

Динамический механизм температурной зависимости эффекта Портевена–Ле Шателье

© М.А. Лебедин, Л.Р. Дунин-Барковский

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

(Поступила в Редакцию 29 июля 1997 г.)

Экспериментально и с помощью численного моделирования исследовано влияние температуры на динамические и статистические характеристики неустойчивого пластического течения, обусловленного эффектом Портевена–Ле Шателье. Сделан вывод о том, что характерные особенности сложного макроскопического поведения пластической неустойчивости определяются коллективными процессами, которые связаны с дальнедействующим взаимодействием дислокаций и приводят к динамическим эффектам мезоскопического масштаба.

Сложность макроскопического поведения пластически деформируемых твердых тел связана с тем, что ансамбль взаимодействующих дислокаций представляет собой протяженную нелинейную диссипативную систему. Самоорганизация в этой системе обуславливает хорошо известные эффекты коллективного поведения дислокаций: формирование дислокационных субструктур, скачкообразную неустойчивую деформацию, распространение или локализацию скольжения [1,2]. Таким образом, пластическое течение включает в себя три уровня: микроскопический, связанный с движением индивидуальных дислокаций, макроскопический, соответствующий усредненному пластическому отклику в континуальном приближении, и мезоскопический уровень, на котором характерный масштаб определяется физической природой кооперативных явлений. Микро- и макроскопическое описание пластичности оказываются в отличие от традиционных представлений не связанными однозначно, а требуют изучения эффектов самоорганизации в субструктуре дефектов.

К явлениям, в которых мезоскопические эффекты проявляются особенно ярко, относится скачкообразное пластическое течение разбавленных металлических сплавов, связанное с эффектом Портевена–Ле Шателье (ПЛШ) [3]. Этот эффект заключается в повторяющемся возникновении локализованных или распространяющихся деформационных полос, вызывающих кратковременные скачки деформации в кристалле. При деформировании с постоянной скоростью это проявляется макроскопически в виде скачков деформирующего напряжения σ вследствие упругого отклика системы машина–образец. Обычно различают три основных типа скачков, которым соответствует различная динамика полос скольжения [4]. Тип А характеризуется зарождением вблизи одного из захватов и распространением в кристалле деформационных полос. Скачки происходят выше некоторого среднего уровня σ , поэтому их называют также "locking serrations". При типе В каждый скачок σ связан с возникновением локализованной полосы деформации в месте, соседнем по отношению к предыдущему, так что говорят об эстафетном распространении деформации. Такая пространственная корреляция локализации дефор-

мации отсутствует в случае типа С, а соответствующие скачки происходят ниже среднего уровня σ ("unlocking serrations"). Последовательная смена типа неустойчивости от А к В и затем к С наблюдается при уменьшении скорости деформирования $\dot{\epsilon}_a$ и (или) увеличении температуры T . Различают и другие, более специальные типы неустойчивости ПЛШ. В реальном эксперименте обычно наблюдается смешивание различных типов.

В работах [5–7] было показано, что некоторые черты скачкообразной деформации можно объяснить с помощью динамики модели, в основе которой лежит нелинейное локальное материальное уравнение [8], описывающее временную неустойчивость пластического течения, и учтена его пространственная неоднородность, неизбежная в далекой от равновесия популяции дислокаций. Микроскопический механизм эффекта ПЛШ связывают с возникновением аномального участка отрицательной скоростной чувствительности σ вследствие динамического деформационного старения (ДДС) — диффузии примесных атомов к дислокациям, остановившимся на препятствиях [8,9] (рис. 1). С точностью до компоненты напряжения, обусловленной деформационным упрочнением, фазовый портрет системы в координатах $(\pi, \dot{\epsilon})$,

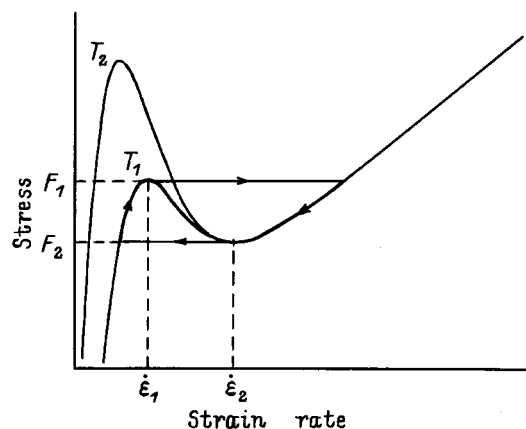


Рис. 1. Схематическое изображение функции $F(\dot{\epsilon})$ скоростной чувствительности деформирующего напряжения для двух значений температуры ($T_1 > T_2$).

