такой критический характер статистики наблюдается при различных типах динамики пластического течения: распространении деформационных полос и лавинообразном скольжении, аналогичном поведению моделей самоорганизующейся критичности. Показано, что пространственная корреляция процессов коллективного движения дислокаций определяется неоднородными упругими напряжениями в дислокационном ансамбле. Компьютерная модель, учитывающая локальное свойство нелинейности сопротивления кристаллов пластическому течению в условиях эффекта Портевена — Ле Шателье и корреляцию деформационных процессов, хорошо описывает как статистику эффекта, так и пространственно-временное поведение локализации деформации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание теории динамических систем [1] изменило подходы к изучению различных явлений во многих областях науки, от физики до биологии. Дислокационный ансамбль представляет собой пример динамической диссипативной системы взаимодействующих элементов, в эволюции которой проявляются эффекты пространственной и временной самоорганизации. Вопросам коллективного поведения дислокаций посвящен ряд обзорных статей (например, [2, 3]). Хорошо известно явление неустойчивости пластического течения — скачкообразной деформации, связанной с кратковременным когерентным скольжением больших групп дислокаций. Это явление может быть обусловлено различными микроскопическими механизмами. Однако пространственно-временное поведение деформации часто проявляет универсальные черты, не зависящие от природы неустойчивости [4]. С другой стороны, в зависимости от условий деформации для одного и того же механизма может наблюдаться целый спектр деформационных кривых, от относительно регулярных до типичных для нестационарных случайных процессов [5–7]. Разным типам макроскопического поведения соответствует качественно отличающаяся динамика скольжения дислокаций. Это разнообразие представляет не меньший интерес, чем универсальность. Возможность воздействия

* E-mail: lebedkin@issp.ac.ru

† E-mail: dbarkov@issp.ac.ru

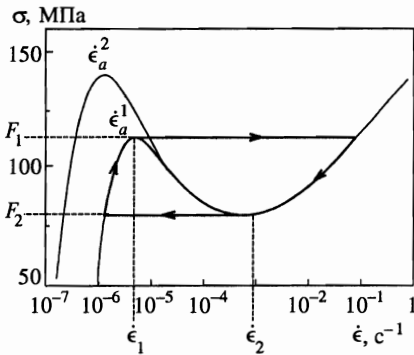


Рис. 1. Зависящая от скорости пластического течения компонента $F(\dot{\epsilon})$ деформирующего напряжения для двух значений скорости деформирования $\dot{\epsilon}_a$ ($\dot{\epsilon}_a^1 > \dot{\epsilon}_a^2$)

на динамическое состояние коллектива дислокаций путем изменения экспериментальных условий, микроструктуры и размера образцов обуславливает интерес к пластической деформации как к модели для изучения кооперативных явлений в диссипативных системах.

Скачкообразное пластическое течение разбавленных сплавов, связанное с эффектом Портевена — Ле Шателье [8], обнаруживает, по-видимому, наиболее разнообразное поведение. Микроскопический механизм этого эффекта детально изучен [9]. Причина неустойчивости пластического течения в этом случае связана с тем, что диффузия примесных атомов к дислокациям, остановившимся на препятствиях, — динамическое деформационное старение — приводит к возникновению участка отрицательной скоростной чувствительности деформирующего напряжения σ : меньшее σ требуется для поддержания большей скорости пластического течения $\dot{\epsilon}$. Происхождение такого участка нетрудно понять: чем ниже скорость течения, тем больше время ожидания дислокаций на препятствиях и, следовательно, больше примесных атомов успевают диффундировать к дислокации, повышая при этом потенциальный барьер для ее открепления. Конкуренция между нормальной положительной скоростной чувствительностью термоактивируемых процессов и отрицательной примесной компонентой является причиной N -образной зависимости σ от $\dot{\epsilon}$ (рис. 1). В идеальном случае однородной деформации кристалла отрицательное сопротивление течению, подобно отрицательному дифференциальному электрическому сопротивлению, должно приводить к периодическим осцилляциям скорости пластического течения типа релаксационных колебаний [10]. При деформировании с постоянной скоростью осцилляции $\dot{\epsilon}$ преобразуются в осцилляции σ вследствие упругой реакции деформирующей машины. Идеальная периодическая картина нарушается из-за конечности силы связи между дислокациями, которая является, таким образом, важным параметром, определяющим динамику скольжения и характер нерегулярности деформационных кривых.

Существует глубокая аналогия между эффектом Портевена — Ле Шателье и неустойчивостью при сухом трении, которая является парадигмой явления самоорганизующейся критичности в динамических системах с большим числом степеней свободы [11, 12]. Теоретические модели сухого трения использовались для объяснения статистики землетрясений и основаны на допущении аномальной отрицательной [12] зависимости коэффициента трения от относительной скорости скольжения тел. Данный тип неустойчивости приводит к лавинообразным процессам, которые не имеют характерного масштаба, а распределены по степенному закону и в этом смысле отвечают кри-

тическому состоянию системы. О возможности возникновения самоорганизующихся критических состояний при различных механизмах низкотемпературной скачкообразной деформации сообщалось в [4] на основании наблюдения универсального поведения статистики электрических откликов на процессы двойникования и катастрофического скольжения. Первые исследования статистики эффекта Портевена — Ле Шателье обнаружили, что она также подчиняется степенному закону в некотором диапазоне условий деформации, однако полная картина этим не исчерпывается [5–7]. Другой подход к созданию динамической модели эффекта основан на предсказанной теоретически [13] и получившей первые экспериментальные подтверждения [14] возможности хаотического поведения в условиях неустойчивости Портевена — Ле Шателье. В отличие от самоорганизующейся критичности для возникновения детерминированного хаоса необходимо лишь несколько степеней свободы, очевидно соответствующих коллективным степеням свободы дислокаций. Эти две концепции не исключают возможности существования различных типов коррелированного поведения дислокаций в зависимости от условий деформации.

