

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

ЛЕБЕДКИН Михаил Александрович

**САМООРГАНИЗАЦИЯ И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ
НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка 2002

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Литературный обзор	
1.1. Феноменологическая классификация неустойчивости пластического течения	13
1.2. Механизмы скачкообразной деформации	
1.2.1. Эффект Портевена – Ле Шателье	17
1.2.2. Низкотемпературная скачкообразная деформация	30
1.2.3. Низкотемпературное двойникование	35
1.3. Электронные эффекты при деформации металлов	37
1.4. Динамические системы в физике твердого тела	39
1.4.1. Детерминированный хаос и самоорганизующаяся критичность	40
1.4.2. Аналогии пластичности в физике твердого тела	47
1.4.3. Скачкообразная деформация как коллективный дислокационный процесс	50
1.5. Моделирование коллективной динамики дислокаций	51
2. Экспериментальная методика	
2.1. Выбор объектов исследований и подготовка образцов	55
2.2. Регистрация и обработка деформационных кривых	
2.2.1. Общие принципы измерений	56
2.2.2. Детали экспериментальной схемы	65
2.3. Регистрация электрического отклика	67
3. Аналитические методы	70
3.1. Динамический анализ – реконструкция фазового пространства	71
3.2. Статистический анализ – масштабная симметрия	74
3.3. Мультифрактальный анализ – неоднородный скейлинг	76
4. Эффект Портевена - Ле Шателье. Статистическое поведение и локализация деформации.	82
4.1. Экспериментальные результаты. Критический режим	83
4.2. Компьютерная модель.	108
4.3. Результаты моделирования. Поведение в пространстве параметров	119
4.4. Обсуждение результатов. Природа пространственной корреляции	142
5. Эффект Портевена - Ле Шателье. Порядок, скрытый за скачкообразной деформацией.	150
5.1. Динамический анализ. Детерминированный хаос	155
5.2. Мультифрактальный анализ. Переход хаос – СОК	164
5.3. Динамический механизм эффекта ПЛШ	171

6. Статистические аспекты низкотемпературной скачкообразной деформации	
6.1. Макроскопическое поведение	178
6.2. Статистический анализ	187
6.3. Обсуждение результатов. Открытые вопросы	196
7. От макроскопических скачков к мезоскопическому масштабу	198
7.1. Эффект увлечения электронов	
7.1.1. Электрические эффекты в ниобии	199
7.2.2. Электрические эффекты в алюминии	206
7.3.3. Природа электрических сигналов	212
7.3.4. Электрические эффекты и механизмы деформации	216
7.2. Статистика электрических импульсов	219
Заключение	228
Список литературы	235

ВВЕДЕНИЕ

Пластическое течение твердых тел, обусловленное движением и размножением дислокаций и других дефектов, по своей природе не является однородным и непрерывным. Об этом свидетельствует, например, наблюдение линий скольжения на поверхности деформируемых кристаллов или электронно-микроскопическое наблюдение *in situ* скачкообразного движения дислокаций. Тем не менее, неоднородность деформации в пространстве и времени обычно не проявляется на макроскопическом уровне вследствие усреднения по большому числу элементарных деформационных событий, так что при традиционной чувствительности измерений в большинстве экспериментальных ситуаций наблюдаются гладкие кривые деформации. Поэтому большинство концепций физики пластичности основывались на предположении об однородности и непрерывности и рассматривали движение одиночной дислокации, а взаимодействию с другими дислокациями отводилась лишь роль источника сопротивления ее движению [1, 2]. Понимание микроскопических механизмов движения дислокаций явилось одним из важнейших достижений физики пластичности и создало уверенность, что формальное усреднение микроскопической динамики дислокаций по дислокационному ансамблю позволит предсказать макроскопическое поведение деформируемых кристаллов. В последние годы стало, однако, ясно, что взаимодействие дислокаций приводит к самоорганизации на промежуточном “мезоскопическом” уровне, связанном с коллективным движением групп дислокаций. При этом однородное пластическое течение становится неустойчивым в пространстве и/или времени, что может проявляться в формировании дислокационных структур [3-5], локализации деформации [6] и сложной временной эволюции напряжения пластического течения - скачкообразной деформации [7-10]. Характерный “мезоскопический” масштаб определяется конкретными коллективными процессами в дислокационном ансамбле. Таким образом, макроскопическое описание

деформации требует изучения разнообразных процессов, протекающих на мезоскопическом уровне.

В представленной диссертации исследован один из аспектов самоорганизации дислокаций – скачкообразное пластическое течение. Это явление изучалось в течение столетия, и в основном был получен ответ на вопрос, *почему* пластическое течение становится неустойчивым. Оказалось, что неустойчивость деформации при механических воздействиях может быть обусловлена различными микроскопическими механизмами. При этом пространственно-временное поведение деформации нередко проявляет универсальные черты, не зависящие от природы неустойчивости. С другой стороны, в зависимости от условий деформации, для одного и того же механизма может наблюдаться целый спектр деформационных кривых, как сравнительно регулярных, так и типичных для случайных процессов. Разным типам макроскопического поведения соответствует качественно отличающаяся пространственная картина деформации. Изучение этих особенностей представляет не меньший интерес, чем изучение универсальности поведения. Однако, ни разнообразие и богатство динамики явления скачкообразной деформации, ни его универсальные свойства до сих пор не получили всестороннего объяснения. Более того, долгое время не были ясны пути поиска ответа на вопрос, *каким образом* протекает скачкообразная деформация, является ли она случайным или детерминированным процессом, как охарактеризовать его количественно и научиться предсказывать и, в конечном счете, понять, почему движение дислокаций происходит коллективным образом.

До создания теории нелинейных динамических диссипативных систем такие исследования носили описательный характер. Появление этой теории изменило подходы к изучению чрезвычайно разнообразных явлений во многих областях науки, от физики до биологии [11, 12]. Эволюция диссипативных систем характеризуется самоорганизацией протекающих в них процессов и иерархией масштабов в пространстве и времени. Физические причины этого связаны с взаимодействием между различными степенями свободы, которое приводит к нелокальным корреляциям и коллективному поведению.

Важной особенностью коллективных явлений является свойство универсальности: поведение различных систем проявляет аналогии, свидетельствующие о существовании общих принципов их динамики независимо от микроскопической природы. Не случайно интерес к их изучению постоянно возрастает, причем каждый новый пример, будучи интересен сам по себе, представляет интерес и как представитель класса подобных явлений.

Сложность макроскопического поведения пластически деформируемых твердых тел связана с тем, что ансамбль взаимодействующих дислокаций представляет собой пример нелинейной диссипативной системы. Действительно, пластическая деформация является нелинейным, динамическим, диссипативным процессом. Нелинейный характер пластичности очевиден уже из сложной формы кривых напряжение-деформация. Прямые измерения запасенной упругой энергии показывают, что до 90% механической энергии расходуется на тепло [1]. Поэтому существует глубокая аналогия между неустойчивостью пластического течения и такими явлениями, как, например, землетрясения, эффект Баркгаузена в магнитных материалах, пиннинг вихрей в сверхпроводниках, электрический шум в проводниках, ограниченная диффузией агрегация и т.д [13]. При этом в конкретной проблеме одновременно могут проявляться и универсальный и специфический механизмы. Поэтому исследования пластической неустойчивости представляют интерес и для понимания поведения реальных кристаллических структур, и с общей точки зрения динамики нелинейных диссипативных систем. Однако в физике пластичности методы теории динамических диссипативных систем лишь начинают использоваться. По-видимому, одна из причин этого связана со сложностью такого объекта как дислокация, которая, будучи протяженным дефектом, сама по себе обладает большим числом степеней свободы.

Таким образом, возникает потребность в проведении комплексных исследований разнообразных проявлений самоорганизации в рамках классических и нетрадиционных экспериментальных и теоретических подходов. В экспериментальных исследованиях временной неустойчивости большое значение приобретают методы высокоскоростных и высокочувствительных измерений, в частности, регистрация электронных и фононных

эффектов, сопровождающих пластическое течение [14]. Так, повышение чувствительности измерений в условиях, когда наблюдаются гладкие деформационные кривые, например, измерения акустической эмиссии, могут свидетельствовать о проявлении самоорганизации движения дислокаций [15]. Скачкообразная деформация предоставляет удобный объект для исследований, поскольку в этом случае самоорганизация проявляется уже на уровне деформационных кривых. При этом применение более точных методов позволит судить о структуре самих скачков нагрузки и, следовательно, об иерархии характерных масштабов.

Не менее сложен вопрос об интерпретации экспериментальных данных. На опыте измеряется эволюция одной или, в лучшем случае, нескольких переменных во времени. Каким образом на основании этих данных выделить информацию о поведении объекта с неизвестным (вероятно, бесконечным) числом степеней свободы? Необходимые для этого математические методы анализа временных серий были развиты в теории динамических диссипативных систем [16-19].

Наконец, возможность количественного описания сложной динамики создает необходимую базу для моделирования процессов в диссипативных системах и сопоставления экспериментальных и теоретических результатов.

Цель представленной диссертации заключалась в комплексном экспериментальном исследовании и компьютерном моделировании неустойчивой пластической деформации кристаллов как проявления самоорганизации и коллективного поведения дефектов в деформируемых твердых телах.

Основными объектами исследований были выбраны неустойчивость Портевена - Ле Шателье (ПЛШ), связанная с динамическим взаимодействием дислокаций с примесными атомами [9, 10], низкотемпературная скачкообразная деформация [7, 8], обусловленная катастрофическим дислокационным скольжением, и деформационное двойникование [20]. Наиболее подробно был изучен эффект Портевена-Ле Шателье (ПЛШ) [21, 22] в классическом для таких исследований сплаве Al-Mg. Этот эффект привлекает внимание удивительным разнообразием наблюдаемого поведения. Кроме того, он детально

исследован традиционными методами, а существующие микроскопические модели создают основу для моделирования коллективных процессов на мезоскопическом уровне.

Следующие результаты были получены впервые и **выносятся на защиту**.

Впервые проведено систематическое исследование динамических режимов, реализующихся при неустойчивом пластическом течении, переходы между различными режимами и корреляция деформационных процессов в зависимости от микроскопических механизмов неустойчивости и экспериментальных условий: температуры и скорости деформации, микроструктуры и геометрии образцов. Для этого предложен комплексный подход к математической обработке экспериментальных данных, включающий статистический анализ, реконструкцию фазовой траектории в пространстве с заранее неизвестной размерностью по эволюции одной измеряемой переменной (динамический анализ), а также мультифрактальный анализ, позволяющий изучать скейлинговые свойства неоднородных объектов.

Установлено соответствие между известной феноменологической таксономией типов эффекта Портевена – Ле Шателье, его статистическими свойствами и динамикой деформационных полос. Показано, что переходы между известными типами эффекта при варьировании экспериментальных условий связаны с изменением характера статистических распределений параметров скачков нагрузки. В общем случае локализация полос деформации соответствует распределениям с максимумом, а распространение полос – степенной статистике. Показано, что экспериментально доступная физическая величина, а именно, напряжение пластического течения, в значительной степени определяет наблюдаемую корреляцию между типом деформационных кривых и статистикой скачков нагрузки.

Обнаружено критическое поведение эффекта Портевена - Ле Шателье в смысле отсутствия характерного масштаба процессов, приводящих к скачкам напряжения в деформируемом кристалле. На основании статистического и спектрального анализа сделан вывод о возникновении самоорганизующегося критического состояния (СОК).

Обнаружен переход между состоянием СОК, соответствующим бесконечному числу степеней свободы, и детерминированным хаосом, при котором динамика системы описывается несколькими коллективными степенями свободы. Предложена качественная интерпретация с точки зрения конкурирующих механизмов, оперирующих на разных масштабных уровнях, локальном и глобальном, и вовлекающих нелокальные эффекты.

Впервые проведен мультифрактальный анализ деформационных кривых на примере эффекта ПЛШ. Найдена особенность на зависимостях параметров мультифрактального спектра деформационных кривых от скорости деформации. Резкое увеличение ширины мультифрактального спектра соответствует переходу между локализацией деформационных полос, отвечающей детерминированному хаосу, и их распространением, идентифицируемым с состоянием СОК. Это первый пример обнаружения перехода между локализованными и делокализованными состояниями с помощью мультифрактального анализа чисто экспериментальных данных.

Доказано, что пространственные корреляции в неоднородно деформирующемся кристалле в условиях эффекта ПЛШ в основном определяются упруго-пластической связью, обусловленной несоответствием локальных деформаций в кристалле. Особенно важен вывод о пластической релаксации силы связи, и, следовательно, ее зависимости от предыстории образца и условий деформации. Это позволяет объяснить разнообразные проявления эффекта ПЛШ.

Обнаружено, что статистика скачков нагрузки в условиях неустойчивости ПЛШ и низкотемпературной скачкообразной деформации подчиняется общим закономерностям. При повышении скорости деформации происходит переход от колоколообразных статистических распределений параметров скачков нагрузки к степенной статистике, свидетельствующей о критическом поведении дислокационного ансамбля. Исследования соотношений между критическими показателями показали, что степенные корреляции, управляющие динамикой низкотемпературной скачкообразной деформации, соответствуют самоорганизующейся критичности. Положение переходной области зависит от

микроструктуры образца, связанной с его предысторией и изменяющейся в результате деформационного упрочнения.

Обнаружен и исследован эффект увлечения электронов проводимости в условиях низкотемпературного деформационного двойникования и катастрофического скольжения. Это дало возможность получить новую информацию об элементарных процессах, приводящих к формированию скачков нагрузки, о микроскопических механизмах низкотемпературной скачкообразной деформации, а также о статистике деформационных процессов на разных масштабных уровнях.

Показано, что статистика электрических сигналов описывается одинаковой зависимостью в случае двойникования и дислокационного скольжения. Плотности функций распределения параметров импульсов в некотором интервале подчиняются степенному закону. Эти данные подтверждают существование универсальных закономерностей явления скачкообразной деформации.

Построена компьютерная модель, которая хорошо воспроизводит сложное пространственно-временное поведение эффекта Портевена - Ле Шателье, включая иерархию типов деформационных кривых, динамику деформационных полос и статистику скачков нагрузки. Построены «карты» эффекта ПЛШ, описывающие переходы между различными динамическими режимами эффекта в пространстве экспериментальных параметров и параметров модели.

С помощью численного моделирования предсказано качественное изменение характера статистики эффекта ПЛШ при повышении температуры, в дальнейшем подтвержденное экспериментально.

Сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования позволяет сделать вывод, что в условиях эффекта ПЛШ динамика такой сложной системы как дислокационный ансамбль, определяется двумя фундаментальными факторами: микроскопическим свойством отрицательной скоростной чувствительности напряжения течения и мезоскопической неоднородностью деформации, выравнивание которой

происходит за конечное время благодаря конечной жесткости пространственной связи в образце.

Представленные в работе экспериментальные и теоретические исследования находятся на стыке нескольких областей науки - физики твердого тела, материаловедения, статистической физики, синергетики. Они могут рассматриваться как **новое направление** в физике пластичности - изучение самоорганизации дислокаций на основе анализа временной эволюции отклика деформируемого образца (механического, электрического, акустического,...).

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитированной литературы.

В первой главе дан обзор литературы по вопросам: неустойчивость пластического течения металлов и сплавов; взаимодействие дислокаций с электронами проводимости; явления самоорганизации в динамических диссипативных системах и их проявления при пластическом течении материалов. Во второй главе описаны объекты исследований и экспериментальные методики. В третьей главе представлены математические методы анализа дискретных временных рядов – кривых деформации и электрических сигналов. В четвертой главе приведены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования статистики кривых деформации и пространственной картины локализации деформации в условиях эффекта Портевена-Ле Шателье. Пятая глава посвящена динамическому и мультифрактальному анализу экспериментальных кривых деформации в случае эффекта ПЛШ. В шестой главе приведены результаты экспериментального изучения статистики низкотемпературной скачкообразной деформации. Наконец, седьмая глава посвящена исследованию электрического отклика деформируемых кристаллов на скачкообразную деформацию. В заключении подведены итоги и сформулированы основные результаты диссертационной работы.

По результатам, положенным в основу диссертации, сделаны приглашенные доклады на Международном семинаре Scale Invariance and Beyond (Les Houches, Франция, 1997),

Международной конференции по пластичности (Lans en Vercors, Франция, 1996), 4-й Международной конференции “Прочность и пластичность материалов в условиях внешних энергетических воздействий” (Новокузнецк, 1995), а также два пленарных доклада на Международном семинаре по самоорганизующейся критичности (Копенгаген, 1990).

Полученные результаты также докладывались на 26-м Всесоюзном совещании по физике низких температур (Донецк, 1990), 5-м Всесоюзном семинаре “Структура, дефекты и свойства ультрадисперсных, квазикристаллических и аморфных материалов” (Свердловск, 1990), 6-й Всесоюзной школе по физике прочности и пластичности (Харьков, 1990), Международной конференции Euromech-282 «Microscopic and macroscopic deformation instabilities» (Мец, Франция, 1991), 3-й Европейской конференции по пластичности материалов “Fundamental aspects of dislocation interactions: low-energy dislocation states” (Аскона, Швейцария, 1993), Международном коллоквиуме Dislocations 93 «Microstructures and Physical Properties» (Оссуа, Франция, 1993), Международных конференциях по физике низких температур LT-19 и LT-20 (Брайтон, Англия, 1990; Орегона, США, 1993), Международных конференциях по структуре и пластичности материалов ISPMA-6 и ICSMA-11 (Прага, 1994, 1997), NATO ASI "Computer Simulation in Material Science: Nano/Meso/and Macroscopic Space and Time Scales" (Ле д'Олерон, Франция, 1995), Международном коллоквиуме по пластичности (Lausanne, Швейцария, 1997), Международном семинаре Journées d'Automne SF2M (Paris, 1998), Юбилейном симпозиуме, посвященном О. Richmond, Seven Springs (USA, 1999), Ежегодном заседании Общества прикладной математики и механики (GAMM) (Мец, Франция, 1999), Заседании Американского физического общества, March Meeting (Minneapolis, 2000), Европейской конференции «Plasticity of Materials» (Аквафреда ди Матео, Италия, 2000), 3-й Всероссийской Конференции молодых ученых по физической мезомеханике материалов (Томск, 2000), 2-й Международной конференции “Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений” (Тамбов, 2000), 5-й Европейской конференции по механике материалов EMMCS5 (2001), Международном конгрессе Американского общества

материаловедов ASME (Нью-Йорк, 2001); а также на научных семинарах ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ИФТТ, ФТИНТ, в Университетах г. Париж, Мец, Гренобль (Франция), Гамбург-Гарбург (Германия), Вена (Австрия), Исследовательском центре Voreppe, Pechiney (Гренобль, Франция).

По материалам исследования опубликовано более 40 работ. Основное содержание диссертации отражено в 30 статьях в реферируемых физических журналах, перечисленных в списке цитированной литературы: [14], [32,33], [63], [91], [96], [98-102], [104], [183,184], [188], [190], [193], [194-200], [204-209], [210], [214].

Глава 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Феноменологическая классификация неустойчивости пластического течения

Пластическое течение кристаллов под действием механического напряжения осуществляется путем перемещения дефектов кристаллической решетки. При не слишком высоких температурах, когда скорость диффузии точечных дефектов не велика, деформация определяется процессами размножения и движения дислокаций, а также двойникованием. В наиболее распространенном случае дислокационного скольжения для описания скорости пластического течения $\dot{\epsilon}$ используют уравнение Орована [1, 2]

$$\dot{\epsilon} \approx k\rho_m bV \quad (1.1.1)$$

где ρ_m и V – плотность подвижных дислокаций и их средняя скорость в направлении скольжения параллельно вектору Бюргерса \mathbf{b} ; k – геометрический множитель. Другими словами, скорость деформации, описываемая этим уравнением, определяется средними величинами, характеризующими дислокационный ансамбль, и постоянна при заданном напряжении.

С другой стороны, существует множество указаний на сложное пространственно-временное поведение дислокаций на разных масштабных уровнях, выходящее за рамки “приближения среднего поля” в уравнении Орована. Так, известно, что по мере деформации в кристаллах могут формироваться сложные пространственные структуры дислокаций [3-6], которые можно наблюдать с помощью просвечивающей электронной микроскопии [23-25]. С другой стороны, в процессе пластической деформации разных материалов нередко наблюдается локализованное скольжение с высокой скоростью, которое проявляется в сложной скачкообразной эволюции напряжения течения или деформации [7-10]. Очевидно, в этих случаях однородное пластическое течение неустойчиво, так что пластическую деформацию нельзя рассматривать как гладкое ламинарное течение.

В данном обзоре будет рассмотрено явление *скачкообразной деформации*. Оно наблюдается при деформировании целого ряда материалов и может быть обусловлено

различными физическими механизмами. Уже из уравнения (1.1.1) видно, что при дислокационном скольжении причиной скачков могут быть разнообразные механизмы, приводящие к кратковременному повышению плотности и/или скорости подвижных дислокаций: взаимодействие дислокаций с примесями [26], локальный перегрев кристаллов [27], механические силовые эффекты [28, 29]. Ряд механизмов не связан напрямую с дислокациями: двойникование [20], индуцированные деформацией фазовые переходы [30], трещинообразование [31], термически активируемое формирование барьеров [31, 32], геометрическая неустойчивость [34] и т.п. В силу такого разнообразия возможны различные подходы к классификации механизмов неустойчивой деформации.

Удобная феноменологическая классификация дислокационных механизмов была предложена в работах [35, 36] на основе приближенного механического уравнения состояния. Вообще говоря, поскольку пластическая деформация является необратимым процессом вдали от равновесия, уравнение состояния пластически деформируемого тела не существует: напряжение σ или деформация ϵ , характеризующие состояние кристалла, зависят от деформационной предыстории. Поэтому *материальное уравнение*, используемое для описания деформации, в общем случае зависит от структуры материала:

$$\sigma = \sigma(\epsilon, T, \dot{\epsilon}, \text{исходная структура}). \quad (1.1.2)$$

Его частным случаем является соотношение, описывающее кривую деформации $\sigma = \sigma(\epsilon)$ при определенных экспериментальных условиях. Предложенная в [35, 36] классификация пластической неустойчивости основана на приближенном соотношении

$$d\sigma = h d\epsilon + S d(\ln \dot{\epsilon}) + \varphi dT \quad (1.1.3)$$

где $h = (\partial\sigma/\partial\epsilon)_{\dot{\epsilon}, T}$, $S = (\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon})_{\epsilon, T}$ и $\varphi = (\partial\sigma/\partial T)_{\epsilon, \dot{\epsilon}}$ - коэффициент деформационного упрочнения и чувствительность напряжения течения к скорости деформации и температуре, соответственно. В общем случае, частные производные зависят от σ , $\dot{\epsilon}$, T и микроструктуры, и эти зависимости отражают конкретные механизмы деформации. Поскольку уравнение (1.1.3) отражает локальный механический отклик, приводимые ниже рассуждения оправданы только в случае однородной деформации, когда все элементы материала

деформируются когерентно и их можно считать невзаимодействующими друг с другом. При этом локальные характеристики материала h , S и φ эквивалентны усредненным величинам, измеряемым в эксперименте. Таким образом, предложенный подход может объяснить причины неустойчивости деформации во времени, но не ее пространственную картину.