изображенный на рис. 1, представляет собой циклическое движение, а в координатах (σ, ε) должна наблюдаться периодическая скачкообразная кривая деформации (деформационный аналог релаксационных колебаний [10]). Вследствие неоднородности пластического течения реальные деформационные кривые могут иметь сложную форму. Вместе с тем из-за корреляции между соседними элементами кристалла наблюдаемые кривые имеют не случайный характер. Например, в [11] сообщалось о наблюдении перехода к хаотическому поведению, а в [5] было высказано предположение о возможности проявления самоорганизующейся критичности [12] в условиях эффекта ПЛШ.

Влияние температуры на скачкообразную деформацию материалов, характеризующихся ДДС, демонстрирует, по-видимому, наиболее богатый спектр поведения [13], исследования которого до сих пор носили описательный характер. В представленной работе мы попытались изучить механизм этого влияния с помощью экспериментального исследования и компьютерного моделирования кривых деформации и статистики скачков деформирующего напряжения сплава Al–Mg.

1. Методика

В работе исследовались поликристаллы сплава Al–3 at.% Mg и монокристаллы Al–4.5 at.% Mg с ориентацией оси вблизи кристаллографических направлений типа $\langle 111 \rangle$ или $\langle 100 \rangle$, соответствующих множественному скольжению. Поликристаллические образцы отжигались в течение 2 h при 400°C с последующей закалкой в воде. Использовались плоские образцы, имеющие обычную форму двусторонних лопаток с длиной рабочей части 12–25 mm (монокристаллы) и 18–36 mm (поликристаллы) и типичным поперечным сечением 5×1.5 mm. Деформация осуществлялась растяжением с постоянной скоростью на испытательной машине "Instron" (жесткость системы машина–образец $M = 10^7$ N/m) в интервале температур $T = -30$ –160°C и скоростей нагружающего устройства 2.5–5000 $\mu\text{m}/\text{min}$, что для данных значений длины образцов соответствует скорости деформации $\dot{\varepsilon}_a$ в интервале $2 \cdot 10^{-6}$ – $2.7 \cdot 10^{-3}$ s^{-1} .

При одной температуре испытывалось несколько моно- и поликристаллических образцов. В процессе деформации осуществлялись переключения скорости, так что на каждом образце регистрировались участки деформационных кривых для одинакового набора $\dot{\varepsilon}_a$. При этом с помощью повторной регистрации фрагмента кривой при значении $\dot{\varepsilon}_a$, выбранном в качестве реперного, контролировалась эволюция характера распределений по мере упрочнения деформируемого кристалла. В части опытов наблюдалась систематическая зависимость средней глубины скачков $\Delta\sigma$ от ε без изменения характера их статистики. При расчете распределений такая зависимость, которая в наших опытах была с хорошей точностью линейной, учитывалась с помощью нормировки

значений $\Delta\sigma$ на прямую линейной регрессии $\Delta\sigma$ на ε . Объем статистической выборки для каждого значения исследуемого параметра составлял $n = 100$ –500. Более подробно процедура статистического анализа описана в [5].

2. Компьютерная модель

В модели образец представлен в виде одномерной цепочки из N блоков, имеющих смысл минимального объема, в котором деформацию можно считать однородной. Каждый блок связан с двумя соседями гармоническими пружинами с одинаковым коэффициентом упругости K . Пользуясь результатами работ [6,7,14], мы полагаем, что связь между соседними элементами кристалла имеет упругую природу и обусловлена неоднородными внутренними напряжениями в ансамбле дислокаций. Различные механизмы корреляции между пластическими процессами подробно обсуждаются в работах [3,15]. Несмотря на дальнедействующий характер упругого взаимодействия, приближение ближайших соседей оправдано вследствие экспоненциальной зависимости скорости пластического течения от напряжения. Выбор одномерной модели отражает тот факт, что поперечный рост деформационных полос происходит намного быстрее их аксиального распространения. Каждый i -й блок подчиняется нелинейному материальному уравнению в форме

$$\sigma = h\varepsilon_i + F(\dot{\varepsilon}_i) + K[(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}) + (\varepsilon_i - \varepsilon_{i+1})], \quad (1)$$