В представленной работе используется статистический подход для количественного анализа деформационных кривых в условиях неустойчивости пластического течения. Экспериментально изучены влияние скорости деформации, температуры, микроструктуры и размера образцов сплава Al–Mg на характер кривых деформации и статистику скачков деформирующего напряжения. Получены данные о микроскопическом механизме пространственной корреляции деформационных процессов и об условиях, при которых динамические и статистические свойства эффекта Портевена — Ле Шателье носят критический характер. Исследована нелокальная динамика компьютерной модели, рассматривающей деформируемый кристалл как одномерную связанную цепочку элементов, пластическое течение которых описывается локальным нелинейным материальным уравнением.

2. МЕТОДИКА

Поликристаллы сплава Al–3 at.% Mg и монокристаллы сплава Al–4.5 at.% Mg вырезались в стандартной форме для экспериментов на растяжение (двусторонние лопатки) и деформировались на жесткой испытательной машине (жесткость системы «машина–образец» $C \approx 10^7$ N/m) с постоянной скоростью захватов, соответствующей скорости деформации в диапазоне $\dot{\epsilon}_a = 2 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹, при температурах $T = 20, 80$ и 120°C . Длина l , ширина d и толщина w рабочей части поликристаллических образцов варьировались в интервалах $l = 18-36$ мм, $d = 1-6$ мм и $w = 0.5-2$ мм. Монокристаллические образцы имели размеры $l = 7-28$ мм, $d = 1-5.5$ мм и $w = 0.7-1.5$ мм. Ориентация монокристаллов вблизи кристаллографических направлений типа $\langle 111 \rangle$ или $\langle 100 \rangle$ соответствовала множественному скольжению. Для изучения влияния микроструктурного состояния проводилась рекристаллизация поликристаллических образцов, полученных холодной прокаткой до степени деформации $\epsilon = 0.5$, с помощью отжига при различных температурах в диапазоне от 360° до 460°C . Средний размер зерен варьировался в зависимости от температуры отжига в интервале 50–500 мкм.

Поскольку микроструктурное состояние кристаллов изменяется по мере деформации, что находит отражение в изменении скорости деформационного упрочнения, идеальная статистическая процедура должна заключаться в накоплении данных в узком

интервале вблизи одной и той же степени деформации ϵ для статистически большого числа образцов с идентичным коэффициентом упрочнения, что было бы эквивалентно усреднению по статистическому ансамблю. В реальном эксперименте это сделать нельзя, поэтому в тех случаях, когда наблюдалась систематическая зависимость средней глубины скачков $\Delta\sigma$ от ϵ , которая в наших опытах была с хорошей точностью линейной, она учитывалась с помощью нормировки значений $\Delta\sigma$ на прямую $f(\epsilon)$ линейной регрессии $\Delta\sigma$ на ϵ . Затем изучались распределения нормированной глубины скачков напряжения $s = \Delta\sigma/f(\epsilon)$.

Влияние микроструктуры приводит к варьированию формы распределений от образца к образцу. Поэтому в каждом опыте накапливались статистические данные для ряда значений скорости деформации $\dot{\epsilon}_a$ при фиксированной температуре T или для разных T при фиксированной $\dot{\epsilon}_a$. При этом с помощью повторной регистрации участка деформационной кривой при значении исследуемого параметра, выбранном в качестве реперного, проверяли неизменность характера распределений в течение опыта. Оказалось, что качественный характер изменения статистики при изменении условий деформации одинаков для всех образцов. Объем случайной выборки для каждого набора параметров составлял 100–300 скачков напряжения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение статистических распределений амплитуд скачков напряжения позволяет судить о степени отклонения реальной деформационной кривой от идеального случая регулярных релаксационных колебаний с постоянной амплитудой. Основная тенденция в изменении статистики скачков при варьировании экспериментальных условий заключается в постепенном переходе от колоколообразных, близких к нормальному, распределений к асимметричным, монотонно убывающим распределениям. При этом происходят качественные изменения формы деформационных кривых, соответствующие изменениям пространственной картины локализации скольжения в деформируемом образце (см. также [15]). Целью этого раздела является описание влияния различных экспериментальных параметров на статистические распределения и пространственную природу деформационных процессов.

Влияние микроструктурного состояния кристаллов наиболее отчетливо видно при сравнении начальной стадии деформации, характеризующейся неустановившейся дислокационной микроструктурой, и более поздней стадии, соответствующей почти стабилизированной микроструктуре, а также при сопоставлении данных для монокристаллов и поликристаллов, подвергнутых отжигу при разных температурах. При степени деформации $\epsilon < 3\text{--}5\%$ (монокристаллы) или $6\text{--}8\%$ (поликристаллы) наблюдается быстрое деформационное упрочнение, при этом скачки напряжения характеризуются большими разбросами амплитуды и времени возникновения. На последующей стадии с близким к нулю средним коэффициентом упрочнения (в этом смысле квазистационарной) скачки становятся более регулярными. На рис. 2а и в приведены примеры участков деформационных кривых на этой стадии при деформации поли- и монокристаллов со скоростью вблизи нижнего края исследованного интервала $\dot{\epsilon}_a$. Такая форма кривых соответствует локализации деформации в полосах скольжения. Как следует из оптических наблюдений поверхности образцов, каждый скачок связан с формированием локализованной полосы с типичной шириной порядка миллиметра. Регулярность деформа-