Вообще говоря, так как деформируемый образец взаимодействует с деформирующей машиной, для полного описания деформации уравнение (1.1.3) следует дополнить «машинным уравнением». В типичной схеме деформации с постоянной скоростью, которая использовалась и в наших исследованиях, это уравнение имеет вид:

$$\dot{\epsilon}_a = \dot{\sigma} / M + \dot{\epsilon}, \quad (1.1.4)$$

где $\dot{\epsilon}_a$ - скорость, задаваемая деформирующей машиной, а M – упругий модуль системы «машина-образец». Другими словами, полная скорость деформации, определяемая машиной, складывается из скорости пластической деформации кристалла и скорости упругой деформации всей конструкции. Здесь предполагается, что неоднородность деформации не велика, так что σ можно считать постоянным вдоль оси образца. В общем случае неоднородной деформации ее скорость получается из усреднения по образцу:

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{L} \int_0^L \dot{\epsilon}(x,t) dx. \quad (1.1.5)$$

Если интересоваться лишь условиями неустойчивости, а не ее эволюцией, для анализа достаточно уравнение (1.1.3). Рассмотрим классическую схему деформации растяжением. Сначала предположим, что можно пренебречь разогревом, обусловленным деформацией:

$$d\sigma = h d\epsilon + S d(\ln \dot{\epsilon}) \quad (1.1.3')$$

Это приближение выполняется при не слишком низких температурах, когда теплоемкость кристалла не мала. Для линейного анализа неустойчивости рассмотрим локальное возмущение однородного решения. Пусть в некотором месте образца степень деформации испытывает локальную флуктуацию, возникшую спонтанно или обусловленную кратковременным внешним воздействием [37, 38]. Небольшой избыток степени деформации приведет к флуктуации площади поперечного сечения A и, следовательно, σ : $\sigma = F/A$, где F

– приложенная к образцу нагрузка (приближение постоянной вдоль образца нагрузки означает пренебрежение инерцией). Сохраняя линейные члены разложения по малому возмущению, можно записать: $\delta\epsilon = \delta\sigma/\sigma = -\delta A/A$. Полагая, что в этом сечении, как и везде, выполняется уравнение (I.1.3'), можно заменить знак дифференцирования d знаком вариации δ . С учетом этих соотношений уравнение (I.1.3') преобразуется к виду

$$\delta \dot{\epsilon} / \delta \epsilon = \dot{\epsilon} (\sigma - h) / S \quad (1.1.6)$$

Рассмотрим малое возмущение $\delta \epsilon = (\delta \epsilon)_0 \exp(\lambda t)$. Подстановка в (1.1.6) дает выражение:

$$\lambda = \dot{\epsilon} (\sigma - h) / S \quad (1.1.7)$$

Если $\lambda < 0$, начальное возмущение затухает. Напротив, если $\lambda > 0$, амплитуда флуктуации будет бесконечно возрастать (на самом деле, флуктуация стабилизируется нелинейными слагаемыми), т.е., решение (1.1.6) не устойчиво. Это происходит в двух случаях:

$$h < \sigma, S > 0 \quad (\text{неустойчивость } h\text{-типа})$$

$$\text{или } S < 0, h > \sigma \quad (\text{неустойчивость } S\text{-типа}) \quad (1.1.8)$$

В первом случае неустойчивость возникает, когда вместо деформационного упрочнения происходит разупрочнение. Классический пример такого поведения - распространение полос Людерса в сплавах [1] - связывают с отрывом дислокаций от примесных атмосфер. При этом наблюдается зуб и площадка текучести, т.е., резкое понижение деформирующего напряжения после начала макроскопического течения. Другой подробно изучавшийся пример обусловлен геометрическим разупрочнением [34, 39] из-за уменьшения поперечного сечения образца.

Второй тип неустойчивости наиболее детально изучался в диссертации. Он связан с отрицательной скоростной чувствительностью напряжения - чем деформация быстрее, тем легче она протекает, в противоположность термически активируемому пластическому течению. Это приводит к возникновению повторяющихся скачков деформации или напряжения, известных как эффекты Савара-Масона и Портевена-ле Шателье [1, 9, 21, 22, 40].

Еще один тип неустойчивости [27], называемый термодинамическим или термомеханическим (неустойчивость Т-типа), можно предсказать, учтя связь между пластическим течением и выделением тепла. К уравнению (1.1.3) следует добавить уравнения, описывающие тепловой баланс в образце и связь между температурой и скоростью деформации. При понижении температуры внешней среды теплоемкость образца уменьшается, и разогревы, обусловленные выделением тепла при деформации, становятся значительными. Может возникнуть ситуация, когда тепло, выделяемое при деформации, отводится недостаточно быстро. Это приведет к локальному разупрочнению материала, что, в свою очередь, вызовет увеличение скорости деформации и т.д. Подчеркнем, что деформация протекает тем легче, чем выше ее скорость, что и вызывает «катастрофу». Другими словами, следствием выделения тепла при деформации является отрицательная скоростная чувствительность напряжения в некоторой области условий деформации [41], аналогично случаю эффекта ПЛШ.

Из сказанного видно, что явление пластической неустойчивости очень разнообразно. Ниже будут представлены некоторые аспекты, касающиеся эффекта Портевена - Ле Шателье, а также низкотемпературного катастрофического скольжения и двойникования, на примере которых в диссертации исследовались коллективные деформационные процессы.

1.2. Механизмы скачкообразной деформации

1.2.1. Эффект Портевена – Ле Шателье

Макроскопические проявления эффекта Портевена – Ле Шателье. Первые сообщения о наблюдении этого эффекта появились в начале 20-го столетия [21, 22]. Последовало множество исследований, поскольку он представлял значительный фундаментальный интерес для физики дислокаций, и, в то же время, играл отрицательную роль в прикладных задачах, ухудшая механические свойства и затрудняя обработку промышленных сплавов. В 70-е годы интерес заметно снизился в связи с тем, что микроскопический механизм возникновения неустойчивости, в основном, был выяснен. При этом считалось, что

сложность и разнообразие макроскопических проявлений эффекта обусловлены случайным сложением некоррелированных пластических процессов в сложной системе дислокаций и не несут положительной информации. Новый всплеск исследований возник в 80-е годы в связи с попытками применения методов теории динамических систем [11, 12] к анализу макроскопического поведения эффекта с учетом корреляции дислокационных процессов.

Эффект ПЛШ наблюдается в ряде разбавленных сплавов внедрения и замещения, например, в мягких сталях, сплавах алюминия и меди. Для каждого состава существует определенная температурно-скоростная область, где деформация неустойчива (например, Рис. 1.1). Вне этой области наблюдаются обычные плавные кривые деформации. Традиционные наблюдения проводились на поликристаллах (см. обзор [37]), однако позднее эффект был найден и на монокристаллах [42]. Неустойчивость пластического течения проявляется в повторяющемся возникновении неподвижных или распространяющихся деформационных полос, вызывающих кратковременные скачки деформации в кристалле. Как следствие, при деформировании с постоянной скоростью нагружения $\dot{\sigma}_0$ (мягкая деформационная машина) наблюдаются ступенчатые зависимости степени деформации от напряжения (времени) [43]. Если постоянна скорость деформации $\dot{\epsilon}_a$, неустойчивость проявляется в виде кратковременных падений (скачков) напряжения [44] вследствие упругого отклика системы "машина-образец" на быстрое приращение деформации в образце (см. уравнение (1.1.4)). Конкретные формы кривых очень разнообразны и зависят от условий эксперимента, состава, микроструктуры и размера образцов. Вообще говоря, ступенчатые зависимости в случае мягкой машины известны с 1837 как эффект Савара-Масона, хотя в литературе часто в обоих случаях говорят об эффекте ПЛШ, относя это понятие не к макроскопическим проявлениям, а к их микроскопической природе.

Пространственные картины деформационных полос можно наблюдать по следам скольжения на поверхности образцов в оптическом микроскопе (или даже невооруженным взглядом). Оказалось, что картина следов скольжения и форма деформационных кривых взаимосвязаны, зависят от условий деформации и демонстрируют несколько характерных

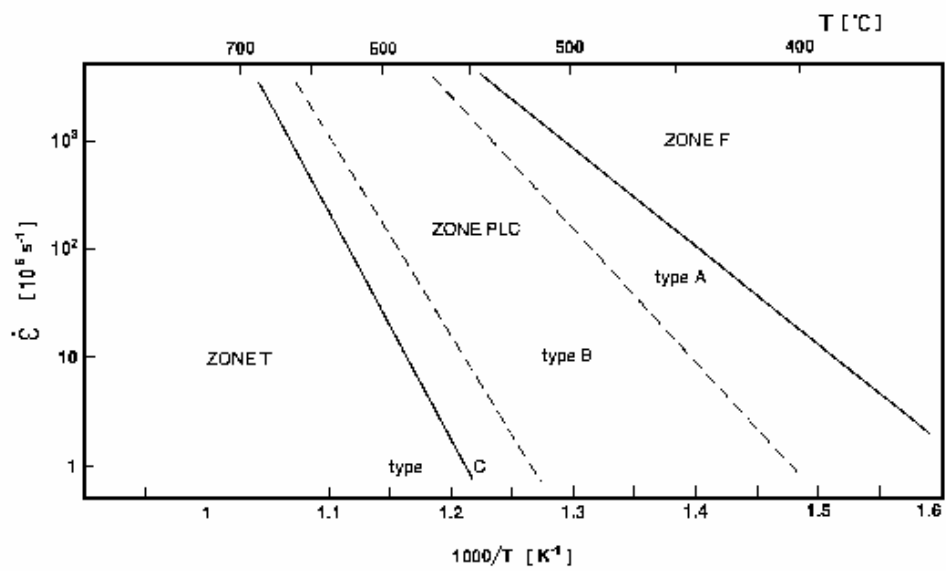


Рис.1.1. Область существования эффекта Портевена – Ле Шателье в стали по данным [42]

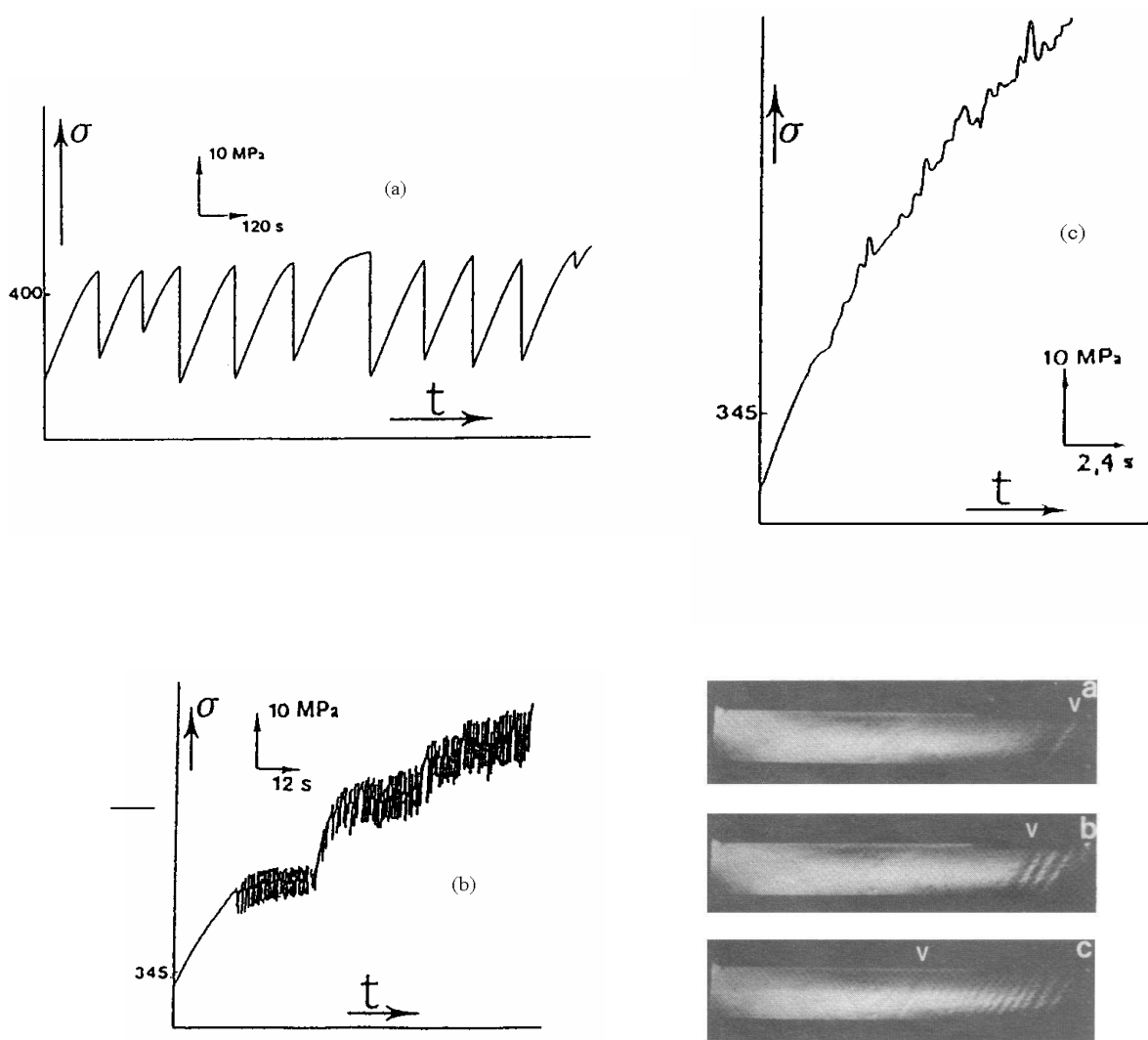


Рис. 1.2. Участки типичных кривых напряжение-время сплава Al-5%Mg при комнатной температуре: а - $\dot{\epsilon}_a = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (тип С); б - $\dot{\epsilon}_a = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (тип В); в - $\dot{\epsilon}_a = 5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (тип А) и серия фотографий поверхности образца, демонстрирующих деформационные полосы типа В (эстафетное распространение полосы) [44].

типов поведения. На Рис. 1.2 приведены примеры участков деформационных кривых сплава Al-5%Mg при постоянной скорости деформирования в условиях эффекта ПЛШ [44]. Эти примеры отвечают трем основным типам, различаемым в традиционной классификации эффекта [45, 46]. При низких температурах или высоких скоростях деформации наблюдается тип А, характеризующийся распространением в кристалле деформационных полос, обычно зарождающихся вблизи одного из захватов. Скачки напряжения происходят выше уровня, соответствующего плавному течению до начала скачкообразной деформации. Хорошо различимые на рисунке подъемы, за которыми следует резкий спад напряжения, отвечают зарождению полос, а их распространение сопровождается флуктуациями σ с меньшей амплитудой. При уменьшении скорости деформации или увеличении температуры наблюдается последовательная смена типа неустойчивости $A \rightarrow B \rightarrow C$. При неустойчивости типа В каждый скачок σ связан с возникновением локализованной полосы деформации. Тем не менее, в этом случае говорят об эстафетном или прыжковом распространении, так как каждая последующая полоса появляется рядом со следом предыдущей полосы, и внешне это выглядит как прыжок деформационной полосы. Скачки напряжения происходят около среднего уровня. Часто на кривой деформации наблюдаются плато, отвечающие эстафетному распространению полос вдоль кристалла. Следующая серия полос возникает при более высоком уровне напряжения. В случае типа С каждый скачок напряжения также связан с возникновением локализованной деформационной полосы, однако, отсутствует видимая пространственная корреляция: полосы возникают случайным образом по всему образцу. Соответствующие скачки происходят ниже среднего уровня σ . Различают и другие, более специальные типы неустойчивости ПЛШ [46]. В реальном эксперименте часто наблюдается смешивание различных типов.

Исследования *кинетики* деформационных полос [43, 47] показали, что скорость распространения полос вдоль кристалла изменяется в широком интервале от долей миллиметров до десятков сантиметров в секунду. При этом зарождение полос (развитие поперек кристалла) происходит за времена менее 1 ms. Об этом свидетельствуют, например,

измерения длительности скачков нагрузки при возникновении локализованных полос (типы А и В) [47].

Модели эффекта Портевена – Ле Шателье. В течение полувека после открытия эффекта ПЛШ были детально изучены условия возникновения неустойчивости (критическая деформация, диапазоны температуры и скорости деформации) и активационные характеристики процессов скольжения (например, [46, 48]). Детальное описание этих данных выходит за рамки данного обзора. Ниже будут рассмотрены модели эффекта ПЛШ, явившиеся результатом этих исследований. Как указывалось в §1.1, этот эффект является примером неустойчивости S-типа, связанной с отрицательной скоростной чувствительностью напряжения течения. Прежде всего, остановимся на *микроскопических моделях* эффекта, рассматривающих *физические механизмы*, ответственные за данную аномалию. Это создаст основу для понимания *феноменологических* моделей, в которых используются материальные уравнения, следующие из микроскопической теории.

Первую микроскопическую модель эффекта предложил Коттрелл [49]. Он предположил, что вокруг подвижной дислокации формируется облако примесных атомов, которое движется с дислокацией, пока ее скорость не превысит некоторого критического значения. При увеличении скорости дислокация отрывается от следующего за ней облака, в результате чего сопротивлению течению уменьшается, т.е. более высокая скорость деформации обеспечивается при более низком уровне напряжения. Однако теоретические оценки, следовавшие из этой модели, давали нереалистичные значения плотности подвижных дислокаций.

Это противоречие удалось разрешить [50, 51], приняв во внимание, что движение дислокаций не является непрерывным: свободное движение чередуется с остановкой на локализованных препятствиях в течение времени ожидания t_w . В это время примесные атомы диффундируют к дислокациям и служат дополнительным препятствием для термоактивируемого открепления дислокаций. Этот процесс называют *динамическим деформационным старением* дислокаций (ДДС). Таким образом, в системе дислокаций и

примесей можно выделить два конкурирующих временных масштаба, один из которых обусловлен временем ожидания дислокаций на препятствиях, а другой – характерным временем диффузии примесей к дислокациям. Время ожидания уменьшается с ростом скорости деформации. Нетрудно понять, что эффект ПЛШ возникает, когда временные масштабы становятся сопоставимы. Действительно, если дислокации движутся очень быстро, они «не замечают» примесные атомы. Наоборот, при очень медленном движении примесная атмосфера успевает следовать за дислокацией. В обоих случаях наблюдается нормальный для термически активируемых процессов положительный наклон зависимости $\sigma(\dot{\epsilon})$. В промежуточной области происходит инверсия поведения: чем больше $\dot{\epsilon}$, тем меньше t_w и, следовательно, концентрация примесей на дислокации и, в конечном счете, сопротивление течению. Таким образом, зависимость $\sigma(\dot{\epsilon})$ приобретает N-образный характер (Рис. 1.3).

Для количественного описания формы N-образной зависимости в работах [9, 52] в качестве барьеров для подвижных дислокаций рассмотрены дислокации леса с плотностью ρ_f . В этом случае для средней скорости дислокаций можно записать $V = \rho_f^{-1/2} / t_w$, и из уравнения (1.1.1) следует простая связь между временем ожидания и скоростью деформации:

$$t_w = \Omega / \dot{\epsilon} \quad (1.2.1)$$

где $\Omega = kb\rho_m\rho_f^{-1/2}$ представляет собой приращение деформации при одном акте термической активации, если бы в нем приняли участие все подвижные дислокации.

Зависящая от скорости компонента σ может быть представлена как сумма напряжения, необходимого для преодоления локализованных препятствий (пересечения дислокаций леса), и напряжения, обусловленного пиннингом дислокаций примесями:

$$F(\dot{\epsilon}) = S_i \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + \beta C. \quad (1.2.2)$$

Первое слагаемое описывает нормальную скоростную зависимость σ в отсутствие примесей ($S_i > 0$), вытекающую из уравнения Аррениуса для термически активируемого скольжения



Рис. 1.3. Схематическое изображение конкуренции термической активации и пиннинга дислокаций атомами примеси, приводящей к нелинейной N-образной форме скоростной чувствительности напряжения.

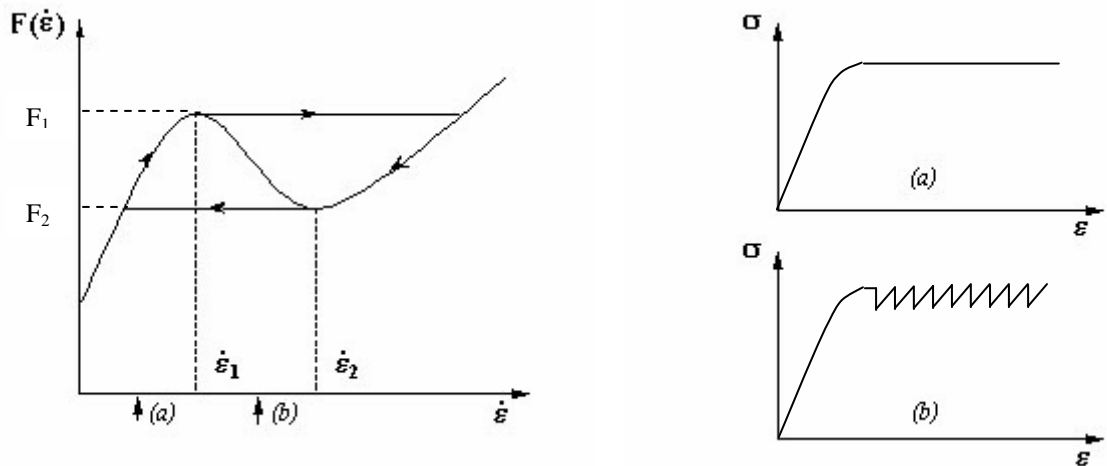


Рис. 1.4. Движение изображающей точки, когда скорость деформирования находится вне и внутри интервала неустойчивости ПЛШ, и соответствующие кривые деформации без учета деформационного упрочнения

($\dot{\epsilon}_0$ - предэкспоненциальный множитель) [1]. Параметр β представляет силу пиннинга дислокаций примесями, а C – среднюю концентрацию примесных атомов на дислокациях. Концентрация C возрастает с ростом t_w . Зависимость $C(t_w)$ можно описать следующим образом [52, 53] :

$$C = C_s \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{C_0}{C_s} \left(\frac{t_w}{\tau} \right)^p \right] \right\} \quad (1.2.3)$$

В этом выражении C_0 представляет собой номинальную концентрацию примесей в объеме кристалла, а концентрация насыщения дислокаций примесями имеет вид $C_s = C_0 \exp(W/k_B T)$, где W обозначает энергию связи примесного атома и дислокации, а k_B – постоянная Больцмана. Параметр β в уравнении (1.2.2) связан с энергией связи W и по порядку величины равен W/b^3 . Характеристическое время диффузии примесей к дислокациям τ зависит от температуры в соответствии с энергией активации миграции примесей Q : $\tau = \tau_0 \exp(Q/k_B T)$. В рамках классической теории Коттрелла-Билби для объемной диффузии примесей [54] $p=2/3$. Сообщалось также о наблюдении более низких значений, например, $1/3$, что характерно для диффузии по ядрам дислокаций [55].

Уравнение (1.2.3) позволяет найти интерполяцию между пределами малых и больших скоростей деформации. При небольших значениях t_w концентрация примесей подчиняется степенному закону типа Коттрела-Билби, а при увеличении t_w стремится к C_s . Комбинирование соотношений (1.2.2)-(1.2.3) приводит к следующему выражению для функции $F(\dot{\epsilon})$:

$$F(\dot{\epsilon}) = S_i \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + \beta C_s \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\dot{\epsilon}^*}{\dot{\epsilon}} \right)^p \right] \right\}, \quad (1.2.4)$$

где

$$\dot{\epsilon}^* = (\Omega / \tau_0) \exp[-(Q + W/p)/k_B T]. \quad (1.2.5)$$

Уравнение (1.2.4) описывает N-образную зависимость скоростную зависимость напряжения, схематически изображенную на рис. 1.4.

Феноменологические модели эффекта ПЛШ анализируют макроскопическое поведение кристалла, характеризующегося N-образной функцией скоростной чувствительности напряжения $F(\dot{\epsilon})$. Прежде всего, рассмотрим *локальные* модели [9, 56-59]. В этих моделях материальные уравнения не содержат зависимость от пространственной координаты и соответствуют идеальному случаю однородной деформации кристалла. Математически это выражают упрощенным законом, выполняющимся в каждом сечении образца:

$$\sigma = h\epsilon + F(\dot{\epsilon}) \quad (1.2.6)$$

Следует отметить, что при такой записи допускается, что ϵ является переменной состояния. Дополнительными упрощениями являются разделение переменных ϵ и $\dot{\epsilon}$, а также приближение постоянного коэффициента деформационного упрочнения. Оправданием этих приближений служит то, что поведение решения уравнения (1.2.6) анализируется лишь в небольшом интервале деформаций, соответствующем прохождению по кристаллу одной деформационной полосы (более адекватный анализ можно найти, например, в работе [60]).