где h — коэффициент упрочнения, $F(\dot{\varepsilon})$ — N -образная функция скоростной чувствительности напряжения (рис. 1). Два первых слагаемых в правой части уравнения представляют собой обычное локальное соотношение в случае ДДС [8]. Третье слагаемое — возвращающее напряжение, возникающее, если деформация блоков осуществляется некогерентно. Условия деформации описываются соотношением, связывающим скорость движения захватов со скоростью упругой деформации системы машина–образец и средней скоростью пластического течения образца,

$$\dot{\varepsilon}_a = \frac{\dot{\sigma}}{M} + \frac{1}{N} \sum \dot{\varepsilon}_i. \quad (2)$$

Влияние температуры складывается из воздействия на величину константы связи K и на зависимость $F(\dot{\varepsilon})$. При уменьшении T ослабляется роль пластической релаксации внутренних напряжений, поэтому можно ожидать увеличения эффективной константы связи (аналогичное влияние должно наблюдаться и в случае деформационного упрочнения [14]). Температурная зависимость $F(\dot{\varepsilon})$ следует из соотношения [7], основанного на микроскопической теории ДДС,

$$F(\dot{\varepsilon}) = S_i \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} + \beta C_s \left\{ 1 - \exp \left(- \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}^*} \right)^p \right) \right\}, \quad (3)$$

$$\dot{\epsilon}^* = (\Omega/\tau_0) \exp\left\{-\frac{Q + W/p}{k_B T}\right\}. \quad (4)$$

Здесь S_i — скоростная чувствительность σ в отсутствие примесей, Q и W — энергии активации диффузии примесей и связи между примесным атомом и дислокацией, $\beta \sim W/b^3$ (b — вектор Бюргерса) характеризует силу пиннинга дислокаций примесными атомами, Ω — деформация, соответствующая элементарному акту активации всех подвижных дислокаций [9], $\tau = \tau_0 \exp(Q/k_B T)$ — характерное время диффузии примеси к дислокации, $C_s = C_0 \exp(W/k_B T)$ — концентрация насыщения примесей на дислокации, C_0 — номинальная концентрация в объеме кристалла, $p = 2/3$ в классической теории Коттрелла–Билби [16]. Очевидно, что вследствие увеличения C_s и уменьшения $\dot{\epsilon}^*$ при понижении температуры максимум F_1 становится выше и смещается в сторону низких $\dot{\epsilon}$, как это показано на рис. 1.

Прямые расчеты температурной зависимости $F(\dot{\epsilon})$ затруднены, поскольку, например, существует значительный произвол в оценке активационных параметров при разных T . Напротив, влияние $\dot{\epsilon}_a$ на $F(\dot{\epsilon})$ при фиксированной T может быть просто рассчитано путем добавления слагаемого $h\Omega[1 - (\dot{\epsilon}_a/\dot{\epsilon}) + \ln(\dot{\epsilon}_a/\dot{\epsilon})]$ [17]. Эффект увеличения $\dot{\epsilon}_a$ аналогичен влиянию повышения T , поэтому применялась следующая процедура. С помощью пробных функций $F(\dot{\epsilon})$ было проверено, что качественный характер результатов моделирования не зависит от величины разностей $(F_1 - F_2)$ и $(\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_1)$, а определяется положением $\dot{\epsilon}_a$ относительно $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ и значением K . Это позволило производить "настройку" модели с помощью параметров $\dot{\epsilon}_a$ и K так, чтобы форма модельной кривой, статистика скачков нагрузки и динамика скольжения соответствовали экспериментальным данным при выбранных T и $\dot{\epsilon}_a$. Дальнейшее сопоставление эксперимента и модели основывалось на изучении особенностей изменения перечисленных характеристик деформации реальных и модельных образцов при варьировании $\dot{\epsilon}_a$ или при различных ϵ (упрочнение имитировалось в модели путем повышения K).