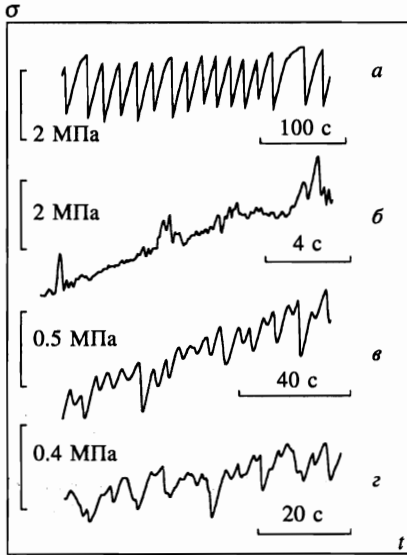


Рис. 2. Участки деформационных кривых при комнатной температуре на стадии установившейся скачкообразной деформации одного из поликристаллов (отжиг при 400°С) со скоростью $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (а), $5.3 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ (б) и монокристаллических образцов с шириной $d = 4 \text{ мм}$ (в) и 1.2 мм (г) при $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$

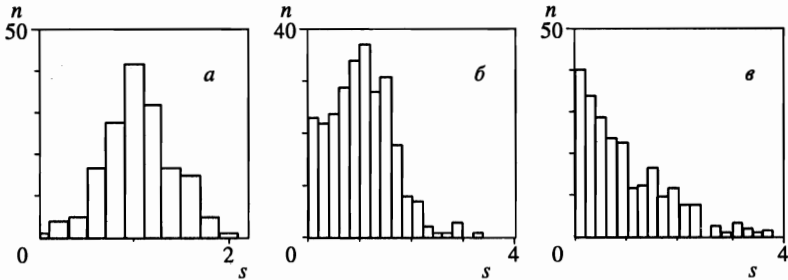


Рис. 3. Гистограммы распределений нормированной амплитуды скачков деформирующего напряжения при $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ для поликристалла (отжиг при 400°С) (а) и монокристаллов с шириной $d = 4 \text{ мм}$ (б) и 1.2 мм (в)

ционных кривых на стадии установившейся скачкообразной деформации проявляется в существовании характерной величины скачков напряжения — максимума на гистограммах распределений (рис. 3а, б). Начальная стадия деформации характеризуется более широким максимумом (поликристаллы) или монотонно убывающими распределениями (монокристаллы). Таким образом, уменьшение пластичности материала при деформационном упрочнении приводит к сужению распределений амплитуд скачков, которое оказывается тем слабее, чем меньше размер зерна в отожженных поликристаллических образцах, и практически отсутствует в неотожженных образцах.

Такое же влияние пластичности следует из анализа роли предеформации в результате холодной прокатки поликристаллов. Сравнивались форма деформационных кривых (например, рис. 2а и в) и распределений (например, рис. 3а и б) для различных образцов на одинаковой стадии скачкообразной деформации. Выше уже упоминались различия распределений для поли- и монокристаллов на начальной стадии. В услови-

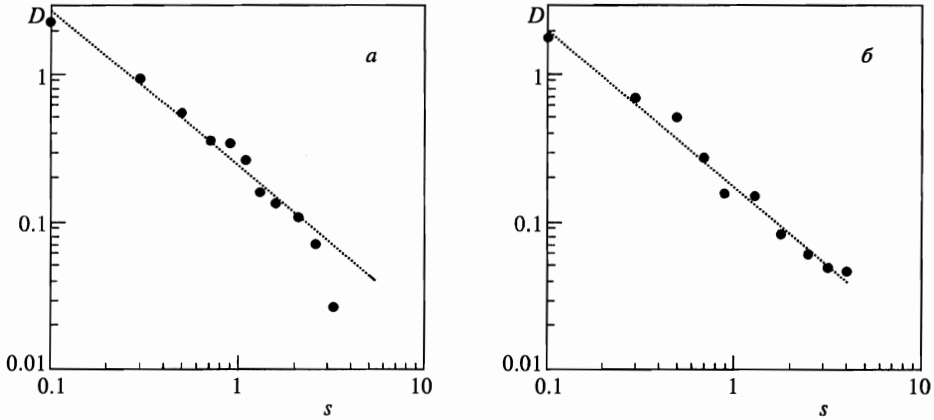


Рис. 4. Функции плотности распределений $D(s)$ нормированной глубины скачков деформирующего напряжения для поликристалла, деформированного при $T = 20^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_a = 8.2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ (а), и для монокристалла при $T = 120^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (б). Наклоны кривых соответствуют оценкам показателя степени α зависимости $D(s) \sim s^\alpha$: $\alpha \approx -1.08 \pm 0.06$ (а) и $\alpha \approx -1.06 \pm 0.08$ (б)

ях установившегося пластического течения наиболее узкие распределения наблюдаются в случае неотожженных поликристаллов. При деформации отожженных поликристаллов или монокристаллов наблюдается заметно бóльшая вероятность скачков небольшой глубины, так что центр масс распределений смещается в сторону малых амплитуд скачков.

Исследования влияния скорости деформации, температуры и размера образцов проводились на стадии стабилизированной скачкообразной деформации. При увеличении $\dot{\epsilon}_a$ происходит изменение характера неустойчивости деформации (см. рис. 2а, б), соответствующее переходу от локализации дислокационного скольжения в неподвижных деформационных полосах (полосах скольжения) к возникновению полос, распространяющихся вдоль кристалла. Это явление хорошо известно для поликристаллов, в которых наблюдаются ярко выраженные типы деформационных кривых и пространственной корреляции процессов дислокационного скольжения [7, 15]. Кривые деформации монокристаллов менее регулярны, и их не удается строго классифицировать. В связи с этим в литературе практически отсутствуют данные для монокристаллов. Исследования показали, что общая тенденция влияния скорости на кривые деформации и распределения $\Delta\sigma$ одинакова для моно- и поликристаллических образцов. Поэтому статистика скачков деформирующего напряжения является удобной количественной характеристикой изменений, происходящих при варьировании условий деформации.