Даже с учетом сделанных упрощений, в случае деформации с постоянной скоростью аналитическое решение очень сложно. Однако, существенные свойства эффекта следуют из более удобного для анализа случая постоянной скорости нагружения $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_0 t$. Дифференцируя по времени, преобразуем уравнение (1.2.6) к виду:

$$\ddot{\epsilon} = \frac{h(\dot{\epsilon}_s - \dot{\epsilon})}{dF/d\dot{\epsilon}} \quad (1.2.7)$$

где $\dot{\epsilon}_a = \dot{\sigma}_0/h$ – однородное стационарное решение.

Динамика решения этого уравнения проиллюстрирована на Рис. 1.4. Можно найти три типа решений в зависимости от относительного положения $\dot{\epsilon}_a$ и значений $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$, отвечающих максимуму и минимуму N-образной функции. Если $\dot{\epsilon}_a < \dot{\epsilon}_1$, числитель и знаменатель в уравнении (1.2.7) положительны, так что после начала опыта $\dot{\epsilon}$ возрастает вдоль левой ветви N-образной кривой, пока не достигнет $\dot{\epsilon}_a$. В случае постоянной скорости деформации это соответствует стационарной кривой деформации, схематически

изображенной на Рис. I.4а. Однако, при $\dot{\epsilon}_1 < \dot{\epsilon}_a < \dot{\epsilon}_2$ стационарное состояние недостижимо. В точке максимума $dF/d\dot{\epsilon} = 0$, поэтому $\ddot{\epsilon}$ становится бесконечной и происходит мгновенный перескок изображающей точки на правую ветвь N-образной кривой. Поскольку напряжение не может измениться мгновенно, скачок происходит при постоянном напряжении (горизонтально). На правой ветви вторая производная деформации принимает большое отрицательное значение, так что скорость деформации быстро убывает до точки минимума и совершает новый скачок на левую ветвь. Затем весь цикл повторяется. При постоянной скорости деформации будет наблюдаться скачкообразная кривая $\sigma(\epsilon)$ (Рис. I.4b). Средняя за цикл скорость деформации, очевидно, равна скорости, заданной машиной. Такое периодическое движение с двумя характерными временными масштабами (медленное нагружение и быстрая релаксация) называют *релаксационными колебаниями* [61]. В литературе много примеров такого поведения. В частности, описанный процесс аналогичен эффекту Ганна в средах с отрицательной дифференциальной проводимостью [62], и сухому трению, при котором сила трения уменьшается с ростом скорости в некотором интервале [63]. Наконец, третий тип решения очевиден на основании выше сказанного: если скорость нагружения велика ($\dot{\epsilon}_a > \dot{\epsilon}_2$), стационарное состояние достигается после одного скачка деформации.

Идеализированная картина эффекта ПЛШ как периодических релаксационных колебаний может быть отнесена к одному «поперечному сечению» кристалла, т.е., к индивидуальной дислокации или к элементу материала, в котором деформацию можно считать однородной и протекающей одновременно. В то же время, очевидно, что скачок деформации не может произойти когерентно во всем образце. В рамках локальных моделей было предсказано распространение «уединенных волн» деформации в кристалле [57]. Однако, поскольку такие модели не включают в себя зависимость от пространственных координат, они не способны описать кинетические характеристики деформационных полос, например, их скорость и ширину. Более того, пространственная картина деформации связана со сложной эволюцией напряжения течения. Экспериментально наблюдаемые кривые

деформации имеют нерегулярный характер, часто напоминающий запись случайного процесса, причем сложная пространственно-временная картина зависит от условий деформации. Очевидно, для ее описания необходимы *нелокальные* модели, в которых будут учтены как внутренне присущая пластическому течению неоднородность, так и наличие *пространственной связи* между процессами скольжения, которая и управляет масштабом неоднородностей.

В первой работе, посвященной этому вопросу [64], было предложено учесть неоднородность деформации, добавив к материальному уравнению слагаемое диффузионного типа, содержащее лапласиан $\Delta \epsilon$. Исходя из интуитивных соображений, сила связи должна зависеть от градиентов деформации, но простые градиенты запрещены из-за нарушения трансляционной инвариантности. Позднее эта идея была обоснована в ряде моделей, как мезоскопических (геометрических, механических), основанных на анализе локальных напряжений и деформаций безотносительно к дефектной структуре [65, 66], так и микроскопических, рассматривающих эволюцию дефектов [67-69]. В первой группе моделей изучались упругие напряжения, которые могут быть обусловлены различными причинами:

- изгибными деформациями из-за поворота решетки при деформировании монокристаллов в неподвижных захватах [66];
- концентрацией напряжения у ступенек, образующихся при выходе дислокационных скоплений на поверхность [70];
- несовместимостью пластических деформаций соседних зерен в поликристаллах, приводящей к возникновению компенсирующих упругих деформаций и, как следствие, напряжений [71];
- неодноосностью напряженного состояния, связанной с вариациями площади поперечного сечения [35] (для этого анализа обычно используют подход, предложенный в [72]).

Вторая группа включает в себя механизм, обусловленный внутренними напряжениями в кристалле (взаимодействием упругих полей дислокаций [73]), а также механизмы, связанные с геометрией скольжения [74-76], например, передача пластической активности в соседние участки кристалла путем двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций. Согласно теоретическим оценкам, маловероятно, что последний механизм отвечает за неоднородности большого масштаба, какими являются деформационные полосы. Однако он может давать вклад в формирование их тонкой структуры.

Модели, в которых пространственная связь обусловлена упругими напряжениями, одинаково выражаются математически. При одноосной деформации к уравнению (1.2.6) во всех случаях добавляется вторая производная деформации по координате вдоль оси кристалла:

$$\sigma = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon}) + C\varepsilon_{,xx} \quad (1.2.8)$$

Поэтому окончательный ответ на вопрос о природе пространственной связи должны дать количественные измерения. Математически одинаковая форма материального уравнения открывает возможности для мезоскопического моделирования эффекта ПЛШ безотносительно к конкретному микроскопическому механизму.

В случае двойного поперечного скольжения диффузионное слагаемое входит в состав аргумента N-образной функции:

$$\sigma = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon} - D \varepsilon_{,xx}), \quad (1.2.9)$$

так что этот механизм может приводить к качественно отличающемуся поведению.

До последнего времени нелокальные модели эффекта ПЛШ были посвящены изучению пространственной картины локализации деформации [77]. Существовала надежда, что с их помощью можно будет однозначно предсказывать ширину деформационных полос и, в случае распространяющихся полос, их скорость. Однако, как и во многих физических проблемах, связанных с формированием распространяющихся структур (например, [78]), возникла проблема неоднозначности выбора разрешенных значений скорости. Простейший критерий отбора скоростей (гипотеза критической устойчивости) состоит в выборе скорости

подвижной системы отсчета, в которой наиболее быстро растущая компонента линейного возмущения неустойчивого состояния не возрастает и не затухает [78]. Соответствующий анализ для случая эффекта ПЛШ при постоянной скорости нагружения был проведен в рамках модели внутренних напряжений [79] и модели поперечного скольжения [80]. В первом случае было предсказано, что значение скорости расходится при приближении к обеим границам интервала $\dot{\epsilon}_a$, в котором наблюдается эффект ПЛШ. Напротив, в [80] предсказывается монотонное убывание скорости полосы с ростом $\dot{\epsilon}_a$. Так же противоречивы существующие экспериментальные результаты. Так, измерения на стали [81] согласуются с монотонной зависимостью [80], а аналогичные данные на сплаве Al демонстрируют противоположную тенденцию [65]. При постоянной скорости деформации сплавов Al наблюдалось как монотонное возрастание скорости полос со скоростью деформации [44], так и сложная немонотонная зависимость с несколькими экстремумами [82]. Данные о ширине деформационных полос также противоречивы. Очевидно, дальнейшее продвижение в этом направлении невозможно без получения достоверных экспериментальных результатов.

Другой подход к изучению динамики эффекта ПЛШ основан на том, что информация о динамике содержится не только в пространственной картине деформации в кристалле, но и в сложной форме временных сигналов - кривых деформации. В последние годы появились попытки найти количественные характеристики наблюдаемых экспериментально нерегулярных вариаций напряжения течения и, тем самым, определить количественные критерии для построения компьютерных моделей эффекта. Эти работы будут рассмотрены в п.1.4.

1.2.2. Низкотемпературная скачкообразная деформация

При низких температурах скачкообразная деформация наблюдалась на целом ряде материалов. Обычно она связана с изменением условий движения и размножения дислокаций [7, 8, 27, 29, 83-91] или двойникованием [20, 92-96].

Низкотемпературная скачкообразная деформация характеризуется высокой скоростью [14, 27, 92-94, 97-102]. Были получены оценки скорости дефектов, ответственных за скачки нагрузки: $V \geq 10^4 - 10^5$ см/с [14, 92, 97-99]. В работе [95] на основании тщательных тензометрических и индукционных измерений скорости пластической деформации и скорости изменения деформирующего напряжения было показано, что приращение деформации при индивидуальном скачке нагрузки происходит дискретным образом. Другими словами, скачок, наблюдаемый на классической кривой деформации, не является элементарным процессом, а имеет тонкую структуру, которая проявляется при измерениях с более высокой чувствительностью и, по-видимому, связана с движением отдельных дислокационных скоплений или двойников. Длительность соответствующих элементарных скачков составляет единицы или десятки микросекунд, а полная длительность макроскопического скачка нагрузки ≤ 1 мс. В данной работе были получены оценки, свидетельствующие о том, что в моменты скачков нагрузки при деформировании Nb скорость деформации может достигать значений $\dot{\epsilon} \leq 10^4$ с⁻¹. Эти данные подтверждаются также исследованиями электронного отклика кристаллов на пластическое течение [14, 98-102, 104], связанного с эффектом увлечения электронов проводимости подвижными дислокациями [105, 106].

Для объяснения низкотемпературной скачкообразной деформации, обусловленной *скольжением*, привлекались различные гипотезы: потеря устойчивости пластического течения из-за локального разогрева – *термомеханический механизм* [27, 41, 107-115], *прорыв препятствий дислокационными скоплениями* [28, 116], а также *лавинообразное размножение дислокаций* [29]. Подробное изложение современного состояния этих исследований можно найти в недавних обзорах [116, 117].

К настоящему времени наиболее подробно теоретически разработана гипотеза термомеханической неустойчивости в условиях термически активируемого пластического течения, обусловленной локальными перегревами материала при деформации. Анализ устойчивости системы уравнений, описывающих деформацию и тепловой баланс в образце,

является более сложной задачей по сравнению с анализом устойчивости в п.1.1. Упрощая задачу, обычно считают температуру однородной по сечению образца. Это условие можно формально записать в следующем виде: $h \ll 2 K / R$, где R – поперечный размер образца, K и h – коэффициенты теплопроводности и поверхностного теплообмена, соответственно. В этом случае уравнение теплового баланса сводится к одномерному уравнению теплопроводности:

$$c\dot{T} = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2h}{R}(T - T_0) + \beta\sigma\dot{\epsilon} \quad (1.2.10)$$

где c – теплоемкость, описываемая законом Дебая ($c \sim T^3$), T_0 – температура окружающей среды и $\beta \sim 0.9$ - доля механической работы, превращаемой в тепло. Скорость термически активируемой пластической деформации связана с температурой и механическим напряжением (уравнение Аррениуса):

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left\{-\frac{\Delta H - V(\sigma - \sigma_0)}{kT}\right\} \quad (1.2.11)$$

где ΔH – энтальпия активации, V – активационный объем, k – постоянная Больцмана, σ_0 – атермическая компонента напряжения, $\dot{\epsilon}_0$ - константа. Уравнения (1.1.3), (1.1.4), (1.2.10) и (1.2.11) сводятся к системе двух уравнений, описывающих взаимосвязанные изменения температуры и напряжения. Линейный анализ устойчивости их решения показывает, что в некоторой области температуры и скорости деформации однородная стационарная деформация становится неустойчивой и переходит в релаксационные колебания, связанные с локализацией пластической деформации. Условие неустойчивости можно описать неравенством, имеющим простой физический смысл: система теряет устойчивость, когда скорость термомеханической дестабилизации превышает суммарную скорость стабилизирующих процессов, обусловленных реакцией деформирующей машины и охлаждением во внешней среде:

$$t_a / t_h + t_a / t_r < 1 \quad (1.2.12)$$

где t_h и t_r – характерные времена релаксации флуктуаций температуры и напряжения, а t_a – характерное время развития тепловой неустойчивости из-за термомеханической обратной

связи. На границе устойчивости система уравнений характеризуется парой комплексно-сопряженных собственных значений, т.е. неустойчивость имеет осциллирующий характер. Такой переход от устойчивого к периодическому решению получил название бифуркации Хопфа [12]. Как показано теоретически в [41, 115], неравенство (1.2.12) эквивалентно требованию *отрицательной скоростной чувствительности* напряжения течения, что получило экспериментальное подтверждение [85, 87, 89]. Поэтому в литературе иногда говорят о неустойчивости псевдо-S типа [118].

В рамках теории термомеханической неустойчивости были объяснены разнообразные экспериментальные факты: существование критической температуры и степени деформации, верхнего и нижнего критических значений скорости деформации, влияние размера образцов на возникновение неустойчивости, инициирование скачков напряжения импульсами тепла, и т.д. В то же время, ряд экспериментальных данных не укладывается в эту концепцию. Например, было детально изучено влияние сверхпроводящих переходов на низкотемпературную скачкообразную деформацию различных металлов и сплавов (In, Pb, Sn, Al, AlMg, AlLi, CuNb...) [107, 117, 119-121]. Тепловая нестабильность должна быть чувствительна к сверхпроводящим переходам, поскольку они резко изменяют теплофизические характеристики материалов. Анализ совокупности экспериментальных данных (см. обзор [117]) обнаружил ряд противоречий с предсказаниями в рамках тепловой гипотезы. Поэтому в литературе обсуждаются и атермические механизмы пластической неустойчивости, в основном, гипотеза, предложенная в [28]. В пользу атермических механизмов говорит и рассмотренная выше кинетика скачков нагрузки. Характерные времена процессов при скачках соответствуют скорости дефектов, близкой к скорости звука, и свидетельствуют об их динамической природе. Эта концепция пока не получила теоретического развития. Качественные соображения основаны на предположении о том, что из-за затрудненного поперечного скольжения дислокаций при низких температурах интенсивно образуются дислокационные скопления, и повышается напряжение течения. Взаимодействие дислокаций друг с другом приводит к формированию неоднородного поля

напряжений и препятствий с различной высотой энергетического барьера. При некотором уровне напряжений происходит прорыв части дислокационных скоплений через препятствия, размножение дислокаций и, в конечном счете, «катастрофичекий» коллективный процесс скольжения.

Вообще говоря, если возникновение неустойчивости определяется атермическим механизмом, тем не менее, дальнейшее ее развитие является связанным термомеханическим процессом. Об этом свидетельствуют прямые измерения скачков температуры поверхности кристаллов при низкотемпературной скачкообразной деформации. Параллельные измерения напряжения и температуры во время отдельного скачка в никеле, меди и промышленных сплавах обнаружили, что начало падения напряжения на датчике, находящемся в непосредственной близости от торца образца, предшествует повышению температуры, регистрируемому с помощью термопары [116]. Это дало автору основания говорить о двустадийном процессе: (а) сначала происходит падение нагрузки с высокой скоростью порядка 10^5 МПа/с, связанное с вязкими процессами; (б) затем следует тепловое разупрочнение со скоростью на два порядка ниже. Такой вывод подтверждается исследованиями электронного отклика кристаллов на пластическое течение [101].

В работе [122] была предложена модификация теории термомеханической неустойчивости, которая в определенном смысле связывает тепловую и атермическую гипотезы (см. также [123, 124]). Формальный анализ устойчивости написанных выше уравнений не отвечает на вопрос о физической природе и характерной величине флуктуаций температуры, напряжения и скорости деформации, приводящих к зарождению неустойчивой моды. В то же время, в нелинейной системе флуктуации могут быстро нарастать и привести к потере устойчивости до того, как будет достигнута рассмотренная граница устойчивости [12]. В [122] показано, что учет неравновесных флуктуаций внутренних напряжений и скорости деформации, возникающих из-за динамического взаимодействия дислокаций на мезоскопическом уровне, может объяснить количественное расхождение экспериментально наблюдаемой границы области неустойчивости со стороны низких скоростей деформации и

предсказаний теории термомеханической неустойчивости. В данной работе анализ был проведен с общей точки зрения стохастических флуктуаций напряжения и скорости деформации [125]. Возвращаясь к вопросу о конкретной природе флуктуаций, инициирующих макроскопический скачок, обратим внимание на то, что эту роль могут играть рассмотренные выше атермические процессы прорыва дислокационных скоплений.

1.2.3. Низкотемпературное двойникование

В ряде случаев низкотемпературная скачкообразная деформация определяется процессами двойникования [20, 92-94]. Деформация двойникованием характерна для кристаллов с ограниченным числом систем скольжения, например, ГПУ-кристаллов при невыгодной ориентации оси деформирования. При низких температурах двойникование наблюдается и в материалах с высокой симметрией, например, ОЦК и ГЦК кристаллах. Это может быть связано, например, с тем, что при понижении температуры напряжение течения растет быстрее, чем напряжение, необходимое для двойникования, которое происходит путем движения не полных, а частичных дислокаций [1, 2, 20].

Как и в случае дислокационных механизмов неустойчивости, пластическая деформация двойникованием имеет локализованный характер. При двойниковании в кристаллах образуются двойниковые прослойки, имеющие кристаллическую структуру исходного кристалла, но иную ориентацию решетки, так что исходная и сдвойникованная структуры связаны операциями точечной симметрии. В определенном смысле двойникование является частным случаем мартенситного превращения, при котором изменяется не только ориентация, но и структура кристалла [1]. Кристаллография двойникования подробно описана в монографиях [2, 20].

В литературе рассматривались различные механизмы низкотемпературного двойникования. Наиболее подробно анализировался полюсный механизм Коттрела-Билби, согласно которому двойниковая прослойка образуется в результате вращения двойнивающей дислокации вокруг точки закрепления, последовательно смещаясь при

каждом обороте в соседнюю кристаллографическую плоскость [1, 2]. Рассматривались также механизмы отрыва частичных дислокаций от сидячих расщепленных конфигураций, образования частичных дислокаций за счет расщепления и поперечного скольжения вблизи скопления дислокаций, рождения частичных дислокаций при выходе дислокации на поверхность (механизм отражения), а также автокаталитический механизм зарождения двойников, аналогичный механизму мартенситного превращения [126]. При обсуждении механизмов двойникования необходимо учитывать, что в условиях низкотемпературной деформации металлов двойниковые прослойки толщиной до нескольких микрон, содержащие $10^3 - 10^4$ дислокаций, могут образовываться очень быстро – за несколько микросекунд [14, 94, 102]. Это создает трудности при объяснении деформационного двойникования, например, с точки зрения полюсного механизма или механизма отражения дислокаций. Высокие скорости двойникования могут быть связаны с тем, что для образования зародышей двойников требуются более высокие напряжения, чем для последующего движения. Например, они могут зарождаться на концентраторах напряжения [94], а дальнейшее движение двойникующих дислокаций будет происходить вязко со скоростями, близкими к звуковым.

Удобный способ описания двойников основан на тождестве упругого поля, создаваемого при внедрении в кристалл двойниковой прослойки, и поля системы дислокаций. Двойниковые прослойки можно рассматривать как совокупность дефектов упаковки, возникающих при движении частичных дислокаций в смежных кристаллографических плоскостях, называемых плоскостями двойникования. Если двойник достаточно тонкий, то дислокации можно считать лежащими в одной плоскости, т.е. двойниковая прослойка будет аналогична плоскому скоплению дислокаций. Сходство упругих полей может привести к определенным аналогиям в поведении низкотемпературной деформации, обусловленной прорывом дислокационных скоплений или двойникованием.

1.3. Электронные эффекты при деформации металлов

Рассмотрим более подробно упомянутый выше эффект увлечения электронов дислокациями, представляющий интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и как метод, позволяющий исследовать дискретную структуру скачков нагрузки - деформационные процессы, в совокупности приводящие к формированию отдельного скачка. Хорошо известны электронные эффекты при деформации слабо проводящих кристаллов, связанные с переносом заряда на дислокациях и послужившие основой метода электромагнитной эмиссии для изучения деформационных процессов [127, 128]. Аналогичные эффекты в металлах имеют другую природу и обусловлены локальным изменением плотности электронов проводимости из-за взаимодействия с дислокациями.

Будучи нарушением идеального периодического расположения атомов, дислокация взаимодействует своим упругим полем (и, в меньшей степени, ядром) с фононами, электронами и другими элементарными возбуждениями как [129-131]. Это взаимодействие приводит к рассеянию квазичастиц на дислокациях, и, в свою очередь, к диссипации энергии и вязкому торможению дислокаций при их движении между препятствиями. При достаточно высоких температурах определяющую роль в диссипативных процессах играют фононы. Однако при понижении температуры плотность фононов резко уменьшается ($\sim T^3$), и в проводящих кристаллах на первый план выходит взаимодействие дислокаций с электронами проводимости. Это должно приводить к проявлению разнообразных эффектов, предсказанных в теории электрон-дислокационного взаимодействия: вязкому торможению дислокаций [129, 132-134], особенностям торможения дислокаций в магнитном поле [135-137] и при сверхпроводящих переходах [138, 139], увлечению дислокаций потоком электронов [140-142], а также увлечению электронов подвижными дислокациями [105, 106]. Изучению этих явлений было посвящено множество экспериментальных работ. В частности, исследовали пластический эффект при сверхпроводящих переходах (см. обзоры [117, 143]), влияние магнитного поля [144-146] и электрического тока [147-150] на пластичность металлов и, наконец, электрический отклик на пластическое течение [14, 98-102, 151].

Задача о реакции электронной системы металла на возмущение, обусловленное равномерным движением прямолинейных параллельных дислокаций, была впервые рассмотрена в [105]. Было показано, что при вязком торможении дислокации передают часть импульса электронам и вовлекают их в дрейфовое движение. В результате, в деформируемом кристалле возникает электрическое поле, компенсирующее силу, действующую на электроны со стороны дислокаций (или электрический ток, если цепь замкнута). Этот эффект подобен акустоэлектрическому эффекту, возникающему при прохождении ультразвука через кристалл [152]. Из-за высокой проводимости металлов разность потенциалов, возникающая на гранях образца при типичных условиях деформации, не велика. Так, для кристалла с размерами ~ 1 см ее оценка составляет $U \sim 10^{-8} \dot{\epsilon}$ (V). Таким образом, для наблюдения электрических сигналов необходимо создать направленный поток дислокаций с очень высокой плотностью. Такие условия кратковременно реализуются во время скачков нагрузки. Поэтому экспериментальное наблюдение электрических сигналов было осуществлено в условиях низкотемпературного катастрофического скольжения и двойникования ряда металлов [14, 98-102]. Были зарегистрированы серии импульсов и получены экспериментальные доказательства их связи с увлечением электронов при движении скоплений дислокаций или двойников. В частности, было отмечено соответствие числа импульсов и количества следов сдвига, возникающих на гранях образца после скачка нагрузки. Однако прямое сопоставление с теоретическими оценками [105] могло носить только качественный характер, так как экспериментальная ситуация не соответствовала условию равномерного непрерывного движения дислокаций. Более того, поскольку характерные электронные времена релаксации ($\sim 10^{-13}$ s) много меньше времени движения дислокационного скопления в кристалле ($\sim 10^{-5}$ s), было разумно предположить, что контакт, расположенный на поверхности, не будет чувствовать движение скопления в объеме кристалла. Поэтому в работе [106] было проведено теоретическое рассмотрение для случая нестационарной и неоднородной деформации, осуществляемой изолированными скоплениями дислокаций, и показано, что при подходе скопления к поверхности образца и

выходе на поверхность могут возникать всплески электрического потенциала, форма и величина которых согласуется с экспериментом. Одним из важных результатов этой работы явилось доказательство того, что длительность электрических импульсов определяется реакцией электронной системы, а не ходом процессов пластичности.