Детали численного решения системы уравнений даны в [7]. Параметры исходной (при $\dot{\epsilon}_a = 0$) N -образной кривой выбирались так, чтобы представлять типичные данные для сплавов, деформирующихся по механизму ПЛШ: $F_1 = 140$ МПа, $F_2 = 80$ МПа, $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Другие параметры модели принимали значения $K = (0.03-1.0)M$, $\dot{\epsilon}_a = (0.01-0.8)\dot{\epsilon}_2$, $h = 0.01M$, $N = 300$. Неоднородность вносилась в систему путем случайного выбора начальных значений $\dot{\epsilon}_i$ с величиной флуктуаций меньше $0.05\dot{\epsilon}_1$. В дальнейшем система эволюционировала детерминированно, без внесения дополнительной неоднородности.

3. Результаты и обсуждение

1) Форма деформационных кривых. На рис. 2 приведены типичные фрагменты кривых типа B скачкообразной деформации поли- и монокристаллического

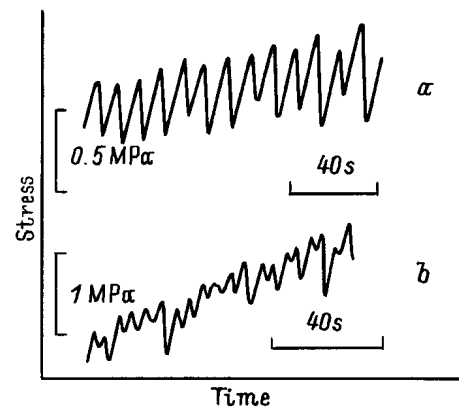


Рис. 2. Примеры записи участков деформационных кривых поликристалла (а) и монокристалла (б) сплава Al–Mg при комнатной температуре. Скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-5}$ (а) и $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (б).

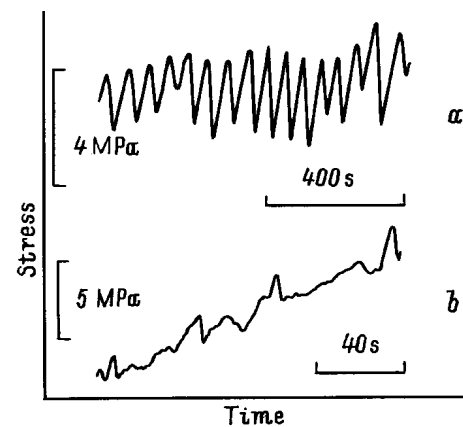


Рис. 3. Участки деформационных кривых поликристаллического образца при $T = -20^\circ\text{C}$ и скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 2.1 \cdot 10^{-6}$ (а) и $8.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (б).

образцов при комнатной температуре и невысоких скоростях деформации. В случае поликристаллов отчетливо наблюдаются скачки типа C или B , характеризующие локализацией деформации в полосах скольжения, а при увеличении $\dot{\epsilon}_a$ выше $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ происходит переход к типу неустойчивости A , соответствующему распространению деформационных полос в направлении оси растяжения. Из рис. 2, b видно, что деформационные кривые монокристаллов имеют менее регулярный характер, т. е. в них слабее коррелиция деформационных процессов, протекающих в различных сечениях образца, что согласуется с предположением о ее упругой природе. Вследствие этого кривые для монокристаллов труднее классифицировать, однако они демонстрируют аналогичный характер эволюции при изменении температуры или скорости деформации, поэтому далее приводятся данные для поликристаллов, в которых эта эволюция не маскируется дополнительными особенностями деформационных кривых.

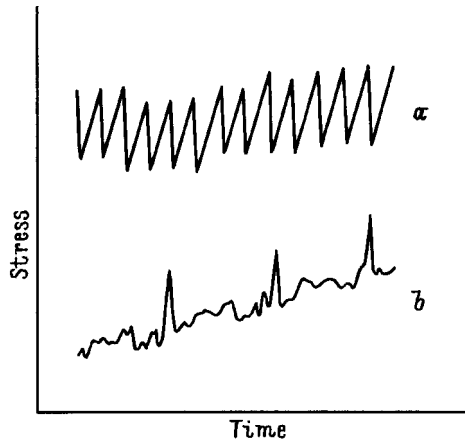


Рис. 4. Форма модельных деформационных кривых при $K = M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.05\dot{\epsilon}_2$ (a) и $0.4\dot{\epsilon}_2$ (b).