Статистический анализ показывает, что распределения амплитуд скачков прогрессирующе уширяются с увеличением $\dot{\epsilon}_a$, что связано с появлением скачков разного масштаба. Выше некоторой скорости, зависящей от температуры и образца, наблюдаются монотонно убывающие зависимости (рис. 4а). При этом скачки напряжения связаны с процессами зарождения, а также с флуктуациями ширины и скорости движущихся деформационных полос. Сравнение данных для различных образцов дополняет вывод о влиянии микроструктуры, сделанный выше по результатам измерений при низких скоростях деформации: чем пластичнее материал, тем меньше значение $\dot{\epsilon}_a$, выше ко-

того распределения становятся монотонно убывающими. Важной особенностью монотонных распределений является то, что в широких интервалах $\dot{\epsilon}_a$ они удовлетворительно аппроксимируются степенной зависимостью $D(s) \sim s^\alpha$ с показателем степени $\alpha = -1 \div -1.5$. Пример функции плотности распределения $D(s)$ нормированной величины скачков, подчиняющейся степенному закону, приведен на рис. 4а. Отсутствие характерного масштаба деформационных процессов дает основания говорить о критическом состоянии дислокационной системы.

Другая особенность критического типа наблюдалась при деформировании монокристаллов, когда температура была увеличена до 120°C, а скорость деформации соответствовала (см. подпись к рис. 3) колоколообразным распределениям $\Delta\sigma$ при комнатной температуре. В этих условиях кривые деформации монокристаллов, несмотря на значительный разброс $\Delta\sigma$, имеют ярко выраженный тип, характерный для локализации скольжения в неподвижных деформационных полосах. Тем не менее соответствующие распределения описываются степенными зависимостями $D(s)$ (рис. 4б) с показателем α , принадлежащим тому же диапазону, что и при распространении деформационных полос при высоких $\dot{\epsilon}_a$ ¹⁾. Однако в отличие от случая распространения степенной закон распределений, связанный с формированием локализованных полос, наблюдается только в узком диапазоне T и $\dot{\epsilon}_a$. Более подробно влияние температуры на проявления эффекта Портевена — Ле Шателье описано в работе [16].

Исследование влияния длины образцов представляло интерес с точки зрения моделей самоорганизующейся критичности [11, 12], характеризующихся скейлинговой зависимостью статистики от размера системы. В отличие от предсказаний этих моделей распределения амплитуд скачков напряжения в условиях эффекта Портевена — Ле Шателье оказались нечувствительны к длине образцов в исследованном интервале. В то же время уменьшение ширины монокристаллов приводит к такому же влиянию на кривые деформации и гистограммы, как и повышение пластичности образцов (рис. 2г и 3в). При варьировании размеров поликристаллических образцов такой эффект отсутствует.

Влияние деформации и поперечного размера образцов на характер статистики скачков напряжения позволяет судить о возможном механизме связи между процессами скольжения, протекающими в условиях неустойчивости деформации. Действительно, существование наиболее вероятной амплитуды скачков, вокруг которой распределены величины $\Delta\sigma$ в массивных образцах при больших деформациях, свидетельствует о более сильной корреляции в дислокационной системе по сравнению с пластичными или тонкими кристаллами, в которых наблюдаются скачки разного масштаба. Это можно объяснить, предполагая, что распространение деформации в соседние плоскости скольжения связано с возникновением упругих напряжений при неоднородном пластическом течении. Пластическая релаксация упругих полей должна приводить к уменьшению эффективной силы связи между соседними элементами. Поэтому влияние деформации может быть обусловлено ухудшением условий пластической релаксации вследствие создания барьеров для движения дислокаций, а уменьшение поперечного размера кристалла, напротив, способствует релаксации за счет выхода дислокаций на поверхность. Размерный эффект не проявляется в поликристаллах, поскольку границы зерен служат эффективными барьерами движению дислокаций. Отметим, что влияние температуры

¹⁾ Аналогичное поведение удалось наблюдать в недавних опытах по прямой регистрации локализации и распространения деформационных полос при комнатной температуре в поликристаллах со средним размером зерна до нескольких миллиметров.

и скорости деформации не противоречит сделанным выводам, однако анализ этих эффектов требует также учета изменения формы функции скоростной чувствительности напряжения $F(\dot{\epsilon})$ (см. ниже).

Природа возникновения упругих напряжений при неоднородном пластическом течении была впервые объяснена в работе [17] и заключается в том, что несоответствие пластических деформаций соседних областей кристалла должно компенсироваться упругими деформациями, для того чтобы выполнялось условие непрерывности полной деформации. В работах [15, 18] обсуждаются также другие механизмы пространственной связи между примыкающими элементами деформируемого материала: переход дислокаций в соседние плоскости вследствие двойного поперечного скольжения, нелокальное упрочнение в деформационной полосе и, наконец, нарушение одноосности напряжения из-за изменения формы образца при деформации. Предсказанные в [15, 18] качественные зависимости для перечисленных механизмов находятся в противоречии с наблюдаемым влиянием деформации и размера образцов на статистику скачков напряжения. Приведенные в них оценки характерных величин силы связи также подтверждают преобладающую роль упругого взаимодействия. Это позволяет построить простую модель неоднородной скачкообразной деформации.

4. КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Локальные динамические свойства эффекта Портевена — Ле Шателье, относящиеся к скольжению дислокаций в одном поперечном сечении кристалла, приближенно описываются нелинейным материальным уравнением, связывающим напряжение с пластической деформацией ϵ и скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ [19]:

$$\sigma = h\epsilon + F(\dot{\epsilon}). \quad (1)$$

Коэффициент упрочнения h , характеризующий возрастание атермической компоненты σ , принимается для простоты постоянным. Дислокационные модели (например, [9]) предсказывают N -образную зависимость $F(\dot{\epsilon})$, отвечающую за взаимодействие подвижных дислокаций с локальными препятствиями (рис. 1). Фазовый портрет системы в координатах $(\sigma, \dot{\epsilon})$, схематически изображенный на рис. 1, представляет собой циклическую орбиту, включающую два горизонтальных скачка (релаксационные колебания [10]). В координатах (σ, ϵ) это соответствует периодической скачкообразной кривой деформации. Чтобы учесть неоднородность пластического течения, образец рассматривается в виде одномерной цепочки из N блоков, представляющих элементарные области минимального размера, в которых деформацию можно считать квазиоднородной. Такие области могут, по-видимому, представлять собой связки линий скольжения, образующиеся квазиодновременно по отношению к времени формирования деформационных полос. Выбор одномерной модели отражает экспериментальный факт, что зарождение полос происходит намного быстрее их аксиального распространения. Используя полученные экспериментальные свидетельства упругой природы корреляции деформационных процессов, связь между соседними элементами можно имитировать гармоническими пружинами с коэффициентом упругости K . Если деформация какого-либо блока происходит некогерентно с его соседями, возникает возвращающее напряжение, стремящееся выравнять скорости пластического течения. Модифицированное материальное уравнение для i -го блока теперь выглядит следующим образом:

$$\sigma = h\epsilon_i + F(\dot{\epsilon}_i) + K((\epsilon_i - \epsilon_{i-1}) + (\epsilon_i - \epsilon_{i+1})). \quad (2)$$

В континуальном пределе это эквивалентно добавлению слагаемого $C\delta_x^2\epsilon$ [20] к правой части уравнения (1). Здесь C — постоянная связи (первые производные не входят в равенство из-за инвариантности по отношению к повороту образца). Постоянные K и C связаны соотношением $K = Ca^2$, где a — характеристическая длина, имеющая смысл радиуса взаимодействия.

К этому уравнению надо добавить соотношение, описывающее условия деформации. Задаваемая машиной скорость деформирования $\dot{\epsilon}_a$ складывается из двух составляющих — скорости упругой деформации системы «машина–образец», описываемой законом Гука, и скорости пластического течения образца, получаемой в случае неоднородной деформации с помощью усреднения по образцу:

$$\dot{\epsilon}_a = \frac{\dot{\sigma}}{M} + \frac{1}{N} \sum \dot{\epsilon}_i, \quad (3)$$

где M — эффективная жесткость системы (модуль упругости образца в идеальном случае бесконечно жесткой деформирующей машины).

Форма зависимости $F(\dot{\epsilon})$ рассчитывалась на основании микроскопической модели [9, 21]. При увеличении $\dot{\epsilon}_a$ уменьшается высота аномального участка кривой, а положение максимума $\dot{\epsilon}_1$ смещается в область более высоких $\dot{\epsilon}$ (рис. 1). Аналогично, повышение температуры приводит к увеличению $\dot{\epsilon}_1$ [7, 22], хотя количественные расчеты затруднены из-за недостаточных данных о термоактивационных параметрах. Детали численного решения системы уравнений приведены в [7]. Параметры модели варьировались в интервалах $K = (0.03 - 1.0)M$, $\dot{\epsilon}_a = (0.01 - 0.6)\dot{\epsilon}_2$, $h = (0 - 0.01)M$, $N = 25 - 600$. Неоднородность вносилась в систему только за счет случайного выбора начальных значений $\dot{\epsilon}_i$ с величиной флуктуаций в интервале $0.05\dot{\epsilon}_1$. Случайные выборки для каждого набора параметров накапливались после достижения статистически стационарного состояния скачкообразной деформации без внесения дополнительного шума.

Используемая модель имеет существенные отличия от моделей землетрясений, рассматривающих движение цепочки недеформируемых блоков [12]. Во-первых, в предлагаемой модели исследуется пластическая деформация системы связанных блоков, каждый из которых характеризуется значениями ϵ_i и $\dot{\epsilon}_i$, являющимися решениями уравнений пластического течения (2), (3). Важным следствием этого является возможность использования приближения ближайших соседей, поскольку скорость пластического течения экспоненциально зависит от напряжения. Во-вторых, сила трения в моделях землетрясений считается монотонно убывающей функцией скорости. Использование основанной на микроскопической теории N -образной формы функции сопротивления течению обуславливает существование характерного временного масштаба, связанного с периодом релаксационных колебаний в однородном образце.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Решение системы уравнений (2), (3) искали в виде зависимостей $\sigma(t)$ и $\dot{\epsilon}_i(t)$. Кривые $\sigma(t)$ анализировались аналогично экспериментальным деформационным кривым. Зависимости $\dot{\epsilon}_i(t)$ отражают динамические свойства модели — эволюцию пространственного распределения скорости деформации. Оказалось, что качественный характер численного решения определяется параметрами K и $\dot{\epsilon}_a$, а варьирование h приводит