1.4. Динамические системы в физике твердого тела

Дислокационный ансамбль представляет собой систему большого числа взаимодействующих элементов. Традиционно считалось, что динамику таких систем, примеры которых многочисленны не только в живой и неживой природе, но и в обществе, может понять, изучив динамику отдельных элементов и действующие в системе микроскопические механизмы. Однако их поведение обладает рядом необычных свойств, которые, вопреки ожиданиям, нельзя объяснить, усложняя линейные системы. За короткий срок после создания теории нелинейных динамических диссипативных систем [11] появилось огромное количество исследований, сформировавших в самостоятельное научное направление. В первую очередь, для этих систем характерна *самоорганизация*, т.е. уменьшение числа независимых переменных, описывающих динамику системы с большим числом степеней свободы. Одно из ее проявлений - возникновение периодического или почти периодического движения (например, осциллирующие химические реакции) или формирование периодических структур (например, возникновение улиц в облаках) - согласуется с интуитивным пониманием самоорганизации как перехода от сложного к простому. Однако самоорганизация может быть связана и с возникновением сложного в простом. Например, детерминированное движение, описываемое системой нелинейных дифференциальных уравнений, может быть настолько сложным, что внешне не будет отличаться от случайного процесса. Это явление получило название *детерминированного (динамического) хаоса*. Еще один необычный тип динамики, *самоорганизующаяся критичность*, возникает, когда бесконечное число степеней свободы системы не сводится к нескольким степеням свободы. И в этом случае динамика не случайна, а описывается

степенными корреляциями в пространстве и времени. Другим удивительным свойством является *универсальность*: многие системы ведут себя похожим образом, что позволяет относить их к определенным универсальным классам. Этим вопросам посвящен ряд книг и обзоров (например, [12, 19]), в которых можно познакомиться как с основами теории, так и с деталями конкретных явлений. В физике пластичности такие исследования были начаты сравнительно недавно. Значительное продвижение было достигнуто в вопросе о пространственной самоорганизации дислокаций, приводящей к формированию дислокационных структур (см. обзоры [3-5]). Временной аспект самоорганизации, связанный с явлением скачкообразной деформации, изучен значительно хуже. В рамках краткого обзора изложение будет построено следующим образом. Сначала будут даны общие сведения о динамических системах, характерных типах поведения и методах анализа (детальное изложение аналитических методов будет проведено в главе 3). Затем будут приведены примеры, поясняющие качественную аналогию между дислокационным ансамблем и другими физическими системами. В заключение будет рассмотрено современное состояние исследований скачкообразной деформации с точки зрения коллективного поведения дислокаций.

1.4.1. Детерминированный хаос и самоорганизующаяся критичность

Динамическими называют системы, состояние которых зависит от времени. Математически это можно, например, описать системой дифференциальных уравнений, если время меняется непрерывно,

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x}), \quad (1.4.1)$$

или дискретными отображениями в случае дискретного времени, $\mathbf{x}(i+1) = \mathbf{G}(\mathbf{x}(i))$. Здесь $\mathbf{x} = [x_1, x_2, \dots, x_n]$, а число независимых переменных n - размерность системы. В традиционной терминологии n вдвое больше числа степеней свободы, поскольку для каждой из них движение задается значениями координаты и скорости. *Фазовое пространство* размерности

n дает наглядное представление о динамике системы в виде траектории, описываемой изображающей точкой с координатами x .

Нас будет интересовать движение систем, в которых возможны колебания. *Консервативные* системы, энергия которых сохраняется, могут совершать периодические движения. Примером такой системы является линейный или нелинейный маятник без затухания. При наличии затухания движение линейного маятника стремится к положению равновесия. Точка, отвечающая состоянию равновесия в фазовом пространстве, является примером важного понятия теории динамических систем - *предельным множеством (аттрактором)*, к которому асимптотически стремятся фазовые траектории. В нелинейных диссипативных системах появляется принципиально новая возможность – возникновение незатухающих колебаний, черпающих энергию от внешнего источника энергии (*автоколебательные* процессы [153]). В этом случае траектории на плоскости ($n = 2$) стремятся к замкнутой изолированной траектории - *предельному циклу*, отвечающему периодическому движению. Энергия, поставляемая в систему за один период, в точности компенсируется диссипацией энергии. Как усложняется поведение при увеличении размерности системы? Обычно считалось, что сложная динамика обусловлена суперпозицией независимых периодических мод, соответствующей движению на m -мерном торе. Например, такая гипотеза лежит в основе ранних представлений о развитии турбулентности. В действительности, даже конечномерное движение не обязано быть квазипериодическим, а может иметь принципиально другой характер, когда фазовая траектория представляет собой бесконечную линию, остающуюся в замкнутом объеме, но, тем не менее, не заполняющую никакую поверхность. Такое необычное притягивающее множество получило название *странный аттрактор*.

На Рис. 1.5 изображен классический пример странного аттрактора Лоренца, возникающего в трехмерной модели тепловой конвекции, и соответствующая эволюция одной из трех переменных [154]. К таким непериодическим колебаниям традиционно

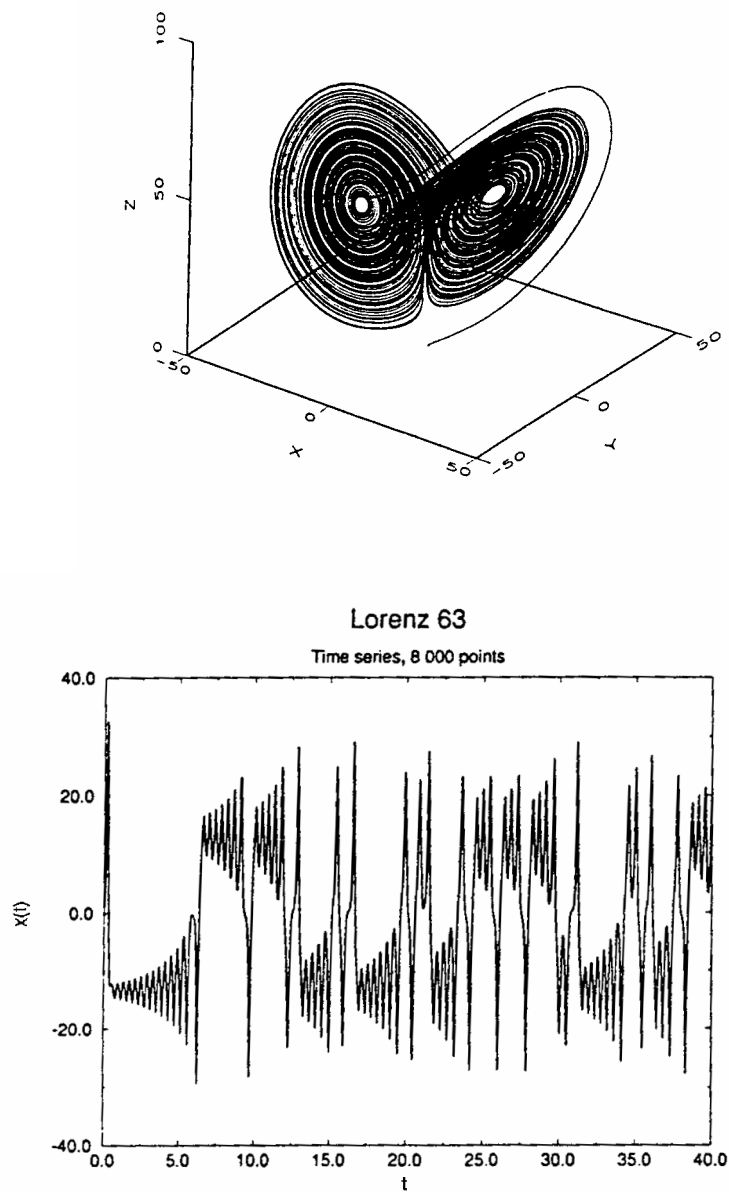


Рис. 1.5. Аттрактор Лоренца в трехмерном фазовом пространстве $(x(t),y(t),z(t))$ и соответствующий хаотический временной ряд $x(t)$ [17].

относились как к нежелательному шуму, затрудняющему интерпретацию экспериментальных данных. На самом деле, решение системы дифференциальных уравнений подчиняется теореме единственности. Поэтому поведение, соответствующее движению по странному аттрактору, названо *детерминированным хаосом*, и именно в структуре «шума» следует искать ответ на вопрос о динамике системы. С хаосом связаны разнообразные явления, например, возникновение турбулентности в жидкости [155], динамика плазмы [156], генерация в лазерах [12], химические реакции [157] и т.д. В экспериментальных ситуациях измеряется эволюция одного или нескольких параметров: электрический ток или напряжение в нелинейной цепи, скорость или давление жидкости, температура, механическое напряжение.... Таким образом, возникает обратная задача реконструкции фазовой траектории по одномерному временному ряду. Поясним, что реальные объекты часто являются *распределенными системами* с бесконечным числом степеней свободы (в отличие от *точечных* конечномерных систем), однако их динамика может описываться геометрическими объектами с существенно меньшей размерностью, чем размерность исходного фазового пространства.

Детерминированный хаос характеризуется двумя основными свойствами. Первое из них заключается в чувствительности решения уравнений (1.4.1) к начальным условиям: дветраектории, стартующие из произвольно близких точек, быстро расходятся (*локальная неустойчивость*). При этом любой элемент объема в фазовом пространстве уменьшается со временем вследствие диссипации (*глобальная устойчивость*). Чтобы одновременно удовлетворить этим условиям, надо допустить, что по какому-то направлению элемент объема вытягивается, а по другим сжимается и сворачивается, оставаясь в замкнутой области. Рассмотрим бесконечно малый шарик в фазовом пространстве. Локальную неустойчивость можно охарактеризовать показателями Ляпунова λ_i [158]:

$$\varepsilon_i(t) \approx \varepsilon_i(0)e^{\lambda_i t} \quad (1.4.2)$$

где $\varepsilon_i(t)$ ($i = 1, \dots, n$) - главные оси эллипсоида, получающегося при эволюции шарика. Наличие хотя бы одного $\lambda_i > 0$ означает возникновение хаотического режима. Сумма показателей должна быть отрицательна, чтобы обеспечить уменьшение фазового объема. Отсюда, в частности, следует, что минимальная размерность фазового пространства, в котором может реализоваться хаотический режим, равна трем: одно неустойчивое направление, одно устойчивое и одно нейтральное ($\lambda=0$) вдоль касательной к траекториям. Чувствительность к начальным условиям означает, что ни одну траекторию нельзя сравнить с экспериментальными кривыми или результатами компьютерного моделирования, поскольку бесконечно малое начальное отклонение траектории через некоторое время становится порядка размера самого аттрактора (так называемое *перемешивание* траекторий). Таким образом, исследованию динамических систем внутренне присущ *статистический подход* [17, 159].

Второе свойство хаоса является следствием рассмотренного растяжения и свертывания в фазовом пространстве. В результате, по некоторым направлениям аттрактор становится локально похожим на множество Кантора [160] и представляет собой *фрактал* [161] - особый геометрический объект, обладающий свойствами *самоподобия*. Это означает, что пустоты распределены в нем таким образом, что структура выглядит одинаково при любых масштабах наблюдения. Математически это выражается в существовании *фрактальной размерности* (Хаусдорфа-Безиковича [160]) аттрактора. Корректное определение размерности Хаусдорфа-Безиковича довольно сложно. Более наглядной характеристикой, на практике совпадающей с хаусдорфовой размерностью, является емкость D_0 , которую можно найти, посчитав минимальное число n -мерных кубов длиной l , необходимых для покрытия аттрактора в пределе $l \rightarrow 0$:

$$N(l) \sim l^{-D_0} \quad (l \rightarrow 0) \quad (1.4.3)$$

В случае фрактала D_0 принимает нецелые значения. Выполнение соотношения *скейлинга* (1.4.3) для аттрактора служит еще одним признаком хаоса. Определение размерностей и

показателей Ляпунова для реконструированного аттрактора составляет предмет *динамического анализа* одномерных рядов.

Вычисление емкости оказывается трудоемкой задачей, и на практике вычисляют другие размерности. Более того, будучи чисто геометрической характеристикой, D_0 не зависит от частоты, с которой траектория посещает различные части аттрактора, хотя частоты могут быть неравными и даже проявлять сингулярное поведение. Изучая скейлинг величин, чувствительных к частоте посещения, определяют вероятностные размерности. Например, информационная размерность D_1 основана на неожиданной для детерминированной системы концепции энтропии, которая вводится аналогично энтропии в теории информации [162-164]:

$$S(l) = -\sum p_i \ln p_i, \quad (1.4.4)$$

где p_i – вероятность попадания траектории $x(t)$ в i -й куб разбиения. С точки зрения вычислений, более удобной является корреляционная размерность D_2 , характеризующая парные корреляции между точками, лежащими на аттракторе. Разные размерности совпадают в случае однородного аттрактора, но в общем случае они не одинаковы, и это отличие характеризует его неоднородность. Исследования неоднородных сигналов или пространственных структур, разные области которых обладают разными фрактальными размерностями, составляют предмет *мультифрактального анализа* [18, 160, 165, 166]. Вероятность посещения элемента объема траекторией является примером *инвариантной меры*, определенной на фрактальном *носителе*. Это понятие является основополагающим для мультифрактального анализа. Выбор определенного физического свойства в качестве меры позволяет исследовать его распределение на носителе. Это может быть, например, распределение диссипативных областей в турбулентном потоке [167], перколяционных кластеров [168], вероятности роста, ограниченного диффузией [169] и т.д. Для получения наиболее полной информации понятие размерности обобщают, рассматривая q -е моменты меры [18] (размерности Реньи):

$$D_q = \frac{1}{q-1} \lim_{l \rightarrow 0} \frac{\log \sum p_i^q(l)}{\log l}. \quad (1.4.5)$$

Величина q играет роль «микроскопа», позволяющего рассматривать разные участки неоднородного объекта. Например, большие положительные q соответствуют наиболее плотным участкам (наибольшие p_i вносят основной вклад в сумму), а большие отрицательные значения отвечают наиболее разреженным участкам.

Наконец, нерегулярная зависимость какого-либо параметра системы может быть связана не только с хаосом или стохастическим («белым») шумом, но и с *самоорганизующейся критичностью* (СОК) [170, 171]. Ее также называют *слабым хаосом*, в том смысле, что система находится на границе хаоса и характеризуется наибольшим показателем Ляпунова, равным нулю (алгебраический рост начальных отклонений). В отличие от хаоса, она не может быть описана в терминах странного аттрактора, так как соответствующая траектория заполняет бесконечномерное фазовое пространство, как в случае шума. Однако при шуме отсутствует корреляция между событиями, в то время как СОК характеризуется степенными корреляциями в пространстве и времени и, соответственно, степенными законами распределений параметров протекающих в системе процессов. В частности, СОК считают возможной причиной $1/f$ -шума (фликкер-шума), наблюдаемого во многих динамических явлениях (шум в электрических сопротивлениях, землетрясения, излучение квазаров, течение рек, транспортные потоки, колебания цен на бирже и т.д.) [172]. Степенной закон статистического распределения $p(x) \sim x^{-a}$ означает отсутствие характерных масштабов процессов (здесь x – количественная характеристика процесса, a – соответствующий показатель степени). Это видно из функционального соотношения $p(kx) \sim k^{-a}p(x)$, отвечающего свойству самоподобия (масштабной симметрии). Это свойство объясняет использование слова *критичность*, поскольку отсутствие характерных масштабов характеризует критическую точку при фазовых переходах второго рода в термодинамически равновесных системах [173]. Термин *самоорганизующаяся* относится к способности системы естественным образом эволюционировать к критическому

состоянию. Это отличает ее от критического состояния при фазовых переходах, которое достигается подстройкой параметра порядка (температуры).

Парадигмой СОК служит простая система: медленно насыпаемая куча песка [170]. Если ее локальная крутизна превышает определенное пороговое значение, возникает лавина. По мере роста кучи наблюдаются лавины все большего размера. В конце концов, куча достигает критической крутизны, при которой происходят лавины всевозможных размеров, ограниченных лишь размером кучи. Такое состояние оказывается устойчиво к любым возмущениям: через некоторое время крутизна склона восстанавливается. На этом примере видны два важных свойства рассматриваемого явления: наличие порога и ветвление (цепная реакция). Куча сохраняет постоянную крутизну, так как вероятность прекращения активности в среднем равна вероятности ее ветвления (критическая цепная реакция).

1.4.2. Аналоги пластичности в физике твердого тела

Движение дислокаций через случайные барьеры является одним из примеров проблемы коллективного пиннинга [174], к которой относятся явления в разнообразных интерактивных динамических диссипативных системах: течение потока в сверхпроводниках II рода [175], волны зарядовой плотности [176], сухое трение [177], движение границ зерен [178], движение блоховских стенок при намагничивании [179]. Все эти примеры представляют собой движение упругой среды в случайном потенциале и математически аналогичны. Не удивительно, что первая теория коллективного пиннинга вихревой решетки в сверхпроводниках и статистическая теория упрочнения твердых растворов принадлежат одному автору [180, 181]. Остановимся на нескольких конкретных примерах.

В нулевом магнитном поле ниже точки Кюри магнитный материал имеет доменную структуру, организованную таким образом, что магнитные поля доменов компенсируют друг друга. Намагничивание во внешнем поле происходит за счет перемещения блоховских стенок, разделяющих домены. Если бы ничто не мешало стенкам двигаться, они двигались

бы в исчезающе малых полях. В действительности, они взаимодействуют с центрами пиннинга. Несмотря на то, что стенки представляют собой планарные дефекты, очевидна параллель между пластичностью и намагничиванием. Например, намагниченность пропорциональна площади, заметаемой при движении стенок, аналогично тому, как степень деформации определяется площадью, заметаемой дислокациями. Можно ввести «вектор Бюргерса», рассматривая разность между намагниченностью насыщения с двух сторон блоховской стенки. Критическое поле, при котором начинается смещение стенок, аналогично стартовому напряжению движения дислокаций, а коэрцитивная сила соответствует пределу текучести. Исходя из сказанного, не удивительно наблюдение «шума» на кривой намагничивания – неустойчивости, известной как эффект Баркгаузена [182]. Статистический анализ этого эффекта свидетельствует о проявлении самоорганизующейся критичности.

Другой пример касается «грязных» сверхпроводников, в которых возникает вихревая решетка в магнитном поле выше определенной критической величины. Если приложить ток, на вихри будет действовать сила Лоренца. Движение вихрей под действием этой силы будет приводить к диссипации и, следовательно, возникновению сопротивления. Однако при токе ниже критического сопротивление отсутствует, так как движению вихрей препятствует пиннинг на случайном потенциале примесных атомов. Когда сила Лоренца превысит силу пиннинга, вихревая решетка начнет двигаться. При этом, как и в случае дислокационного скольжения, полная сила пиннинга определяется не только элементарными взаимодействиями, но и жесткостью вихревой решетки. Компьютерное моделирование методом молекулярной динамики позволило предсказать локализацию «деформации» вихревой решетки в виде каналов и островов [175].

Обратим внимание и на отличие между рассмотренными примерами и дислокационным скольжением. В случае дислокаций нет «замороженного» случайного потенциала центров пиннинга. Напротив, дислокации при движении сами генерируют и

уничтожают центры пиннинга - дислокации леса. Примесные атомы также меняют свое положение, диффундируя к дислокациям.

Несмотря на разнообразие ситуаций, когда шум носит детерминированный характер, в материаловедении анализ шума лишь начинает использоваться для получения информации о динамических механизмах изучаемых явлений [183, 184]. Активно изучалось явление сухого трения [185, 186], что связано с его ролью в механизмах землетрясений [171, 187-190]. Наряду с рассмотренным выше примером с кучей песка, статистика землетрясений, известная как закон Гутенберга-Рихтера [191], считается парадигмой СОК. Остановимся более подробно на этом примере, допускающем прямую аналогию с пластической неустойчивостью.

Скольжение двух соприкасающихся тел носит скачкообразный характер и состоит из интервалов движения и покоя (“stick-slip”). При этом динамический коэффициент трения уменьшается с увеличением скорости скольжения в некотором диапазоне: $S_{\mu} = d\mu/dv < 0$. Причина этого аналогична причине отрицательной скоростной чувствительности напряжения течения условиях эффекта ПЛШ. Согласно классической теории [192], динамический коэффициент трения пропорционален реальной площади контактной поверхности между телами. Площадь контакта определяется шероховатостью соприкасающихся поверхностей и, следовательно, зависит от времени вследствие деформации неровностей из-за ползучести под действием нормальной нагрузки. Возникновение ползучести следует из экспериментального наблюдения увеличения статического коэффициента трения со временем. Длительность контакта при скольжении можно оценить как $t = \Lambda/v$ (см. формулу (1.2.1)), где Λ - среднее расстояние между шероховатостями. При высоких скоростях ползучесть не успевает происходить. При малых скоростях площадь контакта максимальна. В обоих случаях скоростная зависимость трения связана только с увеличением касательной силы, необходимой для сдвиговой деформации или разрушения неровности. В промежуточной области скоростей, когда длительность контакта и характерное время скольжения сопоставимы, чем выше скорость, тем меньше

площадь контакта и, следовательно, коэффициент трения: зависимость $\mu(v)$ становится N-образной. Вообще говоря, в типичных моделях сухого трения [171] предполагается, что коэффициент трения монотонно уменьшается с ростом скорости. В этом случае в системе отсутствует характерный масштаб, и модели предсказывают степенные корреляции протекающих в ней процессов. Немонотонная зависимость $\mu(v)$, по-видимому, должна приводить к более сложному поведению (см., например, [63, 190]).

1.4.3. Скачкообразная деформация как коллективный дислокационный процесс

В последние годы методы нелинейной динамики применялись к исследованию пластической неустойчивости с целью понять, как взаимодействие микроскопических дефектов может привести к макроскопически неоднородному пластическому течению. В представленной диссертации было предложено использовать статистический анализ для выявления скрытого порядка в нерегулярных вариациях деформирующего напряжения при деформации различных материалов, скачкообразная деформация которых определяется различными физическими механизмами [63, 190, 193-200]. На примере сплавов Al-Mg (эффект ПЛШ) и Cu-Be (низкотемпературная скачкообразная деформация) было показано, что при увеличении скорости деформации статистические распределения скачков нагрузки изменяются от колоколообразных, отвечающих существованию характерных временных и пространственных масштабов, к степенным распределениям, характерным для СОК. Возможность возникновения СОК была подтверждена обнаружением степенной статистики электрических эффектов при низкотемпературной деформации монокристаллов Al и Nb [99, 100]. Напомним, что электрические импульсы отражают более тонкий масштабный уровень, связанный с движением отдельных дислокационных скоплений или двойников при скачках нагрузки. Другая очевидная возможность изучения коллективной дислокационной динамики заключается в регистрации акустической эмиссии. Первые данные статистического анализа сигналов акустической эмиссии были получены в условиях пластического течения льда [15].

Соответствующие кривые деформации носили гладкий характер, однако, распределения параметров акустических импульсов подчинялись степенной статистике.

Совершенно неожиданно были обнаружены два динамических режима в условиях эффекта ПЛШ. Первые экспериментальные свидетельства детерминированного хаоса были найдены в условиях эффекта ПЛШ [201]. Наиболее надежные данные о возникновении хаотического режима были получены на монокристаллах CuAl [202] и поликристаллах AlMg [203-205]. Оказалось, что хаотическое поведение соответствует колоколообразным распределениям амплитуд и длительностей скачков нагрузки при невысоких скоростях деформации. При высокой скорости статистические распределения свидетельствуют о самоорганизующейся критичности. Параллельное использование статистического и динамического анализа позволило получить свидетельства перехода между двумя режимами. Исходя из формы статистических распределений, можно ожидать сложное неоднородное поведение в переходной области. Поэтому в диссертации был предложен комплексный подход к обработке экспериментальных данных, включающий статистический, динамический и мультифрактальный анализ [183, 184, 206-210].