Изменение макроскопических характеристик скачкообразной деформации при понижении температуры до -30°C соответствует температурной зависимости функции $F(\dot{\epsilon})$, определяющей характерный масштаб скачков напряжения и скоростной интервал неустойчивости пластического течения. При этом качественное поведение не изменяется и отражает переход от локализации к распространению скольжения по мере увеличения скорости деформации. Сказанное иллюстрируется данными, приведенными на рис. 3: при $T = -20^\circ\text{C}$ деформационные кривые приобретают отчетливо выраженный тип А уже при $\dot{\epsilon}_a = 8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, а скачки типа В наблюдаются только при самых низких скоростях из исследованного диапазона. Из сравнения рис. 2, а и 3, а видна также тенденция к увеличению средней глубины скачков на-

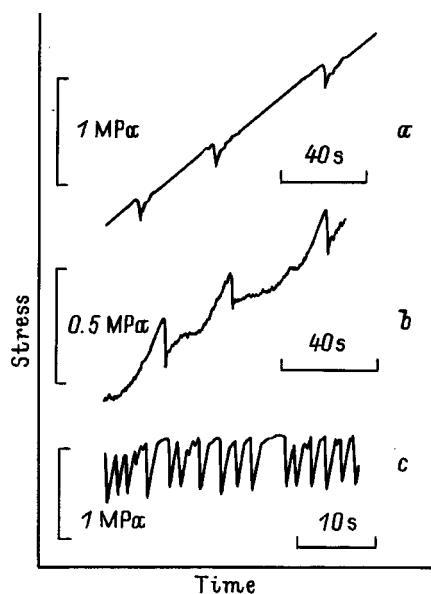


Рис. 5. Примеры кривых деформации поликристаллического образца при $T = 100^\circ\text{C}$. $\dot{\epsilon}_a$ (10^{-5} s^{-1}) и ϵ (%): а — 4.7 и 4.3, б — 9.4 и 6, с — 9.4 и 14.

пряжения впри уменьшении температуры. Полученные данные хорошо согласуются с результатами моделирования. В рамках предположения об упругой природе корреляции деформационных процессов интервале низких температур отвечают высокие значения константы связи в модели. Действительно, когда K находится в диапазоне $K = 0.3M - M$, характер влияния $\dot{\epsilon}_a$ на форму моделируемых деформационных кривых и их статистику не зависит от K и подобен наблюдаемому экспериментально (рис. 4). Численные данные содержат также информацию о динамике деформационных полос. Аналогом полосы скольжения в модели естественно считать группу примыкающих друг к другу блоков, скорости пластического течения которых соответствуют правой восходящей ветви функции $F(\dot{\epsilon})$: $\dot{\epsilon}_i > \dot{\epsilon}_2$ [7]. Как и в реальных кристаллах, динамика модели соответствует переходу локализация-распространение полос скольжения при увеличении $\dot{\epsilon}_a$.

В области высоких температур происходят изменения деформационных кривых, качественно отвечающие ослаблению корреляции деформационных процессов. На рис. 5 приведены примеры кривых при 100°C для трех значений скорости деформации. При скорости ниже $4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ наблюдаются макроскопически гладкие деформационные кривые, что обусловлено описанной выше зависимостью $\dot{\epsilon}_1$ от температуры. При повышении скорости деформации возникают редкие глубокие скачки ниже среднего уровня σ (unlocking serrations), между которыми наблюдаются протяженные участки плавного течения, характерные для типа С, или скачки очень маленькой амплитуды, так что эти участки имеют вид пилы с мелкими зубьями (рис. 5, а). Если на начальной стадии деформации еще повысить скорость, происходит переход к неустойчивости типа А (locking

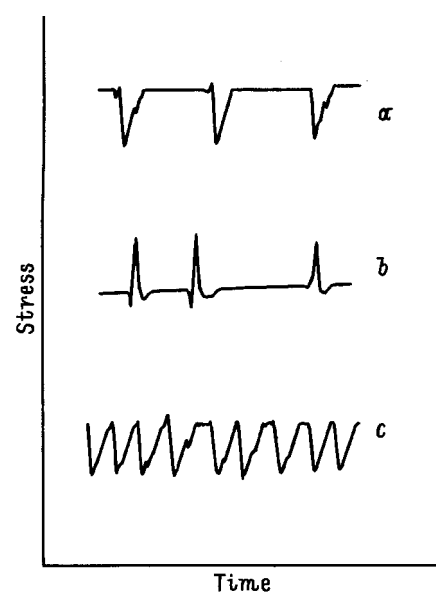


Рис. 6. Форма модельных кривых деформации при $K = 0.06M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.02\dot{\epsilon}_2$ (a), при увеличении скорости $\dot{\epsilon}_a = 0.04\dot{\epsilon}_a$ (b) и константы связи $K = 0.1M$ (c).