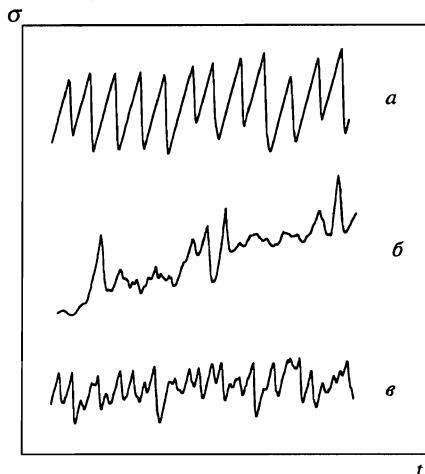


Рис. 5. Примеры формы модельных кривых деформации при $K = 0.5M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.05\dot{\epsilon}_2$ (а), при увеличенной скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 0.3\dot{\epsilon}_2$ (б) и уменьшенной константе связи $K = 0.15M$ (в)

лишь к некоторому смещению диапазонов K и $\dot{\epsilon}_a$, в которых наблюдается то или иное поведение. Ниже приводятся результаты моделирования при типичном для исследуемых сплавов значении $h = 0.01M$.

На рис. 5 приведены примеры модельных кривых деформации для трех случаев. При $K \sim (0.5 \div 1)M$ качественное поведение модели не зависит от K . При скоростях деформации ниже $\dot{\epsilon}_a \sim 0.1\dot{\epsilon}_2$ решения имеют вид регулярных кривых $\sigma(t)$ (рис. 5а), которые характеризуются колоколообразными распределениями скачков напряжения по амплитуде. Эффект уменьшения K заключается в появлении, наряду с глубокими скачками, срывов меньшей величины, так что ширина пиков распределений $\Delta\sigma$ возрастает. Каждый скачок напряжения обусловлен резким увеличением $\dot{\epsilon}$, связанным с прыжком $\dot{\epsilon}_i$ группы примыкающих друг к другу блоков (10–30 блоков при глубоких скачках) на правую восходящую ветвь функции $F(\dot{\epsilon})$. Это соответствует возникновению локализованной деформационной полосы. При увеличении $\dot{\epsilon}_a$ наблюдаются кривые (рис. 5б) с такими же характерными особенностями, что и в экспериментах на поликристаллах (см. рис. 2б). Динамику модели можно визуализировать с помощью построенного на рис. 6 профиля «время — номер блока i — скорость пластического течения данного блока». Видно, что при этих условиях в кристалле распространяются «деформационные полосы» — области, внутри которых течение происходит с высокими скоростями $\dot{\epsilon}_i > \dot{\epsilon}_2$. Чем меньше K , тем при более низком уровне $\dot{\epsilon}_a$ происходит переход от локализации к распространению деформационных полос. Процессы зарождения полос, флуктуации их скорости и ширины вызывают вариации напряжения σ . В широкой области скоростей $\Delta\sigma$ распределены по степенному закону с показателем α в том же диапазоне, какой был найден экспериментально. Пример функции плотности распределения амплитуд скачков напряжения, полученный в численном эксперименте, приведен на рис. 7а.

Распространение деформационных полос при высоких $\dot{\epsilon}_a$, рассмотренное на примере значений K близких к M , является общим свойством динамики модели для всех K . Для проверки качественных выводов о природе пространственной связи представляется интерес проследить за изменениями, происходящими при уменьшении K в условиях локализованной деформации. В области K вблизи $0.3M$ распределения скачков напряжения соответствуют распределениям, наблюдаемым в случае монокристаллов. Даль-

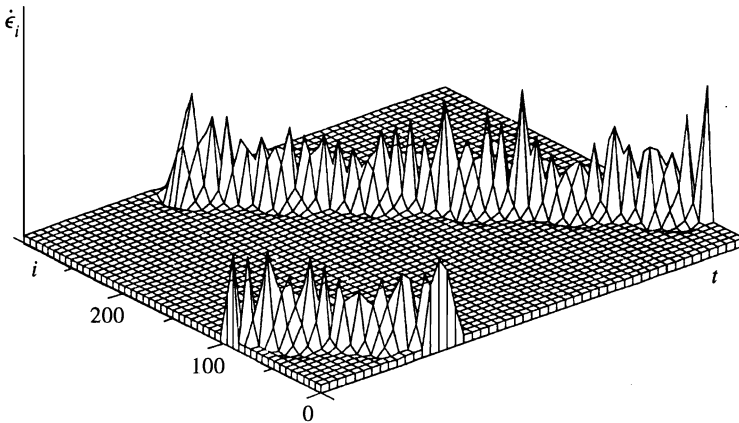


Рис. 6. Скорость пластического течения i -го элемента цепочки в зависимости от его положения i и от времени t ; $K = 0.5M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.3\dot{\epsilon}_2$. Профиль поверхности отражает флуктуации скорости и ширины возбуждения («деформационной полосы»), распространяющегося вдоль цепочки

нейшее понижение K сопровождается переходом от колоколообразных к монотонным распределениям. При этом воспроизводятся и особенности формы кривых деформации монокристаллов на начальной стадии или тонких образцов (рис. 5 θ). В узком диапазоне параметров K и $\dot{\epsilon}_a$ наблюдается степенной закон распределений, т. е. скачки напряжения не имеют характерного масштаба. На рис. 8 показана динамика модели в этих условиях, демонстрирующая лавинообразное пластическое течение. На рис. 7б приведена зависимость $D(s)$, степенное поведение которой обусловлено тем, что возникающие лавины имеют все разрешенные в системе размеры. Такие лавины характерны для явления самоорганизующейся критичности. Однако в отличие от моделей [11, 12] для возникновения этого режима необходима тонкая настройка параметров системы.