1.5. Моделирование коллективной динамики дислокаций

Сложность теоретического описания и моделирования динамики дислокаций следует уже из самой природы этих дефектов. Дислокационный ансамбль объединяет в себе черты, присущие разнообразным динамическим системам. Типичные значения плотности дислокаций в кристаллах составляют $10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$, причем, будучи *протяженным* дефектом, отдельная дислокация сама по себе имеет много степеней свободы, что существенно затрудняет теоретический анализ. Дислокации можно приписать *заряд* – ее вектор Бюргера. В соответствии со своими зарядами, дислокации *взаимодействуют*, причем взаимодействие может быть как дальнедействующим, благодаря упругим полям, так и короткодействующим, приводящим к дислокационным реакциям, например, образованию узлов. Наличие дальнедействующего взаимодействия заставляет предположить

существование *экранирования*, аналогично экранированию в системе электрических зарядов. В то же время, в отличие от зарядов, движение дислокаций ограничено определенными кристаллографическими плоскостями и направлениями. Более того, дислокации - термодинамически *неравновесные* дефекты. Они покинули бы кристалл, если бы их не удерживало внутреннее трение, причем оно обусловлено не только потенциальным рельефом кристаллической решетки, но и самими дислокациями, эволюция которых в процессе деформирования формирует стабилизирующие *структуры*. Длина экранирования оказывается зависящей от структуры. Таким образом, экранирование обусловлено дислокационными структурами и, в свою очередь, влияет на их формирование. Наконец, дислокации *не консервативны*. Короткодействующее взаимодействие приводит к реакциям размножения, аннигиляции и иммобилизации дислокаций (при которых сохраняется суммарный вектор Бюргерса, но число дислокаций является переменным), а также к неконсервативному (например, с образованием точечных дефектов) движению дислокаций - переползанию перпендикулярно плоскости скольжения. Дополнительная сложность связана с существованием разных типов дислокаций – краевых и винтовых. Наконец, дислокации взаимодействуют с другими типами дефектов (вакансиями, примесными атомами, порами, и т.д.), которые служат центрами пиннинга для подвижных дислокаций, локально повышая потенциальный рельеф. Очевидно, для того чтобы сформулировать задачу о пластическом течении, как задачу неравновесной статистической механики, необходимо понимание коллективной дислокационной динамики.

Можно выделить три стратегии решения этой проблемы. *Реакционно-диффузионная схема* основана на аналогии между формированием дислокационных структур и явлениями самоорганизации в химии и биологии (см. обзоры [3-5]). С помощью кинетической теории рассматриваются диффузия и реакции между различными группами дефектов, включающими подвижные дислокации, дислокации леса в разных плоскостях скольжения и т. д. В рамках этого подхода динамика дислокаций соответствует небольшому числу коллективных степеней свободы. Несмотря на упрощение, сводящее пространственное

взаимодействие в кристалле к диффузионному члену, на этом пути удалось объяснить возникновение и эволюцию многочисленных структур, наблюдаемых экспериментально. Однако существует лишь небольшое число работ, в которых сделаны попытки описания скачкообразной деформации таким методом. Например, на основании анализа эволюции различных дислокационных популяций и примесных атомов были предсказаны хаотические скачки нагрузки при скорости деформации в интервале $10^{-5} - 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ [211].

Второй путь изучения коллективных процессов аналогичен методу молекулярной динамики: задается случайное исходное распределение дислокационных сегментов в трехмерном пространстве, и численно решаются уравнения их движения, взаимодействия, аннигиляции и размножения в решетке с симметрией моделируемого кристалла [212]. Исходными данными для модели являются свойства материала. На выходе получаются кривые деформации и образ дислокационной структуры. Главная проблема такого подхода заключается в необходимости чрезвычайных компьютерных мощностей. Действительно, даже если попытаться моделировать образец микронных размеров с небольшой исходной плотностью дислокаций, их число быстро растет с деформацией, и расчеты замедляются. Поэтому в настоящее время удается моделировать только небольшие деформации.

Наконец, в мезоскопических моделях полностью отвлекаются от рассмотрения дислокаций, включая микроскопические процессы в континуальные уравнения деформации. Работоспособность таких моделей основана на свойстве универсальности динамических систем. Действительно, если поведение разных систем аналогично и определяется не микроскопическими механизмами, а свойствами симметрии, числом степеней свободы и характером нелинейного взаимодействия, можно попытаться найти простую модель, не связанную с конкретными физическими процессами, но относящуюся к тому же классу универсальности и имеющую такие же динамические свойства, что и изучаемая реальная система. В результате появляется экономичная возможность предсказывать динамические свойства реальной системы. Этот подход применяется в равновесной статистической механике, где универсальные явления в системах с большим числом степеней свободы

можно понять, изучая простые модели. Сложность этого подхода к описанию деформации заключается в необходимости найти правильные материальные уравнения, корректно отражающие микроскопическую природу явления. Затем анализируется система уравнений в частных производных для макроскопических переменных – деформации, напряжения и скорости деформации (см. уравнения (1.1.3)-(1.1.5)). Например, в работе [213] было показано, что предельный цикл системы уравнений для эффекта ПЛШ не устойчив локально, но устойчив глобально. Это согласуется с возможностью хаотического решения. В представленной диссертации была предложена дискретная модель эффекта ПЛШ, аналогичная модели сухого трения для землетрясений, которая оказалась способной правильно предсказать поведение статистики скачков нагрузки и динамику локализации деформации [63, 194, 214]. Отметим также подход к пластическому течению как автоволновому процессу, позволяющий рассматривать с единой точки зрения формирование различных картин локализации деформации на мезоскопическом масштабе [215].

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

2.1. Выбор объектов исследований и подготовка образцов

Выбор объектов исследований. Объектами исследований служили различные металлы и сплавы в моно- и поликристаллическом состоянии. Выбор материалов диктовался несколькими факторами. Поставленная в диссертации задача изучения особенностей и общих свойств динамики скачкообразной деформации требует использования материалов, неустойчивость пластического течения которых обусловлена различными микроскопическими механизмами. При этом использование сплавов дает возможность управления микроструктурой образцов, а исследование монокристаллов и поликристаллов с разным размером зерен, контролируемым с помощью термообработки, позволяет понять роль анизотропии скольжения и границ зерен. Действительно, в случае поликристаллов можно отвлечься от кристаллографии скольжения, а изучение монокристаллов позволяет сфокусироваться на внутренне присущих скачкообразной деформации статистических свойствах и избежать возможного влияния статистики зерен. Наконец, для реализации статистического подхода необходимы материалы, демонстрирующие большое число скачков до разрушения.

Для исследований использовались моно- и поликристаллы сплава Al-Mg, поликристаллы сплавов Cu-Be, Ni₃Al, монокристаллы Al, Nb, W, Mo и Re. В результате предварительных опытов были выбраны материалы, наиболее полно удовлетворяющие поставленным требованиям. Основные исследования были проведены на образцах Al-Mg (эффект Портевена-Ле Шателье), Cu-Be, Al (низкотемпературное катастрофическое скольжение) и Nb (низкотемпературное деформационное двойникование). Отметим, что названные сплавы являются классическими для исследования скачкообразной деформации, и их механические свойства и структура детально изучены, что создает дополнительные преимущества при развитии новых подходов к исследованиям.

Подготовка образцов. В данном пункте приведены некоторые общие сведения о подготовке образцов. Особенности используемых технологий, в частности, режимы термообработки кристаллов, описаны ниже, вместе с соответствующими методиками исследования различных эффектов, связанных с неустойчивостью пластического течения.

Образцы вырезались с помощью электроискровой резки, механически шлифовались и полировались механическим, химическим или электрохимическим способом до зеркального состояния поверхности, что позволяло изучать следы скольжения на поверхности деформированных кристаллов. В случае монокристаллов такая обработка необходима также для удаления наклепанного поверхностного слоя, упрочненного по сравнению с материалом в объеме в результате резки и шлифовки. Ориентации осей монокристаллических образцов выбирались близкими к простым кристаллографическим направлениям (таблица 2.1.). Использованные режимы полировки и составы полирующих растворов приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.1.

Материал	Nb	Al	Al-Mg	Mo	W	Re
Ориентация	<110>	<110>	<110>	<110>	<110>	<1000>
оси		<111>	<111>			<1120>

2.2. Регистрация и обработка деформационных кривых

2.2.1. Общие принципы измерений

Регистрация кривых. Для изучения скачкообразных кривых деформации использовалась геометрия деформации растяжением. Такой выбор оправдывается следующими соображениями. Во-первых, характер скачкообразной деформации в условиях растяжения подробно описан в литературе, что создает основу для использования нетрадиционных методов анализа деформационных кривых. Во-вторых, при растяжении можно с достаточной точностью считать деформируемый образец однородным по сечению

Материал	Режим полировки	Состав полирователя
Nb	Химическая	Раствор (1:1) HNO ₃ и HF
Al	Химическая	Раствор (1:2) HNO ₃ и HCl
Al-Mg	Химическая	Раствор (1:2) HNO ₃ и HCl
Cu-Be	Электрохимическая	60% раствор H ₃ PO ₄ в воде
Mo	Электрохимическая	Раствор (1:7) H ₂ SO ₄ и CH ₃ OH
W	Электрохимическая	2%-ный раствор NaOH в воде
Re	Электрохимическая	Раствор (1:1:1) H ₂ CrO ₄ и CH ₃ COOH в воде

Таблица 2-2. Методы полировки материалов и полирующие растворы

вплоть до образования шейки и приблизительно учесть изменения длины L и площади сечения S образца по мере деформации:

$$L \approx L_0 \exp(\epsilon) \quad (2.1.1a)$$

$$S \approx S_0 \exp(-\epsilon) \quad (2.1.1b)$$

Наконец, при растяжении наблюдается значительное число скачков нагрузки, что необходимо для проведения статистического анализа.

Деформация осуществлялась на высокочувствительной испытательной машине Instron-TT-CM-L, позволяющей создавать нагрузку P на образце до 50 kN при точности измерений 0.5% и чувствительности к изменению нагрузки 0.01-1 N, в зависимости от типа датчика нагрузки. Скорости перемещения штока машины, определяющие значение $\dot{\epsilon}_a$, лежали в диапазоне $V = 2-5000 \mu\text{m}$. Жесткость системы «машина-образец» для типичных значений длины образцов достигала $(1-2) \cdot 10^7 \text{ N/m}$.

Сигнал нагрузка-время регистрировали в цифровом виде через равные промежутки времени. Решающую роль для дальнейшей обработки деформационных кривых играет выбор интервала измерений. Чтобы получить значимые результаты, частота записи должна быть достаточно велика, чтобы получить по крайней мере несколько экспериментальных точек на скачок нагрузки. С другой стороны, слишком высокая частота приводит к слишком большому файлам данных. Поэтому большинство измерений проводилось на частоте 20-40 Гц, за исключением наиболее низких и наиболее высоких скоростей деформации, когда частоту варьировали от 5 до 200 Гц. Характерное время реакции механической системы определялось временем прохождения звука между образцом и датчиком и составляло $\sim 1 \text{ ms}$.

Варьирование внешних условий. В идеализированной ситуации влияние температуры и скорости деформации следует изучать на образцах с одинаковой исходной структурой. На практике невозможно полностью избежать вариаций микроструктуры даже для образцов, вырезанных из соседних областей материала и подвергнутых одинаковой обработке. В работе использовались два подхода к этой проблеме. В части экспериментов температуру или скорость деформации изменяли во время опыта, а затем повторно регистрировали

участок деформационной кривой при исходном (реперном) значении варьируемого параметра, проверяя неизменность характера и статистики скачков нагрузки. При этом, поскольку температуру нельзя изменить скачком, во время нагрева или охлаждения останавливали активную деформацию и поддерживали постоянную нагрузку на образце. Образцы, характер деформации которых изменялся за время опыта, не использовались для дальнейшего анализа. Недостатком такого способа является ограничение объема случайной выборки для каждого набора параметров, который составлял 100-300 скачков напряжения. В другом подходе данные для каждого набора внешних условий получали на отдельных образцах при близкой степени деформации (обычно использовался участок деформационной кривой, соответствующий 2-5% деформации). Полученные результаты оказались качественно одинаковы в обоих случаях.

Эффект ПЛШ исследовали в диапазоне -30° - $+160^{\circ}\text{C}$ с помощью стандартного кабинета Instron для поддержания температуры. Для деформации при температурах ниже 20 К использовалась специально изготовленная низкотемпературная приставка (Рис. 2.1.), позволявшая осуществлять деформацию сжатием и растяжением (при обратной схеме сборки захватов). Ниже 4.2 К образцы находились в жидком гелии, а изменение температуры осуществлялось с помощью откачки и контролировалось по давлению насыщенных паров. Выше 4.2 К образцы находились в парах гелия, при этом температуру можно было изменять с помощью нагревателя и контролировать с помощью полупроводникового термометра или термопары Cu-Au. Под полупроводниковый термометр наносили слой серебряной пасты для улучшения теплового контакта с образцом.

Предварительная обработка кривых деформации. При пластической деформации регистрируются нагрузка на образце P и время испытаний t . Текущие значения степени деформации и напряжения вычислялись с помощью формул (2-1) и соотношений:

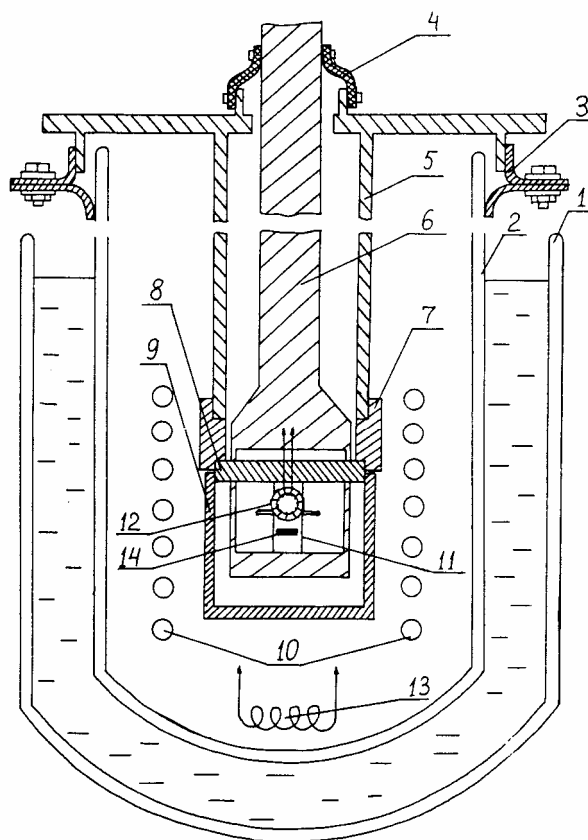


Рис. 2.1. Одна из используемых модификаций приставки для низкотемпературной деформации: 1 – азотный дьюар, 2 – гелиевый дьюар, 3 – вакуумное уплотнение, 4 – гибкий резиновый сильфон, 5 – опорная труба, 6 – тяга, 7 – опорная гайка, 8 – перекладина, 9 – термостатирующий медный или латунный стакан, 10 – сверхпроводящий соленоид, 11 – образец на сжатие, 12 – измерительный трансформатор для регистрации электрических эффектов при деформации, 13 – нагреватель, 14 – полупроводниковый термометр.

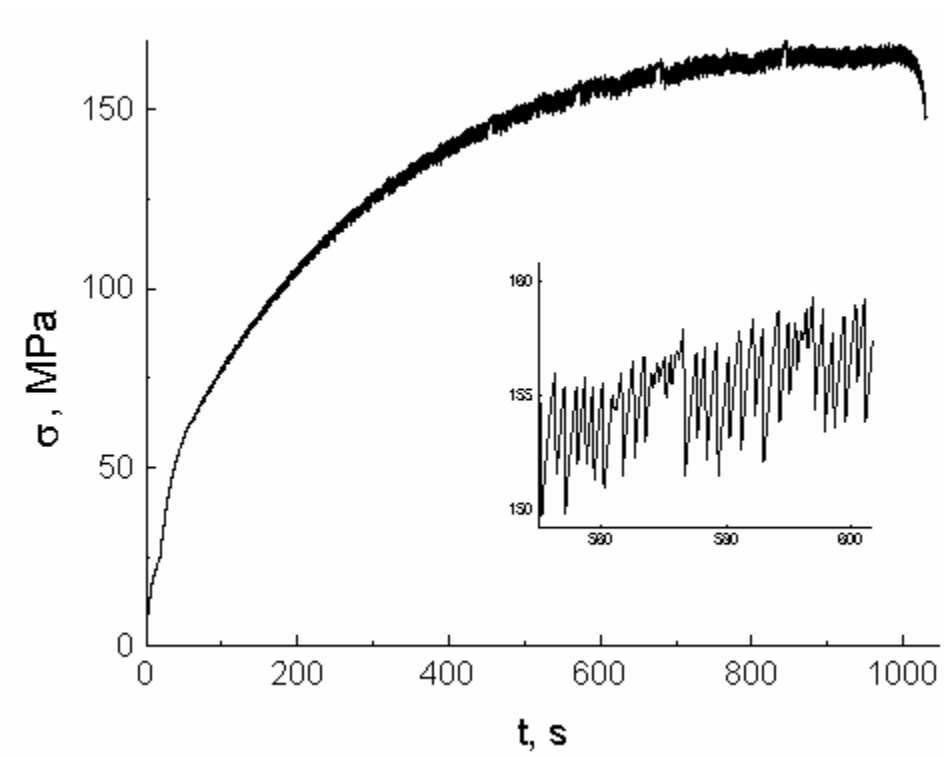


Рис. 2.2. Пример кривой деформации поликристалла Al-3 ат.%Mg при комнатной температуре и скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 5.3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

$$L \approx Vt - \frac{P - P_y}{M}, \quad \sigma = P/S \quad (2.1.2)$$

где P_y – нагрузка, соответствующая пределу текучести.

Микроструктурное состояние кристаллов изменяется по мере деформирования, что находит отражение в изменении скорости деформационного упрочнения. В качестве примера на рис. 2.2 приведена кривая деформации одного из образцов Al-Mg. Нетрудно видеть систематическое увеличение среднего размера скачков нагрузки $\Delta\sigma$, отражающее усиление пиннинга дислокаций примесными атомами при увеличении плотности дислокаций. Соответствующая эволюция средней величины $\Delta\sigma$ показан на рис. 2.3. В некоторых случаях даже тип скачков нагрузки может измениться в процессе деформации.

Деформационные кривые обычно демонстрировали две стадии: короткий переходный участок, характеризующийся быстрым деформационным упрочнением, за которым следует квазистационарный участок установившейся скачкообразной деформации с низким и примерно постоянным коэффициентом деформационного упрочнения (рис. 2.3). Участки кривых на квазистационарной стадии использовались для изучения влияния условий деформации на статистические, динамические и мультифрактальные свойства пластической неустойчивости.

На квазистационарной стадии (и во многих случаях на переходной стадии) изменение средних значений параметров скачков напряжения (амплитуды $\Delta\sigma$, длительности τ и интервала между скачками Δt) обычно было близко к линейному (см., например, рис. 2.3). Это позволяло проводить простую нормировку, используя линейную аппроксимацию зависимости соответствующего параметра $x = x(\epsilon)$.

Кроме того, использовались и другие способы нормировки. Например, естественно предположить, что увеличение $\langle \Delta\sigma \rangle$ вследствие деформационного упрочнения кристалла происходит в меру роста напряжения течения σ , которое, фактически, является мерой упрочнения. Действительно, между этими величинами имеет место линейная связь, как видно

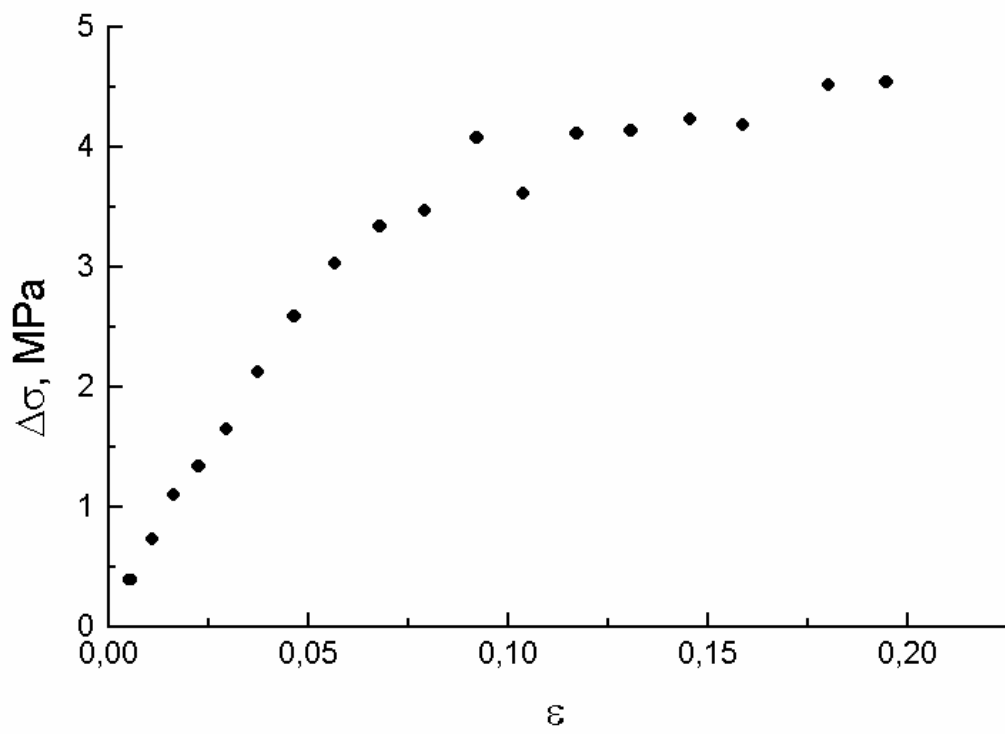


Рис. 2.3. Зависимость средней глубины скачков напряжения $\Delta\sigma$ от степени деформации ϵ по данным рис. 2.2.

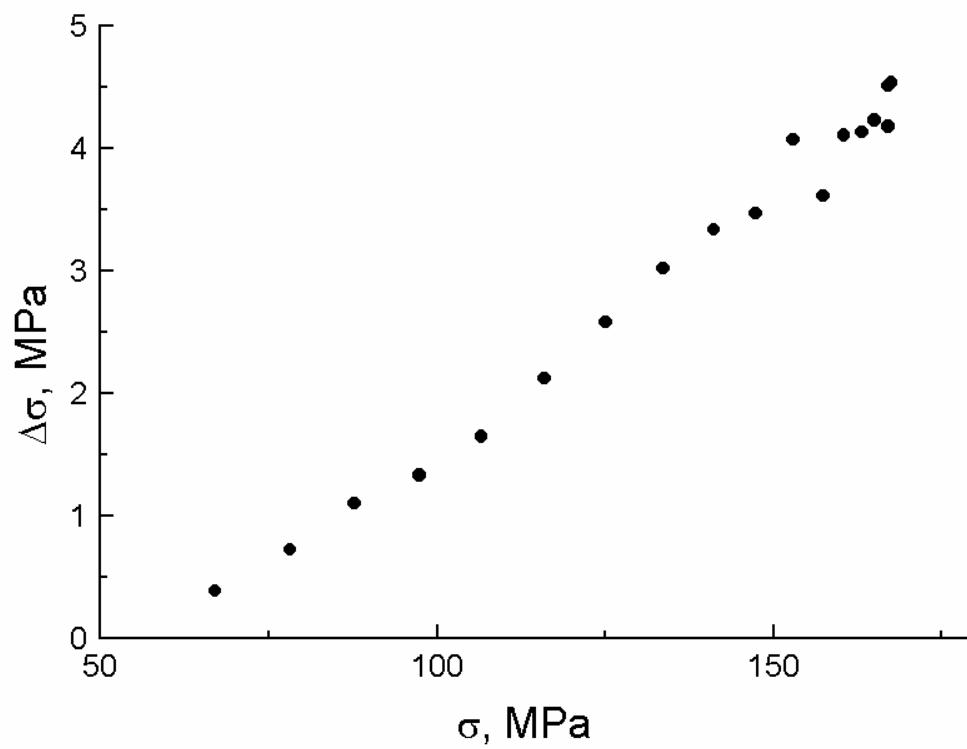


Рис. 2.4. Зависимость средней глубины скачков $\Delta\sigma$ от деформирующего напряжения σ по данным рис. 2.2.

из примера на рис. 2.4. Поэтому упрочнение можно учесть с помощью нормировки на систематическую зависимость $\sigma(t)$. Обычно для этого используют бегущее среднее. При этом надо учитывать, что усреднение в слишком узких интервалах может нивелировать изучаемые вариации σ . В проведенных исследованиях использовалась как нормировка на бегущее среднее по 80-100 точкам, так и аппроксимация деформационных кривых полиномами не выше четвертой степени. Все способы нормировки давали статистически одинаковые результаты.