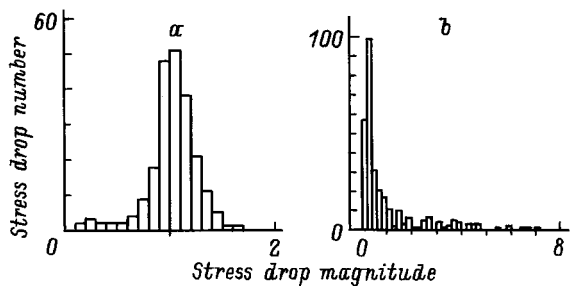


Рис. 7. Гистограммы распределения амплитуд скачков деформирующего напряжения для поликристаллических образцов, деформированных при $T = 20^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon}_a = 9.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (a) и $T = -20^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon}_a = 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (b).

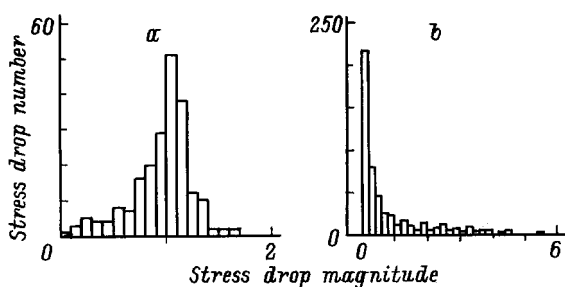


Рис. 8. Гистограммы распределения $\Delta\sigma$ для модельных деформационных кривых при $K = M$ и скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 0.07\dot{\epsilon}_2$ (a) и $0.5\dot{\epsilon}_2$ (b).

serrations), минуя четко выраженную стадию *B* (рис. 5, *b*). Упрочнение кристалла приводит к обратному переходу (рис. 5, *c*). По мере деформации глубокие скачки напряжения становятся чаще, а мелкие качки, наблюдаемые в интервалах между ними, увеличиваются по амплитуде. Результаты моделирования передают все перечисленные особенности экспериментальных наблюдений (рис. 6). Поведению при высоких температурах соответствуют численные результаты, полученные в диапазоне более низких значений константы связи $K = (0.03-0.1)M$, что подтверждает сделанные предположения о температурной зависимости K . Отметим, что дальнейшее повышение скорости деформации приводит в эксперименте и в модели к возникновению нерегулярных кривых, характерных для записи случайных нестационарных процессов. Это наблюдение проводит параллель с недавними работами (например, [11]), в которых сделан вывод о хаотическом поведении такого рода кривых деформации монокристаллов Al–Mg и Cu–Al при высоких $\dot{\epsilon}_a$.

Динамика локализации скольжения при высоких температурах экспериментально не исследовалась. Результаты моделирования динамики согласуются с общими представлениями о том, что переход "unlocking–locking" при увеличении $\dot{\epsilon}_a$ соответствует переходу от локализации к распространению полос скольжения. Отметим, что точка перехода смещается в сторону больших $\dot{\epsilon}_a$ по мере увеличения K . Это также согласуется с экспериментальными данными: изменение типа кривых на рис. 5

($T = 100^\circ\text{C}$) наблюдается уже при скорости в 2 раза выше левого края домена неустойчивости, в то время как при комнатной или низкой температуре это происходит при $\dot{\epsilon}_a > (10-100)\dot{\epsilon}_1(T)$ (см., например, рис. 3).