Степенные зависимости, как в случае локализации деформации, так и при распространении деформационных полос, слабо чувствительны к числу блоков в цепочке. Заметное отклонение от степенного закона начинается только при $N < 75$, причем показатель α не изменяется. Это согласуется с отсутствием заметного влияния длины образцов на экспериментальные результаты.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что предложенная модель хорошо описывает пространственную картину локализации деформации и статистические распределения амплитуд скачков нагрузки в условиях эффекта Портевена — Ле Шателье. Поведение наименее пластичных образцов — поликристаллов, полученных холодной прокаткой, соответствует значениям постоянной связи K , близким к величине упругого модуля. При уменьшении K воспроизводятся изменения, наблюдаемые экспериментально при отжиге поликристаллов, уменьшении поперечного сечения монокристаллов или повышении температуры деформации. Эти факты подтверждают вывод об упругой природе корреляции процессов скачкообразной деформации, сделанный на основании качественного анализа экспериментальных данных.

Как видно, влияние температуры хорошо объясняется ослаблением параметра корреляции K . Рассмотрим более подробно роль изменения формы кривой $F(\dot{\epsilon})$ при варьировании скорости деформации и температуры. Моделирование показало, что при заданном K динамика деформационных полос и характер распределений $\Delta\sigma$ связаны с

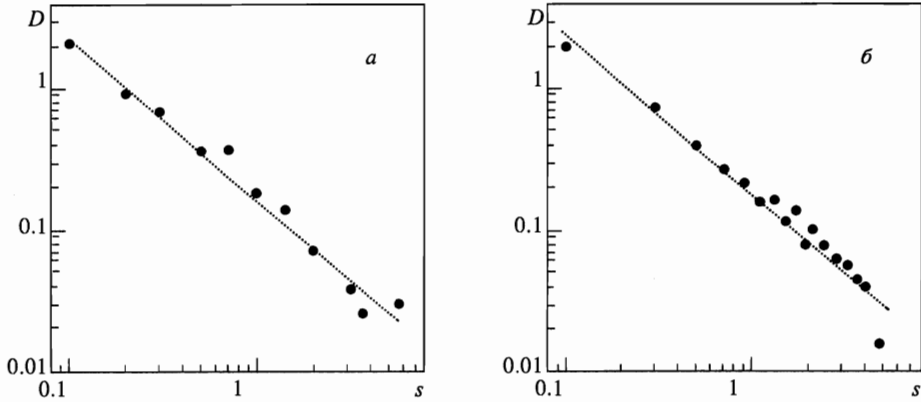


Рис. 7. Функции плотности распределений $D(s)$, полученные в модели для тех же параметров, что и рис. 6 (а) и рис. 8 (б); $\alpha \approx -1.14 \pm 0.07$ (а) и -1.12 ± 0.06 (б)

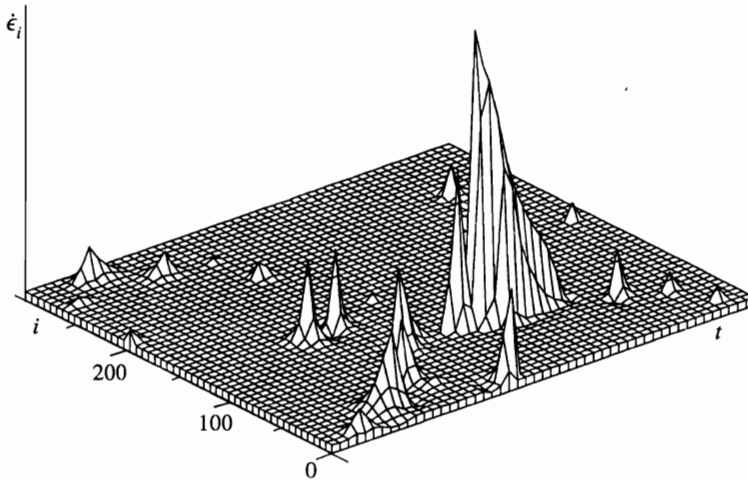


Рис. 8. Профиль скорости пластического течения в цепочке блоков для случая лавинообразных процессов скольжения: $K = 0.12M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.05 \dot{\epsilon}_2$

положением скорости деформации $\dot{\epsilon}_a$, задаваемой деформационной машиной, относительно экстремумов функции $F(\dot{\epsilon})$. Распространение полос возникает, когда скорость деформации близка к верхнему краю домена неустойчивости, соответствующему минимуму функции. При увеличении $\dot{\epsilon}_a$ или T положение $\dot{\epsilon}_1$ максимума смещается в направлении минимума $\dot{\epsilon}_2$ (рис. 1). Однако в первом случае это смещение происходит медленнее, чем собственно увеличение $\dot{\epsilon}_a$, что приводит при достаточно высоких $\dot{\epsilon}_a$ к реализации условия распространения деформационных полос. В случае повышения температуры $\dot{\epsilon}_a$ фиксировано и, следовательно, ее относительное положение становится ближе к $\dot{\epsilon}_1$, что должно приводить к локализации деформации и распределениям с максимумом. Поэтому можно полагать, что исчезновение характерного масштаба скачков при увеличении температуры связано с уменьшением силы связи вследствие пластической релаксации упругих полей. Поскольку высокотемпературные особенности эффек-

та Портевена — Ле Шателье воспроизводятся в модели при наиболее низких значениях K , это является еще одним подтверждением гипотезы упругой связи.