Плотность распределения нормированных величин x находилась по формуле

$$P(x) = \delta N(x) / N\delta x, \quad (2.1.3)$$

где $\delta N(x)$ – число скачков напряжения, у которых величина изучаемого параметра попадает в классовой интервал длиной δx , N – полное число скачков. Использовалась переменная ширина классовых интервалов, выбираемая так, чтобы в каждый из них попадало не менее 5 скачков.

2.2.2. Детали экспериментальной схемы

Эффект Портевена-Ле Шателье. В работе использовались поликристаллы сплавов Al-3 at.% Mg и Al-2.5 at.% Mg, а также монокристаллы сплава Al-4.5 at.% Mg. Плоские образцы вырезались в стандартной форме для экспериментов на растяжение (двусторонние лопатки) и деформировались в диапазоне температур от -30 до 160° C с постоянной скоростью захватов, соответствующей скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 2 \cdot 10^{-6} - 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Жесткость деформирующей машины составляла приблизительно 10^7 N/m для стандартных образцов с длиной рабочей части $L = 30 \text{ mm}$, шириной $w = 5 \text{ mm}$ и толщиной $d = 1.5 \text{ mm}$. Для поддержания температуры использовался стандартный кабинет со стабилизированным электрическим подогревателем и охлаждением парами жидкого азота.

Для исследования влияния геометрии образцов на скачкообразную деформацию их размеры варьировали в следующих интервалах: $L = 7 - 28 \text{ mm}$, $w = 1 - 5.5 \text{ mm}$, $d = 0.7 - 1.5 \text{ mm}$ (монокристаллы) и $L = 18 - 60 \text{ mm}$, $w = 1 - 6 \text{ mm}$ and $d = 0.5 - 2 \text{ mm}$ (поликристаллы).

Поликристаллические образцы были получены холодной прокаткой до $\varepsilon = 5$. Морфология зерен была анизотропна и характеризовалась отношением длины зерна к ширине $r \sim 5$ и средним размером зерен $\sim 30\text{-}40 \text{ }\mu\text{m}$ в направлении прокатки. Для изучения влияния микроструктурного состояния проводилась рекристаллизация части образцов с помощью отжига при различных температурах в диапазоне от 320° до 460° C . При этом средний размер зерен варьировался в интервале $30 \text{ }\mu\text{m} - 1 \text{ mm}$, и уменьшалось значение r , так что при размере зерен более $100 \text{ }\mu\text{m}$ наблюдалась практически равноосная структура зерен. Поликристаллические образцы вырезались в направлении прокатки. Ориентация монокристаллов вблизи кристаллографических направлений типа $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ соответствовала множественному скольжению.

Низкотемпературная скачкообразная деформация. Поликристаллические образцы диаметром 0.1 и 0.5 mm и длиной в диапазоне $13\text{-}30 \text{ mm}$ вырезались из проволоки сплава $\text{Cu-12at.\%Be-0.2at.\%Co}$. Образцы использовались в исходном состоянии и после гомогенизации с помощью отжига при 800°C и закалки. Для исследования влияния скорости деформационного упрочнения часть образцов была подвергнута старению при 320° C в течение $10, 15, 30, 45, 60, 100, 160$ и 600 минут. При этой температуре старение кристаллов приводит к формированию в них некогерентной фазы [216]. Размер зерен в исследованных кристаллах составлял $9.2 - 11.6 \text{ }\mu\text{m}$.

Деформация осуществлялась в гелиевом криостате при $T = 1.5 - 10 \text{ K}$ и $\dot{\varepsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-6} - 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Из-за наличия длинных штоков ($\sim 1 \text{ m}$) жесткость установки в этом случае была несколько ниже и для образцов такого размера составляла $6.2 \cdot 10^6 \text{ N/m}$. В отличие от массивных образцов, рабочая часть которых уже, чем зажимаемые концы образцов, проволоки имеют неизменное сечение по всей длине. Поэтому, для того чтобы деформация не была локализована в местах напряженного состояния вблизи захватов деформирующей

машины, образцы зажимались через ролики. Выше 4.2 К образцы находились в парах гелия, и деформация осуществлялась в условиях отогрева без специальной стабилизации температуры. Температура контролировалась с помощью термопары золото-железо. Изменение температуры за время измерения одного массива данных не превышало 0.2 К. При $T \leq 4.2$ К образцы находились в среде жидкого (сверхтекучего ниже 2.17 К) гелия, и температура регулировалась откачкой паров жидкого гелия.

2.3. Регистрация электрического отклика

Большая часть электрических измерений проводилась в условиях сжатия в диапазоне скоростей 2-500 мкм/мин при температуре ниже 10 К. Для сжатия использовалась низкотемпературная установка (рис. 2.1). Основными объектами для исследования эффекта увлечения электронов были выбраны монокристаллы ниобия и алюминия. Монокристаллические образцы имели форму цилиндров или параллелепипедов с длиной 10-12 mm и поперечными размерами 4-5 mm.

Для регистрации импульсных электрических сигналов, возникающих на гранях образцов в моменты скачков нагрузки, использовалась схема, состоящая из измерительного трансформатора, широкополосного предварительного усилителя и запоминающего осциллографа С8-13 со сменными блоками Я40-1102 и Я40-1103. Центральным элементом в этой схеме является трансформатор, помещаемый в гелиевом криостате рядом с образцом (для уменьшения длины соединительных проводов) и обеспечивающий согласование низкоомного источника сигналов (деформируемого образца) с внешней регистрирующей аппаратурой. Трансформатор с числом витков в первичной и вторичной обмотках $n_1 = 7$ и $n_2 = 100$ наматывали на кольцевом пермалловом сердечнике. Коэффициент усиления трансформатора и предусилителя составлял $k = 400$ в диапазоне частот 40 Hz – 1 MHz.

Для уменьшения внешних наводок образец изолировался от штоков, сделанных из немагнитной нержавеющей стали, и вместе с трансформатором помещался в экранирующий свинцовый стакан. Проводились также исследования влияния на электрические сигналы

внешнего магнитного поля до 1 кОе, которое создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида.

Соединительные провода приваривались к боковым граням образцов точечной сваркой и свивались, чтобы избежать наводок, связанных с электромагнитной индукцией. Во многих опытах электрические контакты размещались на концах тонких «усов», отогнутых от образцов. Для этого вдоль двух противоположных боковых ребер делались глубокие надрезы. Это позволяло уменьшить термоэдс, которая могла возникать из-за деформационного разогрева образцов в моменты скачков нагрузки. Кроме того, для уменьшения термоэдс изготавливались соединительные провода из Nb и Al. Для проверки влияния термоэдс в качестве соединительных проводов использовались проволока из меди или константана.

С помощью такой измерительной схемы в моменты скачков нагрузки регистрировались серии электрических импульсов, примеры которых приведены на рис. 2.5. В случае Al чувствительность регистрации импульсов ограничивалась уровнем шумов ($\leq 0.08 \mu\text{V}$), а при деформационном двойниковании Nb уровень чувствительности ($\sim 2-4 \mu\text{V}$) определялся выбором динамического диапазона осциллографа для регистрации достаточно широкого (по амплитуде) спектра импульсов, включая импульсы большой амплитуды. В качестве характеристик исследуемых деформационных процессов использовались абсолютные значения амплитуд импульсов $U_j = |U_j|$, их длительности и интервалы между ними. Статистические выборки содержали около 700 импульсов для каждого материала. Разбиение значений U_j по классовым интервалам проводилось, начиная с пороговых значений $0.08 \mu\text{V}$ (Al) и $4 \mu\text{V}$ (Nb). Учитывая, что масштаб импульсов в случае Nb и Al существенно отличается (см. рис. 2.5), при построении гистограмм распределений параметров импульсов использовали значения, нормированные на средние по всей выборке. Как и при анализе скачков нагрузки, плотности распределения нормированных величин находились по формуле (2.1.3).

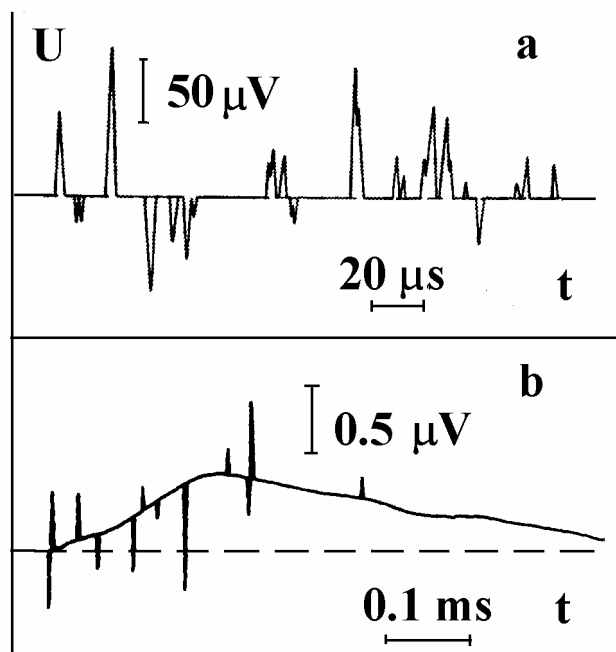


Рис. 2.5. Примеры серий импульсов электрического напряжения U , сопровождающих одиночный скачок нагрузки в условиях двойникования Nb (a) и дислокационного скольжения Al (b). В последнем случае импульсы наблюдаются на фоне сигнала термоэдс.

ГЛАВА 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Как было продемонстрировано в главе 1, сложный характер флуктуаций физических величин, характеризующий поведение нелинейных динамических систем, может быть как проявлением случайностей, так и результатом детерминированных процессов. Поэтому возникает вопрос, каким образом отличить разные типы поведения – случайный шум, динамический хаос, самоорганизующуюся критичность или мультипериодичность, обычно имея в распоряжении экспериментальную зависимость одного параметра процесса от времени. В этой главе будет дано описание статистического, динамического и мультифрактального методов анализа, служивших для получения количественной информации о процессах пластического течения на основе изучения деформационных кривых. Статистический метод оказался также информативен в случае электрических импульсов, сопровождающих скачки нагрузки.

Традиционный подход к анализу линейных сигналов основан на преобразовании Фурье, в результате которого соответствующая система дифференциальных превращается в систему алгебраических уравнений, решаемую стандартными методами. Если сложность исследуемого сигнала проистекает из сложения небольшого числа гармонических колебаний, задачу можно считать решенной. Однако нелинейная система уравнений с дифференцированием по времени превращается в систему интегральных уравнений по частоте, содержащую свертки Фурье-компонент зависимых переменных. Поэтому нелинейная задача не упрощается, и требуются другие методы. Вообще говоря, стандартное преобразование Фурье и в этом случае полезно, поскольку позволяет быстро сделать предварительную оценку характера данных. Так, в непрерывном спектре белого шума все гармоники имеют одинаковую амплитуду. Спектры детерминированных сигналов, отражающих непериодическое движение, также непрерывны, однако, различные гармоники дают неодинаковый вклад. Например, спектр хаотического сигнала обычно понижается с ростом частоты, и на этом фоне могут быть также видны широкие пики или узкие линии. В

случае СОК непрерывный спектр описывается степенной зависимостью ($S(f) \sim 1/f^x$). Отметим, что на практике сопоставление усложняется, так как на фоне широкой полосы случайного шума нередко видны узкие спектральные линии, связанные с периодическими наводками.

3.1. Динамический анализ - реконструкция фазового пространства

Детерминистский хаос возникает в системах с несколькими степенями свободы. В этом случае можно попытаться выявить скрытый порядок, воссоздавая исходную многомерную динамику на основе одномерного экспериментального временного ряда с помощью реконструкции фазового пространства соответствующей размерности. Возвращаясь к примеру на рис. 1.5, это означает, что в результате измерений экспериментатор получает данные, аналогичные кривой на рис. 1.5b, и требуется охарактеризовать динамику, соответствующую аттрактору на рис. 1.5a. Основная идея такой процедуры следует из теоремы [217], которая гласит, что на основе временного ряда можно построить экспериментальный аттрактор таким образом, что его динамические свойства будут отражать свойства истинного аттрактора.

Поскольку динамический анализ является сложной задачей и таит в себе опасности, нередко приводящие к ошибочной интерпретации, использовались несколько взаимодополняющих методов. Исходными данными для реконструкции многомерной динамики служила экспериментальная деформационная кривая, представляющая собой дискретный ряд

$$\{\sigma(k), k=1,2,\dots,N\}, \quad (3.1.1)$$

где k соответствует времени ($t = k\delta t$, δt – время измерения) и N – число экспериментальных точек. Такой скалярный ряд разворачивают в d -мерное пространство, конструируя векторы

$$\xi(k) = [\sigma(k), \sigma(k+\tau), \dots, \sigma(k+(d-1)\tau)], \quad k = 1, \dots, (N-(d-1)\tau) \quad (3.1.2)$$

где τ - запаздывание в единицах δt [218]. Выбор τ имеет существенное значение. Обычно τ брали порядка интервала времени, в течение которого автокорреляционная функция

экспериментального сигнала уменьшалась в e раз. Векторы $\{\xi(k), k = 1, \dots, (N-(d-1)\tau)\}$ определяют точки на траектории в восстановленном фазовом пространстве. Подобная реконструкция всегда возможна для достаточно длинного и свободного от шума временного ряда [219]. Однако экспериментальные кривые всегда состоят из ограниченного набора данных и включают в себя случайный шум. Более того, уровень шума часто заранее не известен. Для фильтрации шума использовался метод SVD (Singular Value Decomposition) [220], основанный на том, что, в отличие от странного аттрактора, шум однородно распределен в фазовом пространстве. В этом методе матрица \mathbf{A} , составленная из векторов $\xi(k)$:

$${}^t\mathbf{A} = \frac{1}{\sqrt{K}} [\xi(1), \xi(2), \dots, \xi(N)] \quad (3.1.3)$$

преобразуется к базису собственных векторов, и ее характеристические числа располагаются в убывающем порядке. Если какие-то из собственных значений равны нулю (например, $m+1, \dots, N$), траектория заключена в пространстве векторов $(1, \dots, m)$. На практике собственные значения не равны нулю из-за наличия шума, однако, их резкое уменьшение позволяет оценить размерность пространства. Оставляя первые m векторов, производят обратное преобразование. К полученной матрице \mathbf{A}' применяют метод расчета корреляционной размерности [221], характеризующей фрактальную природу аттрактора. Для этого находят корреляционный интеграл $C(r)$, равный отношению числа пар векторов $(\xi'(i), \xi'(j))$, расстояние между которыми меньше заданного r :

$$C(r) = \frac{1}{N_p} \sum H(r - |\xi'(i) - \xi'(j)|) \quad (3.1.4)$$

где $H(\)$ – функция Хевисайда, N_p – полное число пар векторов. Самоподобная структура аттрактора, если она имеет место, проявляется в соотношении скейлинга $C(r) \sim r^{D_2}$ в пределе $r \rightarrow 0$. Если увеличивать размерность пространства d , наклон $\ln C(r) / \ln r$ будет стремиться к постоянной величине, которую принимают за корреляционную размерность. Напротив, в случае бесконечномерного шума величина наклона не выходит на насыщение. Обратим

внимание, что размерность фазового пространства заранее не известна. Таким образом, данная процедура позволяет ее оценить. На практике, из-за ограниченной длины экспериментального ряда и влияния шума постоянный наклон наблюдается лишь в некотором интервале τ , а при малых и больших значениях τ зависимость отклоняется от линейной.

Существование конечной корреляционной размерности само по себе еще не является достаточным доказательством хаотической природы анализируемого сигнала, так как может наблюдаться и в случае стохастического процесса, подчиняющегося степенной статистике [222-224]. Тем не менее, в сочетании с методом «суррогатных» данных [223] этот метод можно использовать для выявления хаотического сигнала. Суррогатные данные получают, задавая случайные фазы компонент Фурье исследуемого временного ряда и применяя обратное преобразование Фурье. В результате получается новый временной ряд, к которому применяют описанную процедуру расчета корреляционной размерности. Если наклон D_2 соответствующей зависимости для исходного сигнала выходит на насыщение, а наклон для суррогатных данных растет при увеличении d , можно полагать, что исходный сигнал имеет детерминированную природу. Наименьшее целое значение, превышающее D_2+1 , соответствует числу независимых переменных, необходимых для описания динамики. В проведенных исследованиях генерировали до двадцати суррогатных сигналов.

Спектр показателей Ляпунова вычисляли с помощью алгоритма [16]. Он основан на конструировании матриц, устанавливающих соотношение между векторами $\xi(i)-\xi(j)$ и $\xi(i+m)-\xi(j+m)$, т.е. описывающих эволюцию векторов, соединяющих пары близких точек на траектории. Поскольку этот алгоритм дает надежные результаты только для длинных дискретных рядов, а экспериментальные наборы данных ограничены небольшим интервалом деформаций, использовался его вариант, модифицированный для коротких рядов [225]. Кроме того, как показано в работе [226], высокий уровень шума ($> 2\%$) оказывается критичным для всех алгоритмов. Более того, уровень шума в эксперименте обычно не известен. Решение проблемы шума было предложено в [203, 227]. Для

устранения шума точки $\xi(j)$ – соседи точек $\xi(i)$ – выбираются не внутри сферы, а в некотором слое ϵ_s вокруг $\xi(i)$. Три параметра являются критическими при расчетах показателей Ляпунова: толщина слоя, время запаздывания и время эволюции малого вектора $\xi(i)-\xi(j)$ [203, 228]. Динамика считается детерминированной, если найдены значительные интервалы параметров, в которых один из показателей близок к нулю, один показатель положителен и имеет постоянное значение, а сумма показателей отрицательна. Обычно число соседей в слое берется равным $\min(2d, d+4)$. Однако, маловероятно, что такое небольшое количество точек достаточно для выделения случайного шума из полного сигнала. Поэтому в используемой процедуре включались дополнительные соседи путем увеличения внешнего радиуса слоя. На примере стандартных аттракторов было показано, что этот алгоритм применим к коротким временным рядам в присутствии высокого уровня шума. Так, в случае аттрактора Лоренца (рис. 1.5) удавалось определить положительный и нулевой показатель Ляпунова для ряда из 6000 точек с уровнем шума до 15% средней амплитуды сигнала [227]. Кроме того, при анализе суррогатных данных отсутствовали устойчивые (постоянные в некотором диапазоне ϵ_s) значения $\lambda \geq 0$.

Показатели Ляпунова могут также дать представление о размерности аттрактора: согласно [229], наименьшая размерность пространства для описания аттрактора следует из соотношения

$$D_{KY} = j + \frac{\sum_{i=1}^j \lambda_i}{|\lambda_{j+1}|}, \sum_{i=1}^j \lambda_i > 0, \sum_{i=1}^{j+1} \lambda_i < 0 \quad (3.1.5)$$

Хотя нет точного доказательства, в большинстве случаев размерность D_{KY} оказывается близка к корреляционной размерности.

3.2. Статистический анализ – масштабная симметрия

В отличие от случая конечномерной хаотической динамики, самоорганизующаяся критичность соответствует бесконечной размерности, т.е., траектория заполняет фазовое пространство при $N \rightarrow \infty$. Кроме того, соседние траектории расходятся не по

экспоненциальному, а по степенному закону. При использовании динамического анализа эти отличия выявятся, поскольку не будут найдены ни корреляционная размерность, ни устойчивое положительное значение наибольшего показателя Ляпунова. Однако то же самое можно сказать и о стохастическом сигнале, поэтому необходима независимая проверка. Она основана на степенных корреляциях, характеризующих масштабную симметрию лавинообразных процессов СОК. Вследствие масштабной симметрии выполняются следующие соотношения:

$$P(\delta) \sim \delta^{-\alpha}, \quad (3.2.1)$$

$$P(\tau) \sim \tau^{-\beta}, \quad (3.2.2)$$

$$\delta \sim \tau^h, \quad (3.2.3)$$

$$S(f) \sim f^{-\omega}. \quad (3.2.4)$$

Здесь введены следующие обозначения: $P(\delta)$ и $P(\tau)$ – плотности функций распределения амплитуды δ и длительности τ лавин (например, скачков нагрузки или электрических импульсов), а $S(f)$ – низкочастотная часть спектральной плотности временного ряда.

Показатель h характеризует сингулярность процессов: при $h < 1$ скорость процесса $d\delta/d\tau \sim \tau^{h-1}$ расходуется при $\tau \rightarrow 0$. Показатели скейлинга не являются независимыми.

Действительно, из первых трех уравнений следует:

$$P(\delta) \sim P(\tau) (d\tau/d\delta) \sim \tau^{-\beta} \tau^{1-h}$$

$$P(\delta) \sim \delta^{-\alpha} \sim \tau^{-\alpha h},$$

$$\text{откуда } \beta = h(\alpha - 1) + 1. \quad (3.2.5)$$

Кроме того, как показано в работе [230], если полная диссипация энергии обусловлена независимыми элементарными событиями с квазилоренцевым спектром плотности энергии, то показатель степени ω также связан с другими величинами:

$$\omega = h(3 - \alpha) \quad \text{при } 2/h + \alpha > 3$$

$$\omega = 2 \quad \text{при } 2/h + \alpha \leq 3 \quad (3.2.6)$$

Выполнение соотношений (3.2.5) и (3.2.6) между показателями скейлинга дает дополнительную проверку гипотезы СОК.

3.3. Мультифрактальный анализ – неоднородный скейлинг

Фрактальная природа объекта проявляется в свойстве масштабной симметрии, которое математически выражается в степенной зависимости его геометрических характеристик от выбранного масштаба, с показателем степени меньше размерности занимаемого пространства (см. Гл. 1). Понятие мультифрактальности позволяет количественно описать неоднородные фрактальные объекты с помощью спектра показателей степени. В главе 1 мультифрактальный формализм был введен с точки зрения хаотической динамики. В качестве инвариантной меры служила вероятность посещения траекторией d -мерного куба $p_j(\delta r) = n_j / N = n_j / \sum_{k=1}^{N(\delta r)} n_k$, где δr – длина стороны куба, N – полное число точек траектории, $N(\delta r)$ – число кубов, необходимых для покрытия аттрактора, n_j – число посещений j -го куба. Однако неоднородная структура объекта может быть связана и с другими типами сложной динамики. Кроме того, расчеты в многомерном пространстве сопряжены с большими затратами компьютерного времени. Для мультифрактального анализа эволюции какого-либо процесса во времени часто используют самое простое множество – одномерный временной ряд [18, 166]. В диссертационной работе мультифрактальный формализм применяли к сигналу $\psi(t)$, представляющему собой или непосредственно кривую деформации $\sigma(t)$, или абсолютную величину производной этой кривой $|d\sigma/dt|$. Последняя отражает вспышки пластической активности. Оба метода приводили к качественно подобным выводам, однако, использование производной давало более устойчивые результаты. По-видимому, это связано с тем, что данный анализ приспособлен к изучению сингулярного поведения, а дифференцирование приводит к усилению изменений импульсного типа по сравнению с областями плавного течения.

Описание неоднородного объекта с помощью спектра обобщенных размерностей Реньи D_q (см. Гл. 1) не является единственно возможным. В проведенном анализе

использовали альтернативное описание в терминах так называемого спектра сингулярностей $f(\alpha)$ [18]. Рассмотрим множество отрезков времени Δt , равных целому числу δt , и меру i -го отрезка, определенную как

$$p_i(\delta t) = \sum_{k \in i(\delta t)} \psi_k / \sum_{j=1}^N \psi_j . \quad (3.3.1)$$

Если при уменьшении длины отрезка

$$p_i(\delta t) \sim \delta t^{\alpha_i} , \quad (3.3.2)$$

то α_i характеризует локальную степень сингулярности меры, так же как показатель h (см. соотношения (3.2.3)) характеризует сингулярность скачков нагрузки. Если при этом число отрезков со степенью сингулярности, принадлежащей интервалу $[\alpha; \alpha+d\alpha]$, изменяется как

$$N_\alpha \sim \delta t^{-f(\alpha)} , \quad (3.3.3)$$

величину $f(\alpha)$ можно рассматривать как фрактальную размерность составленного из них подмножества. Таким образом, этот подход позволяет естественным образом описать мультифрактальную меру, разбивая полное множество данных на подмножества со степенью сингулярности α и размерностью Хаусдорфа $f(\alpha)$.