2) Статистика скачков на грузки. Стохастическое поведение деформационных кривых можно охарактеризовать с помощью гистограмм распределений амплитуд скачков деформирующего напряжения. Относительно регулярные скачки, соответствующие локализованному пластическому течению и наблюдаемые при комнатной и низких температурах и скоростях сблизии $\dot{\epsilon}_1(T)$, демонстрируют колоколообразные распределения с различной в зависимости от условий деформации и микроструктуры образцов величиной дисперсии. Наиболее узкие пики, близкие к нормальному распределению, наблюдаются в случае поликристаллов (рис. 7, *a*) и при $K > 0.5M$ в модели (рис. 8, *a*). Для монокристаллов характерны более широкие несимметричные пики с центром тяжести, смещенным в сторону малых амплитуд $\Delta\sigma$ [6,18]. Такое изменение формы гистограмм соответствует уменьшению значения K в модели и, по-видимому, связано с усилением роли пластической релаксации неоднородных внутренних напряжений. В области наиболее высоких температур распределения имеют два пика, отражающих два характерных масштаба скачков нагрузки (рис. 5, *c*).

При повышении скорости деформации или уменьшении температуры центр тяжести распределений все более смещается в сторону малых амплитуд скачков. Выше некоторого значения скорости, зависящего от температуры, распределения становятся монотонно убывающими (рис. 7, *b* и 8, *b*). Нетривиальный характер распределений наблюдается при скоростях, соответствующих распространению деформационных полос. На рис. 9, *a* приведен пример функции $D(s)$ плотности распределения нормированной амплитуды s скачков напряжения при $T = -20^\circ\text{C}$. Видно, что эта зависимость удовлетворительно описывается степенным законом $D(s) \sim s^\alpha$ с показателем степени $\alpha \approx 1.4$. Численное моделирова-

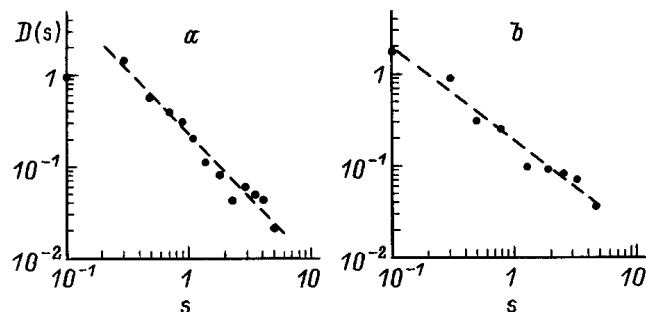


Рис. 9. Функции плотности распределений $D(s)$ нормированной глубины скачков деформирующего напряжения для поликристалла, деформированного при $T = -20^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_a = 8.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (a) и монокристалла, деформированного при $T = 120^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (b). Штриховые линии соответствуют значению показателя степени α зависимости $D(s) \sim s^\alpha$: $\alpha \approx -1.4$ (a) и -1.0 (b).

ние дает значения показателя α в интервале $-(1-1.5)$ в зависимости от выбранных параметров. Степенной закон распределений свидетельствует об отсутствии выделенного масштаба процессов, что характерно для систем, находящихся в критическом состоянии.

Критическая статистика наблюдается в широком интервале в области высоких скоростей деформации при всех исследованных температурах. Интересно, что повышение температуры при низких значениях $\dot{\epsilon}_a$ также может привести к нерегулярным деформационным кривым, характеризующимся степенным распределением $\Delta\sigma$. Такое поведение возникает лишь в узкой области условий деформации и при изменении T или $\dot{\epsilon}_a$ переходит в один из описанных выше типов. Наилучшим образом это удалось наблюдать в монокристаллах (рис. 9, b). Аналогичное явление наблюдается в модели при тщательном подборе параметров вблизи точки перехода локализация–распространение. Причина степенного закона распределений обусловлена при этом возникновением локализованных деформационных полос любых разрешенных в системе размеров. В [14] обсуждается аналогия такого поведения с лавинообразными процессами землетрясений, используемыми последнее время в качестве парадигмы явления самоорганизующейся критичности [12].