Хорошее согласие модели и эксперимента позволяет сделать предположения о механизме, определяющем динамические свойства эффекта Портевена — Ле Шателье. Динамика модели обусловлена конкуренцией характерного времени движения точки фазовой траектории системы по ветвям устойчивого пластического течения (рис. 1) и времени выравнивания скорости пластического течения в образце. При достаточно низкой скорости деформации и большой силе связи различные элементы образца имеют близкие значения $\dot{\epsilon}_i$, так что потеря устойчивости течения в одном элементе приводит к лавинообразному формированию деформационной полосы, которое останавливается из-за падения деформирующего напряжения. В противоположном случае в кристалле поддерживается неоднородный градиент деформации, благодаря чему возникает повторяющееся распространение зоны пластического течения по образцу.

6. ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе получены данные, свидетельствующие об упругой природе корреляции деформационных процессов при эффекте Портевена — Ле Шателье и о существовании двух режимов, в которых дислокационная система самоорганизуется к состоянию со степенным законом распределения мощности процессов. Эти режимы отличаются динамикой дислокационной системы, соответствующей возникновению распространяющихся или локализованных деформационных полос в деформируемом кристалле, и, по-видимому, связаны с различными физическими механизмами. Статистический анализ не дает ответа на вопрос о природе критичности, но позволяет обнаружить сам факт критического поведения пластического течения. В случае неподвижных полос динамика и статистика эффекта Портевена — Ле Шателье аналогичны поведению диссипативных систем с большим числом степеней свободы, характеризующихся самоорганизующейся критичностью. В то же время, в отличие от самоорганизующейся критичности, такое состояние возникает лишь в узком диапазоне условий деформации. По-видимому, это связано с существованием внутренне присущего эффекту Портевена — Ле Шателье временного масштаба процессов — периода релаксационных колебаний, что обуславливает возникновение различных статистик, в том числе имеющих характеристический масштаб.

Построенная в работе компьютерная модель основана на микроскопическом свойстве отрицательной скоростной чувствительности деформирующего напряжения, отвечающем за временную неустойчивость пластического течения, и свойстве мезоскопического масштаба, вытекающем из предположения об упругой связи между некогерентно деформирующимися элементами материала и приводящем к сложному пространственному поведению локализации деформации. Хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными позволяет полагать, что, несмотря на сложность процессов пластического течения, эти два фактора определяют основные черты динамики дислокационной системы в условиях эффекта Портевена — Ле Шателье, эволюция которой при изменении условий деформации включает лавинообразное пластическое течение в различных участках кристалла и солитоноподобное распространение области локализации деформации. Несмотря на простоту, предложенная модель, по-видимому, может быть использована для исследования реальных систем, характеризующихся ана-

логичным типом неустойчивости. В связи с этим отметим, что недавно появились работы, в которых N -образный закон трения предлагается для построения моделей различных возбуждаемых сред, в частности, сухого трения, линий электропередачи и оптических волноводов [23].

Авторы выражают признательность В. Я. Кравченко, Y. Bréchet, Y. Estrin и L. P. Kubin за интерес к работе и ценные замечания, А. П. Иванову за техническую помощь. Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 96-421sh) и ISF (грант NKV300).

Литература

1. G. Nicolis and I. Prigogin, *Self-organization in non-equilibrium systems*, J. Wiley, New York (1977).
2. L. P. Kubin, in *Materials Science and Technology*, ed. by R. W. Cahn, P. Haase, and E. J. Kramer, VCH, D-Weinberg (1993), Vol. 6, p. 138.
3. Г. А. Малыгин, ФТТ **37**, 3 (1995).
4. В. С. Бобров, С. И. Зайцев, М. А. Лебедкин, ФТТ **32**, 3060 (1990).
5. М. А. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, and L. P. Kubin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4758 (1995).
6. М. А. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, and L. P. Kubin, *Solid State Phenomena* **42–43**, 313 (1995).
7. М. А. Lebyodkin, Y. Estrin, Y. Bréchet, and L. P. Kubin, *Acta mater.* **44**, 4531 (1996).
8. A. Portevin and F. Le Châtelier, *Trans. ASST* **5**, 457 (1924).
9. L. P. Kubin and Y. Estrin, *Acta Metall. Mater.* **38**, 697 (1990).
10. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин, *Теория колебаний*, 2 изд., Физматгиз, Москва (1959), гл. IV и IX.
11. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. A* **38**, 364 (1988).
12. J. M. Carlson, J. S. Langer, and B. E. Shaw, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 657 (1994).
13. G. Ananthakrishna, *Scripta Metall.* **29**, 1183 (1993).
14. G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras et al., *Scripta Metall.* **32**, 1731 (1995).
15. L. P. Kubin and Y. Estrin, in *Continuum Models for Materials with Microstructure*, ed. by H.-В. Muhlhaus, Wiley & Sons, New York (1995), p. 395.
16. М. А. Лебедкин, Л. Р. Дунин-Барковский, ФТТ **40**, № 3 (1998).
17. J. D. Eshelby, in *Progress in Solid Mechanics* 2, ed. by I. N. Sneddon and R. Hill, North-Holland, Amsterdam (1961), p. 89.
18. P. Hähner, *Materials Science and Engineering A* **164**, 23 (1993).
19. P. Penning, *Acta Metall.* **20**, 1169 (1972).
20. H. M. Zbib and E. C. Aifantis, *Res Mechanica* **23**, 261 (1988).
21. L. P. Kubin, K. Chihab, and Y. Estrin, *Acta Metall.* **36**, 2707 (1988).
22. М. А. Lebyodkin, L. Dunin-Barkowski, Y. Bréchet, L. P. Kubin, and Y. Estrin, *Materials Science and Engineering A* **234–236**, 115 (1997).
23. J. H. E. Cartwright, E. Hernández-García, and O. Piro, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 527 (1997).