Спектр сингулярности связан со спектром обобщенных размерностей преобразованием Лежандра:

$$\alpha(q) = d\tau / dq ; f(\alpha) = q\alpha(q) - \tau(q), \quad (3.3.4)$$

где $\tau(q) = (q - 1)D_q$. Это соотношение отражает связь с термодинамическим формализмом равновесной статистической механики. Величина q является аналогом обратной температуры, α соответствует энергии микрочанонического состояния (на единицу объема), $f(\alpha)$ – энтропии, $\tau(q)$ – свободной энергии. Другими словами, зависимость $f(\alpha)$ аналогична зависимости энтропии термодинамической системы от ее энергии. Примеры спектров $\tau(q)$, D_q и $f(\alpha)$ для однородного и бинарного множеств Кантора приведены на рис. 3.1 и 3.2.

Ширина спектра сингулярности $\theta = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ отражает степень неоднородности (мультифрактальности) изучаемого объекта. Значение $\alpha_{\max} = D_\infty$ отвечает наименее

плотным, а $\alpha_{\min} = D_{+\infty}$ - наиболее плотным подмножествам (см. Гл. 1). В случае компактного или однородного фрактального объекта спектр состоит из одной точки, т.е. распределение меры описывается двумя независимыми показателями α и f или, как следует из уравнения (3.3.4), линейной функцией $\tau(q)$. Отметим аналогию с распределениями плотности при критических явлениях в термодинамических системах, характеризующимися двумя независимыми показателями. Другим важным параметром спектра сингулярности является его максимальное значение $\alpha(0) = D_0$, характеризующее среднюю плотность событий. В частности, это позволяет контролировать корректность проводимого анализа. Действительно, так как деформационная кривая определена на непрерывном временном отрезке (носителе меры), должно выполняться равенство $D_0 = 1$. В проведенном анализе оно выполнялось с точностью до третьего десятичного знака. Кроме того, поскольку нас интересовало сингулярное поведение, изучалось множество точек, принадлежащих только скачкам нагрузки (обобщенное канторовское множество). Такое множество содержит информацию об объединении скачков нагрузки в кластеры: чем меньше D_0 , тем больше степень кластеризации.

В первых работах по мультифрактальному анализу вычислялся спектр D_q , а кривые $f(\alpha)$ получались с помощью преобразования Лежандра (3.3.4). Однако необходимость дифференцирования в соотношении (3.3.4) приводит к появлению значительной ошибки при анализе экспериментальных данных. В диссертации вычисляли непосредственно спектр сингулярности $f(\alpha)$, используя метод [231], обеспечивающий хорошую точность при работе с небольшими массивами данных. С этой целью рассматривали другую меру:

$$\mu_i(q, \delta t) = \frac{p_i^q(\delta t)}{\sum_j p_j^q(\delta t)} \quad (3.3.5)$$

Как и в определении обобщенных размерностей, из соотношения (3.3.5) видно, что при варьировании параметра q разные области сигнала вносят основной вклад в полученную меру. При $q > 1$ происходит усиление более сингулярных областей, при $q < 1$ усиливаются

более регулярные области и, наконец, при $q = 1$ воспроизводится исходная мера. На основании (3.3.5), спектр сингулярности рассчитывается из следующих соотношений:

$$f(q) = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\sum_i \mu_i(q, \delta t) \log(\mu_i(q, \delta t))}{\log \delta t} \quad (3.3.6)$$

$$\alpha(q) = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\sum_i \mu_i(q, \delta t) \log(p_i(q, \delta t))}{\log \delta t}. \quad (3.3.7)$$

Отметим, что предел $\delta t \rightarrow 0$ нетрудно оценить для модельных мультифрактальных объектов. Однако в случае экспериментальных данных степенные законы выполняются в ограниченном диапазоне δt . Это связано с конечным временем измерения, экспериментальным шумом, ограниченным набором данных и, вероятно, более сложным скейлингом. Наибольшая неопределенность возникает в области больших значений q , соответствующих концентрированной и разреженной мере. Поэтому только верхняя часть спектра (обычно $q < 10$) позволяет сделать надежные выводы относительно экспериментальных сигналов.

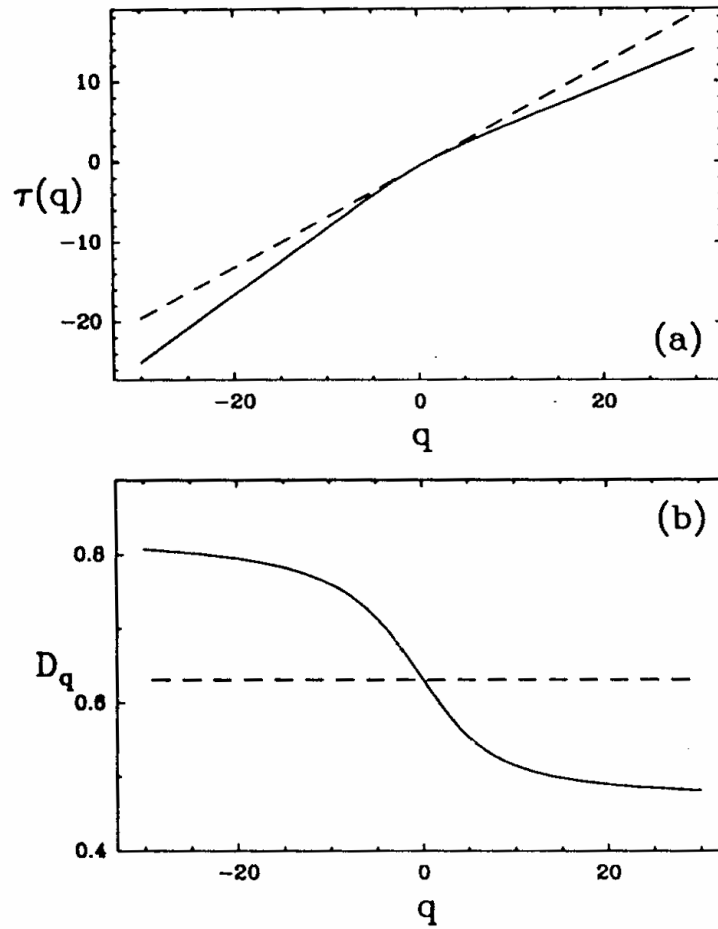


Рис. 3.1. Спектры $\tau(q)$ и D_q для инвариантных мер, распределенных на множестве Кантора. Пунктирные линии - однородная мера; сплошные линии - (биномиальная мера с весами $p_1 = 0.6$, $p_2 = 0.4$ [18].

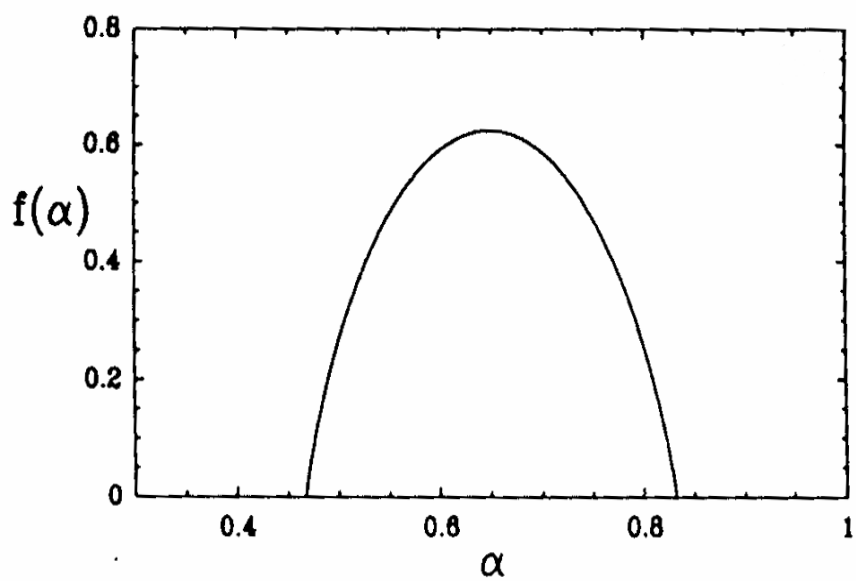


Рис. 3.2. Спектр $f(\alpha)$ для биномиальной меры на множестве Кантора.

ГЛАВА 4.

ЭФФЕКТ ПОРТЕВЕНА - ЛЕ ШАТЕЛЬЕ.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ

Основная часть диссертационной работы была посвящена исследованию эффекта Портевена-Ле Шателье. В данной главе, прежде всего, представлены результаты экспериментального исследования статистики кривых скачкообразной деформации и продемонстрирована корреляция между типами статистики и типами эффекта ПЛШ, традиционно классифицируемого по форме кривых деформации и пространственной картине деформационных полос. Поскольку поведение эффекта ПЛШ очень разнообразно и зависит от экспериментальных условий (температуры и скорости деформации) и характеристик образцов (состав и исходная микроструктура кристаллов, размеры образцов), приводятся данные систематических исследований роли этих факторов с использованием монокристаллов и поликристаллов сплава Al-Mg с различным содержанием Mg, подвергнутых термообработке в различных режимах. Компьютерная модель, включающая зависимость от пространственной и временной координат, представлена в пункте 4.2. Совокупность результатов измерений и моделирования позволяет сделать вывод о природе пространственной связи между различными элементами неоднородно деформирующегося кристалла. Кроме того, статистический анализ скачкообразной деформации дает предварительный ответ на вопрос о том, является ли сложная и кажущаяся неупорядоченной эволюция механического напряжения чисто случайной или в ней содержится скрытый порядок¹⁾. В заключение обсуждается возможная микроскопическая природа статистики и динамики эффекта ПЛШ и ее связь с макроскопическим поведением.

¹⁾ Более сложный, но и более эффективный подход к ответу на этот вопрос состоит в исследовании динамического поведения эффекта. Такие исследования, основанные на методах динамического и мультифрактального анализа, представлены в главе 5.

4.1. Экспериментальные результаты. Критический режим

Изучение статистических распределений параметров скачков напряжения позволяет судить о степени отклонения реальной деформационной кривой от идеального случая регулярных релаксационных колебаний с постоянной амплитудой и периодом. Основная тенденция в изменении статистики амплитуд и длительностей скачков нагрузки при варьировании экспериментальных условий заключается в постепенном переходе между двумя принципиальными формами распределений: колоколообразными, соответствующими существованию выделенного масштаба (ниже обозначаемыми (p) - «peak-shaped»), и монотонно убывающими асимметричными распределениями ((as) - “asymmetrical”). Переходный тип ((i) - «intermediate»), наблюдавшийся в промежуточной области экспериментальных условий, характеризуется широким асимметричным пиком с максимумом, смещенным в область небольших значений соответствующего параметра. В качестве иллюстрации на Рис. 4.1 приведены примеры гистограмм распределений амплитуд скачков нагрузки, наблюдаемые при деформации поликристаллов и относящихся к трем различным типам. Конкретная форма широких пиков (i) заметно меняется от образца к образцу и в зависимости от экспериментальных условий, что свидетельствует о неоднородности деформационных процессов в этих условиях. Например, наблюдалось расщепление широкого максимума на два пика, указывающих на два характерных масштаба скачков нагрузки. Целью данного раздела является описание влияния экспериментальных условий на типы неустойчивости ПЛШ и типы статистики параметров скачков нагрузки.

Влияние скорости деформации и температуры: поликристаллы.

Влияние скорости деформации и температуры изучалось при больших деформациях, когда микроструктуру можно считать стабилизированной (см. Гл. 2.). Прежде всего, рассмотрим поведение отожженных поликристаллов. Благодаря эквивалентности между скоростью деформации и обратной температурой при термически активируемой

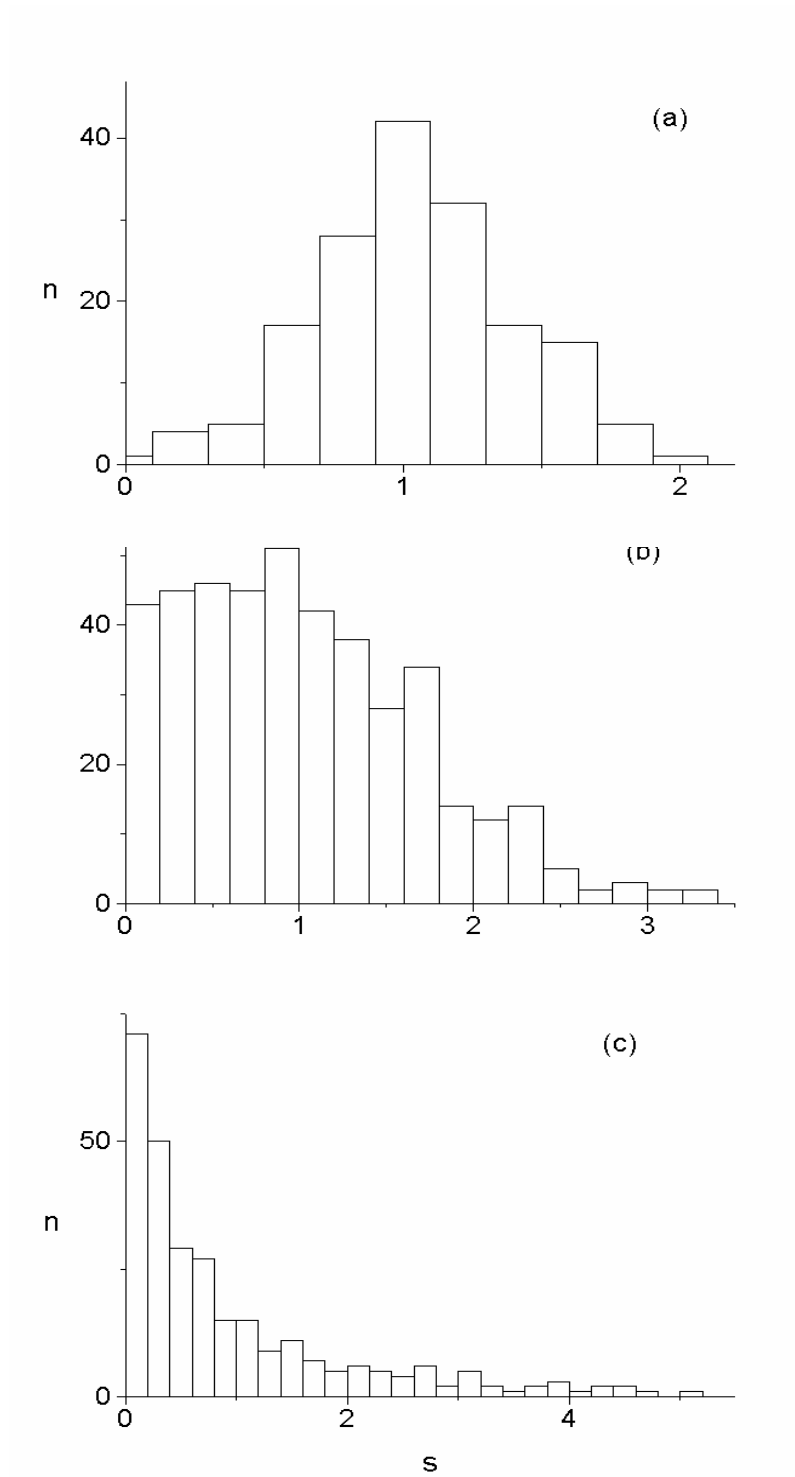


Рис. 4.1. Примеры формы гистограмм распределений нормированных амплитуд скачков напряжения (s) для отожженного поликристаллического образца при комнатной температуре: (a) – $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (тип p); (b) – $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (i); c – $6.1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (as).

деформации (см. уравнение (1.2.11)), синхронные изменения типов распределений скачков нагрузки и типов деформационных полос в зависимости от скорости деформации и температуры можно суммировать на одном графике (Рис. 4.2). Если увеличивать скорость деформирования при заданной температуре или уменьшать температуру при фиксированной скорости, форма скачков изменяется, демонстрируя легко узнаваемые основные типы ($C \rightarrow B \rightarrow A$), соответствующие переходу от локализации дислокационного скольжения в неподвижных деформационных полосах (полосах скольжения) к возникновению полос, распространяющихся вдоль кристалла.. Это иллюстрирует Рис. 4.3, показывающий переход от скачков типа В (Рис. 4.3, кривая 1) к скачкам типа А при увеличении скорости деформации (Рис. 4.3, кривая 2) или уменьшении температуры (рис. 4.3, кривая 3). В высокотемпературной части диаграммы на Рис. 4.2 наблюдаются некоторые особенности, а именно, возникновение скачков смешанных типов $A+B$ и $B+C$, а также появление двойного максимума на статистических распределениях. Как видно на Рис. 4.2, синхронно с этими изменениями гистограммы уширяются и становятся все более асимметричными, что связано с появлением скачков разного масштаба (см. также Рис. 4.1а и 4.1с).

На Рис. 4.4 приведены примеры кривых деформации, регистрируемых при 100°C . При этой температуре начало области неустойчивости пластического течения соответствует скоростям деформации около $4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. При более высоких скоростях деформации характер скачков изменяется так же, как и при комнатной температуре, но в пределах намного более узкого интервала скоростей, поскольку при 100°C область неустойчивости значительно сужена (см. рис. 4.2). По сравнению с более низкой температурой возникает новая особенность: при относительно небольшой степени деформации на кривых деформации наблюдаются два типа скачков, соответствующие двум разным характерным масштабам параметров скачков нагрузки. Как видно из кривой 1 на Рис. 4.4, при невысоких скоростях деформации глубокие срывы нагрузки соответствуют чистому типу С, а в интервалах между ними происходят скачки типа В с очень низкой амплитудой. В отличие

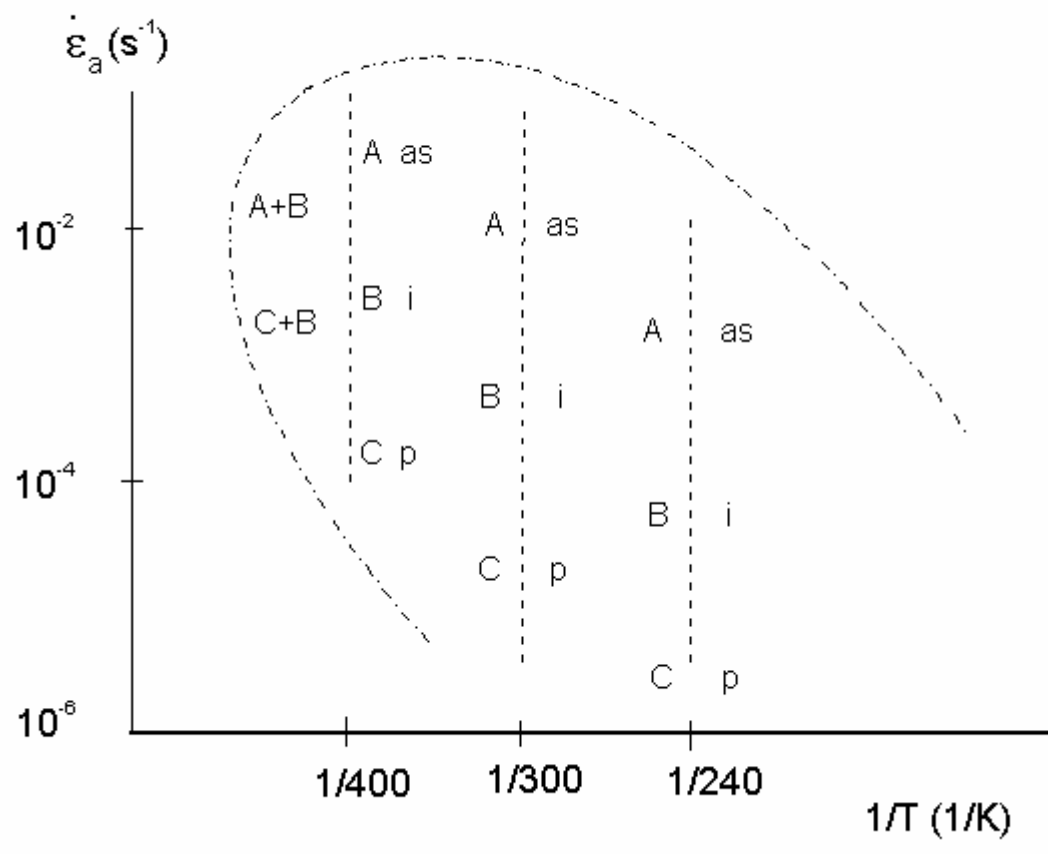


Рис. 4.2. Классификация типов кривых деформации и статистики скачков напряжения на плоскости ($\dot{\epsilon}_a, 1/T$). Границы между областями указаны схематически.

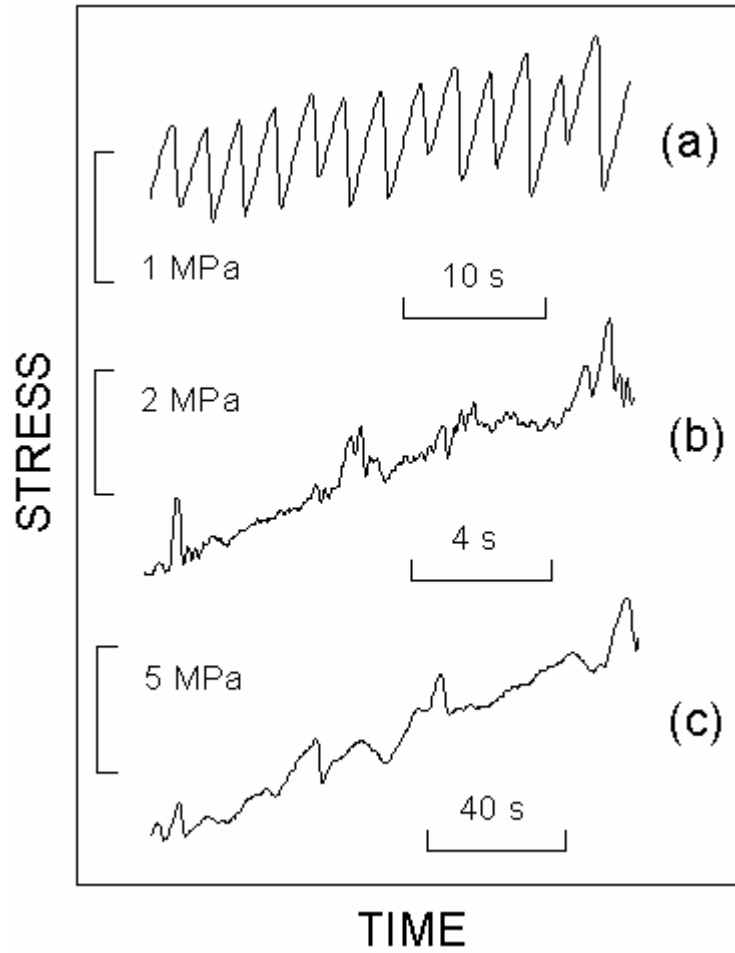


Рис. 4.3. Участки деформационных кривых для отожженного поликристаллического образца в разных условиях. (a) - $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $T = 25^\circ\text{C}$ (тип В); (b) - $5.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $T = 25^\circ\text{C}$ (тип А); c - $8.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $T = -20^\circ\text{C}$ (тип А).