Приведенные примеры свидетельствуют о том, что предложенная модель правильно описывает динамические и статистические свойства эффекта ПЛШ. На основании анализа поведения модели можно предположить, что эволюция динамики эффекта обусловлена конкуренцией двух процессов. Конечная связь между элементами деформируемого кристалла обуславливает конечное время выравнивания скорости пластического течения по образцу, когда все его элементы деформируются со скоростью $\dot{\epsilon}_i < \dot{\epsilon}_1$, соответствующей левой ветки функции $F(\dot{\epsilon})$. С другой стороны, время, в течение которого точка фазовой траектории какого-либо элемента находится на этой ветви, зависит от приложенной скорости деформации $\dot{\epsilon}_a$. При больших $\dot{\epsilon}_a$ гомогенизация протекает неэффективно, и в кристалле возникает неравномерно перемещающийся профиль $\dot{\epsilon}$ (тип А). При низких $\dot{\epsilon}_a$ соседние элементы находятся в близком состоянии, так что срыв одного из них способен инициировать лавинообразный процесс, прекращающийся в результате разгрузки образца. Созданный при этом градиент $\dot{\epsilon}$ обуславливает протекание следующего такого акта в соседней области кристалла — эстафетное распространение деформационных полос (тип В). Если, однако, $\dot{\epsilon}_a$ настолько низка, что градиент $\dot{\epsilon}$, сохраняющийся к моменту достижения условия следующего скачка, оказывается меньше величины флуктуаций $\dot{\epsilon}$, имеющих в кристалле всегда и связанных с флуктуациями плотности и скорости подвижных дислокаций, то полосы скольжения возникают в случайных местах (тип С). При ослаблении корреляции деформации в кристалле описанная картина становится менее регулярной: тип А при высокой скорости деформации сменяется кривыми,

имеющими вид шума, а при низкой скорости макроскопически гладкое пластическое течение между глубокими срывами нагрузки также становится скачкообразным со значительно меньшим масштабом скачков.

Таким образом, проведенные исследования дают основание считать, что многообразие особенностей неустойчивого пластического течения в условиях эффекта ПЛШ можно объяснить в рамках одного механизма на примере динамики системы, временные свойства которой следуют из нелинейности скоростной чувствительности ее сопротивления течению, а пространственное поведение определяется неоднородностью мезоскопического масштаба, связанной с локализацией деформации в линиях и полосах скольжения. Исследованное влияние температуры на макроскопические характеристики, статистику и динамику эффекта обусловлено температурной зависимостью функции скоростной чувствительности и степени корреляции деформационных процессов в неоднородно деформирующемся кристалле.

Авторы выражают признательность В.Я. Кравченко за интерес к работе и ценные замечания, А.П. Иванову за техническую помощь.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-17482) и ISF (грант N NKV300).

Список литературы

- [1] L.P. Kubin. In: *Materials Science and Technology* / Ed. R.W. Cahn, P. Haase and E.J. Kramer. VCH, D-Weinberg (1993). V. 6. P. 138.
- [2] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 1, 3 (1995).
- [3] L.P. Kubin, Y. Estrin. In: *Continuum Models for Materials with Microstructure* / Ed: H.-B. Muhlhaus. Wiley & Sons, N.Y. (1995). P. 395.
- [4] P. Rodriguez, S. Venkadesan. *Sol. Stat. Phenomena* **42–43**, 257 (1995).
- [5] M.A. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, L.P. Kubin. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4758 (1995).
- [6] M.A. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, L.P. Kubin. *Sol. Stat. Phenomena* **42–43**, 313 (1995).
- [7] M.A. Lebyodkin, Y. Estrin, Y. Bréchet, L.P. Kubin. *Acta Met. Mater.* **44**, 4531 (1996).
- [8] P. Penning. *Acta M.* **20**, 1169 (1972).
- [9] L.P. Kubin, Y. Estrin. *Acta Met. Mater.* **38**, 697 (1990).
- [10] А.А. Андронов, А.А. Витт, С.Э. Хайкин. Теория колебаний. 2-е изд. М. (1959). Гл. IV и IX.
- [11] G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras et al. *Scripta Met.* **32**, 1731 (1995).
- [12] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld. *Phys. Rev.* **A38**, 364 (1988).
- [13] E. Pink, A. Grinberg. *Acta. Met.* **30**, 2153 (1982).
- [14] М.А. Лебедин, Л.Р. Дунин-Барковский. ЖЭТФ, в печати.
- [15] P. Hähner. *Mater. Sci. Eng.* **A164**, 23 (1993).
- [16] A.H. Cottrell, B.A. Bilby. *Proc. Roy. Soc.* **A62**, 46 (1949).
- [17] L.P. Kubin, K. Chibab, Y. Estrin. *Acta Met.* **36**, 2707 (1988).
- [18] M.A. Lebyodkin, L. Dunin-Barkowski, Y. Bréchet, L.P. Kubin, Y. Estrin. ICSMA-11. Prague (1997). In press.