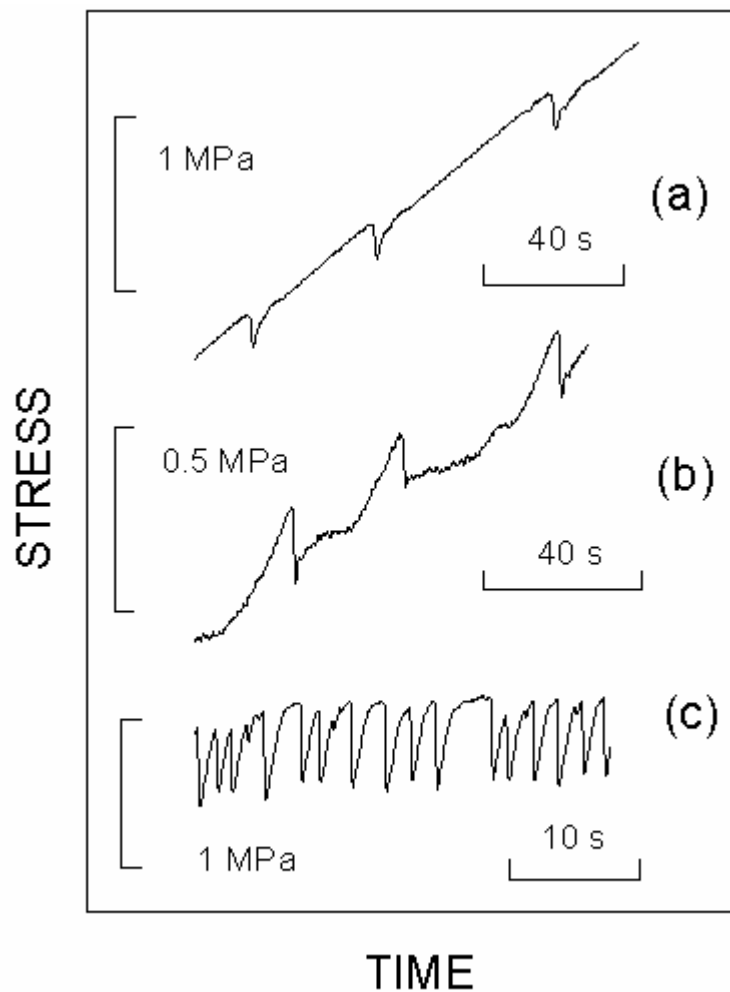


Рис. 4.4. Участки деформационных кривых для поликристаллического образца, деформированного при 100°C: (a) - $\dot{\epsilon}_a = 4.7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\epsilon \approx 4.3\%$; (b) - $9.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\epsilon \approx 6\%$ (более высокая скорость деформации); c - $9.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\epsilon \approx 14\%$ (более высокая степень деформации).

от более низкой температуры, требуется лишь слабое увеличение скорости деформации, чтобы кривые деформации трансформировались в тип А, который также сопровождается мелкими скачками типа В (рис. 4.4, кривая 2; см. также кривые 2 и 3 на Рис. 4.3). Соответствующие гистограммы распределений параметров скачков напряжения не являются ни колоколообразными, ни монотонно убывающими, а демонстрируют два пика, отражающие два характерных масштаба скачков напряжения (Рис. 4.5). В дальнейшем такие бимодальные распределения будут обозначаться dp ("double-peaked"). Этот температурный интервал соответствует левому краю диаграммы, изображенной на Рис. 4.2. По мере деформационного упрочнения (наклепа) кривые деформации становятся похожими на кривые, наблюдаемые при более низкой температуре. В качестве иллюстрации кривая 3 на Рис. 4.4 показывает ситуацию, промежуточную между типами В и С.

В экспериментах с неотожженными образцами было найдено, что распределения остаются колоколообразными до более высоких скоростей деформации. При этом деформационные полосы изменяются от типа С к типу В. Так, если рекристаллизованные образцы демонстрировали переход к типу А при комнатной температуре уже при скоростях деформации около $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, то для отоженных образцов этот переход смещался к значениям порядка $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Однако основная тенденция в изменении гистограмм при варьировании скорости деформации или температуры не отличалась от случая отоженных образцов, а именно, гистограммы становились менее симметричными при переходе $C \rightarrow B \rightarrow A$.

Выше некоторой скорости, зависящей от температуры и образца, наблюдаются монотонно убывающие гистограммы (см. рис. 4.1с). При этом скачки напряжения связаны с процессами зарождения, а также с флуктуациями ширины и скорости деформационных полос, распространяющихся вдоль кристалла. Форма наиболее асимметричных распределений дает основания для анализа степенных корреляций(3.2.1)-(3.2.4). Примеры экспериментальных зависимостей плотности распределения амплитуд и длительностей скачков нагрузки и соответствующий энергетический спектр деформационной кривой при

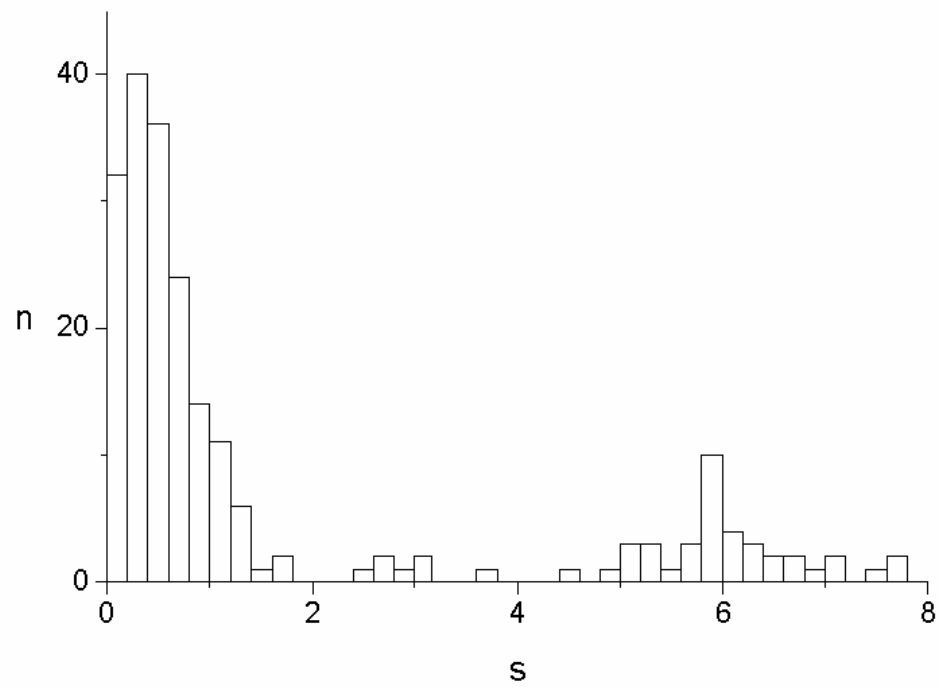


Рис. 4.5. Пример гистограммы распределения нормированных амплитуд скачков нагрузки для поликристаллического образца, деформированного при 100°C со скоростью деформации $9.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ($\epsilon \approx 14\text{-}17\%$).

высокой скорости деформации приведены на Рис. 4.6 - 4.8. Видно, что они удовлетворительно описываются выражениями (3.2.1)-(3.2.4). В случае длительностей импульсов (рис. 4.6, кривая 2) разброс данных довольно значителен. Это связано с тем, что точность измерения длительности ниже точности измерения амплитуды, так как длительности импульсов не велики по сравнению с временем одного измерения. Вообще говоря, даже при численном моделировании распределения τ отличаются большим разбросом. Тем не менее, данные на рис. 4.6 позволяют приблизительно оценить соответствующий показатель степени. Отсутствие характерного масштаба деформационных процессов дает основания говорить о критическом состоянии дислокационной системы. Отклонение от линейных зависимостей на рис. 4.6 наблюдается на краях интервала и, очевидно, связано с пределом чувствительности измерительной схемы при маленьких скачках нагрузки и недостаточностью статистики для редких больших скачков. Показанные на рисунках наклоны $\alpha \approx 1.25$, $\beta \approx 1.6$, $h \approx 1.5$, определенные по линейным участкам, удовлетворяют скейлинговому соотношению (3.2.5). На основании второго соотношения (3.2.6) можно ожидать $\omega = 2$. На рис. 4.8 видно, что это значение, показанное пунктирной линией, согласуется с наклоном низкочастотной области спектра деформационной кривой. Поэтому, несмотря на значительный разброс данных, совокупность полученных результатов позволяет говорить о проявлении самоорганизующейся критичности при высокой скорости деформации. Аналогичные изменения происходят и при уменьшении температуры.

Таким образом, приведенные данные показывают, что типы распределений параметров скачков напряжения трансформируются при варьировании скорости деформации или температуры, причем эти изменения могут быть поставлены в соответствие изменению типов скачкообразных деформационных кривых. Переход от типа С к типу А по мере увеличения скорости деформации или уменьшения температуры связан с тенденцией к менее симметричным гистограммам. Это выполняется как для исходных образцов, полученных холодной прокаткой, так и для отожженных образцов. Изменение исходного

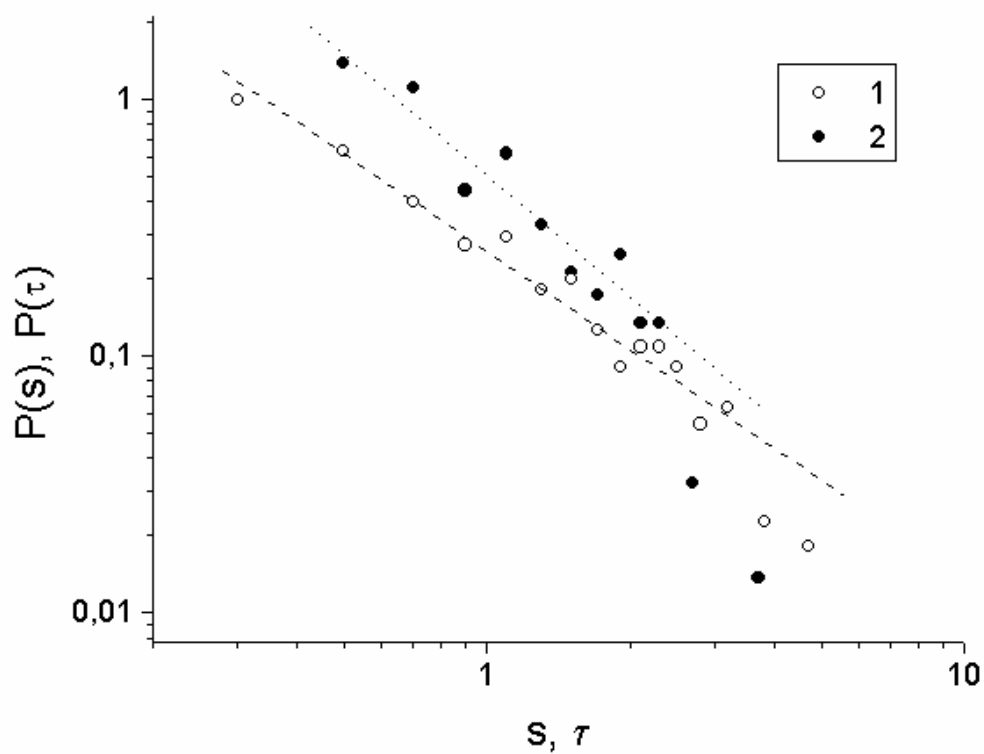


Рис. 4.6. Нормированные функции плотности распределения (1) амплитуд s и (2) длительностей τ скачков напряжения для поликристаллического образца; $\dot{\epsilon}_a = 5.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

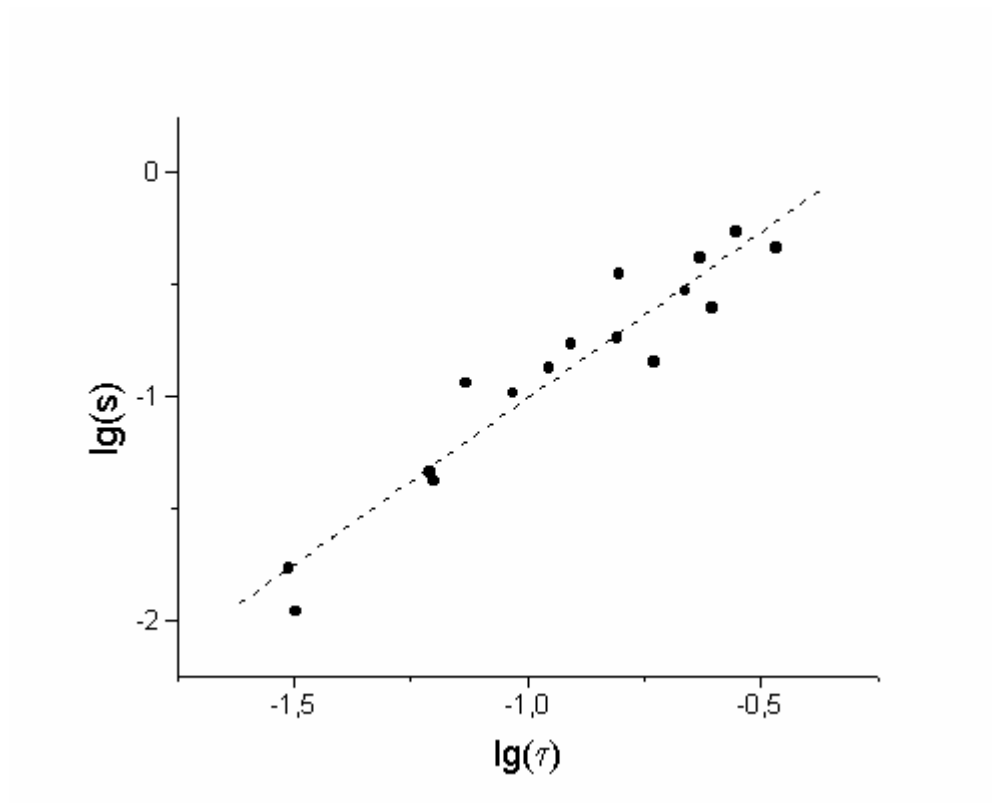


Рис. 4.7. Зависимость между амплитудами и длительностями скачков напряжения (тот же образец, что и на рис. 4.6; данные усреднены для близких значений τ).

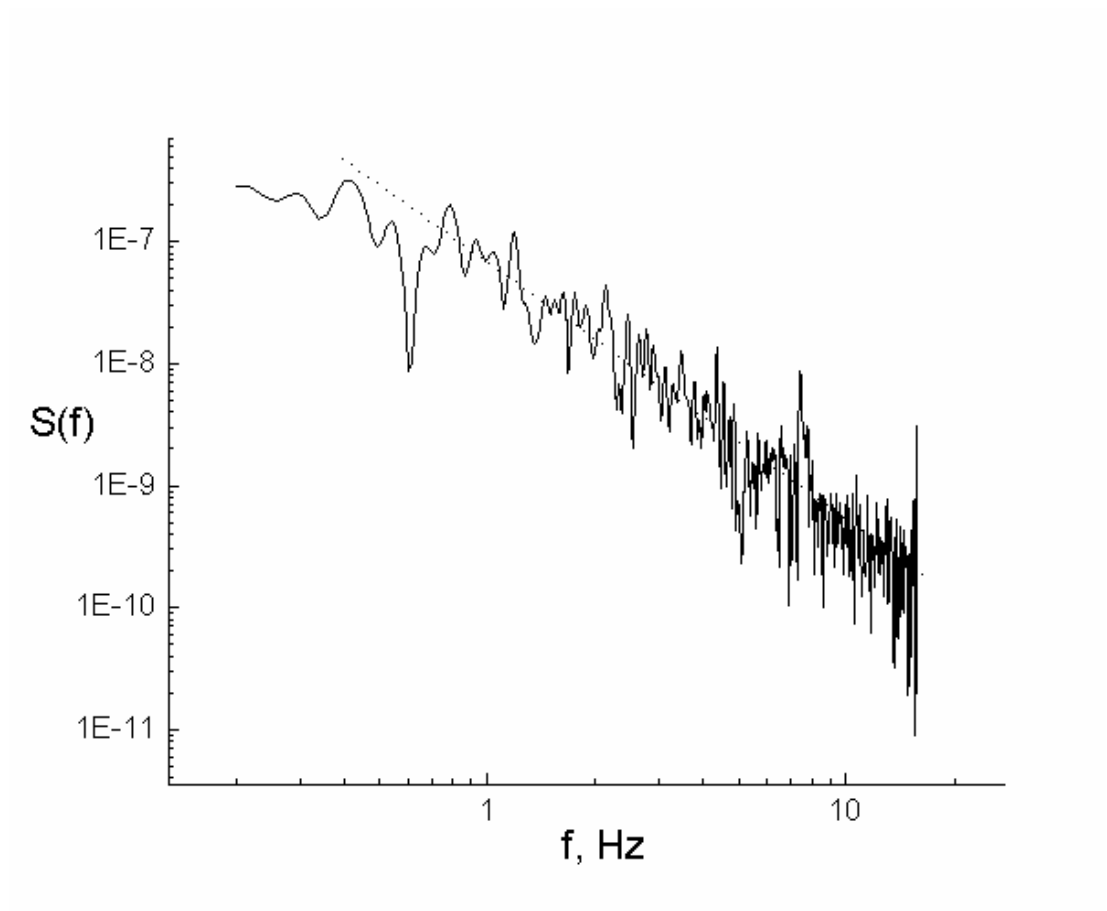


Рис. 4.8. Энергетический спектр деформационной кривой для того же образца, что и на рис. 4.6 и 4.7. Пунктирная линия соответствует наклону $\omega = 2$.

микроструктурного состояния с помощью отжига приводит только к смещению такого перехода по температуре или скорости деформации.

Влияние скорости деформации и температуры: монокристаллы

В отличие от поликристаллов, деформация монокристаллов носит менее регулярный характер, и разделение кривых деформации на строго определенные типы затруднительно (рис. 4.9). Это долгое время было причиной отсутствия интереса к исследованиям эффекта ПЛШ в монокристаллах. Статистический анализ предоставляет простой количественный критерий для оценки изменений формы деформационных кривых. Оказалось, что можно установить качественные аналогии с результатами для поликристаллов.

Для данной скорости деформации и фиксированной температуры поведение монокристаллов во всех опытах было менее регулярным, чем поведение поликристаллов. Это видно, например, из сравнения кривой 1 на Рис. 4.9 и кривой 1 на Рис. 4.3, которые были получены при комнатной температуре и близких значениях скорости деформации. Вариации параметров скачков нагрузки в случае монокристаллов заметно сильнее и имеют такой характер, что центр тяжести соответствующих гистограмм для нормированных величин смещен в сторону меньших значений по сравнению с поликристаллами (Рис. 4.10). Гистограммы имеют асимметричную форму промежуточного типа с максимумом вблизи оси ординат. Однако влияние скорости деформации на форму кривых деформации и гистограммы оказалось аналогичным такому влиянию для поликристаллов (см. выше). Например, при комнатной температуре увеличение скорости деформации стимулирует переход от гистограмм с максимумом к степенной статистике (например, Рис. 4.11). Значения показателей степени для большинства образцов лежали между 1 и 1.5. Например, для монокристалла, соответствующего данным на рис. 4.11, были получены оценки $\alpha \approx 1.2$, $\beta \approx 1.4$, $h \approx 1.4$, $\omega = 2$, удовлетворительно согласующиеся со скейлинговыми соотношениями. Характерная скорость деформации, при которой происходит переход к степенным распределениям, на порядок величины меньше, чем в случае поликристаллов

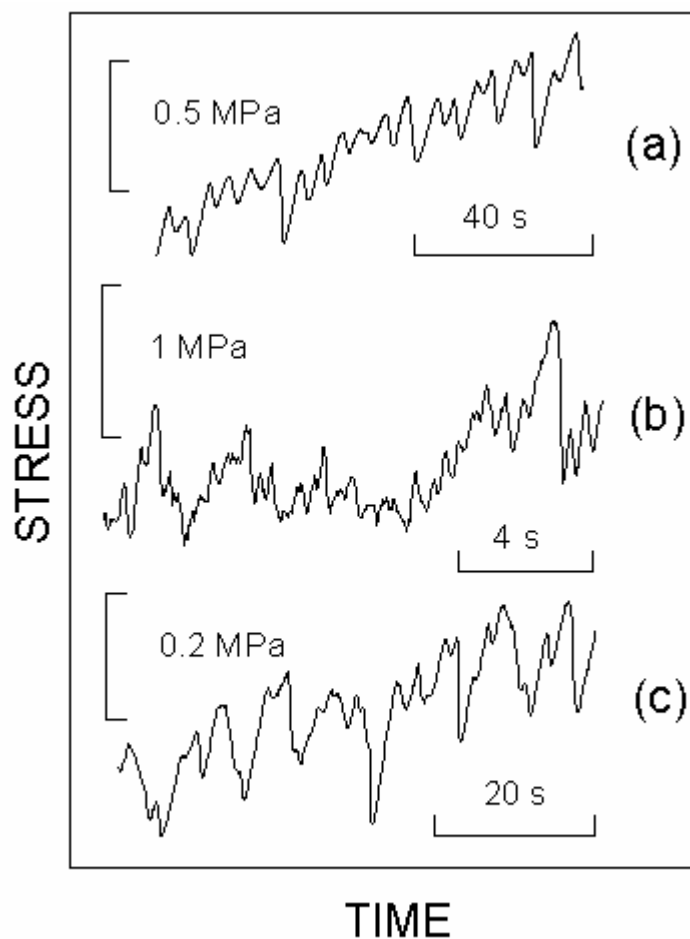


Рис. 4.9. Влияние скорости деформации и ширины образцов на кривые деформации монокристаллов при комнатной температуре: (a) - $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $w = 4 \text{ mm}$; (b) - $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $w = 4 \text{ mm}$; c - $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $w = 1.2 \text{ mm}$.

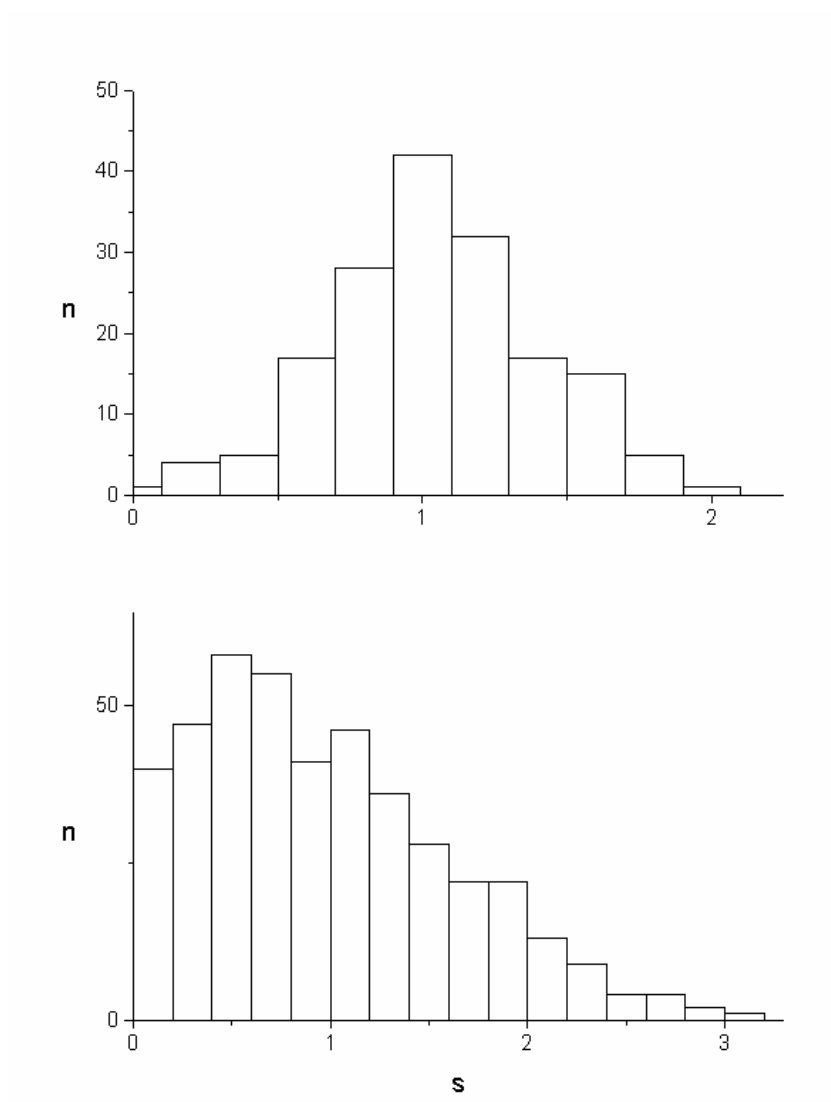


Рис. 4.10. Примеры формы гистограмм распределений нормированных амплитуд скачков напряжения при комнатной температуре и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$: (a) – поликристаллический образец (тип p); (b) – монокристалл, $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (тип i).

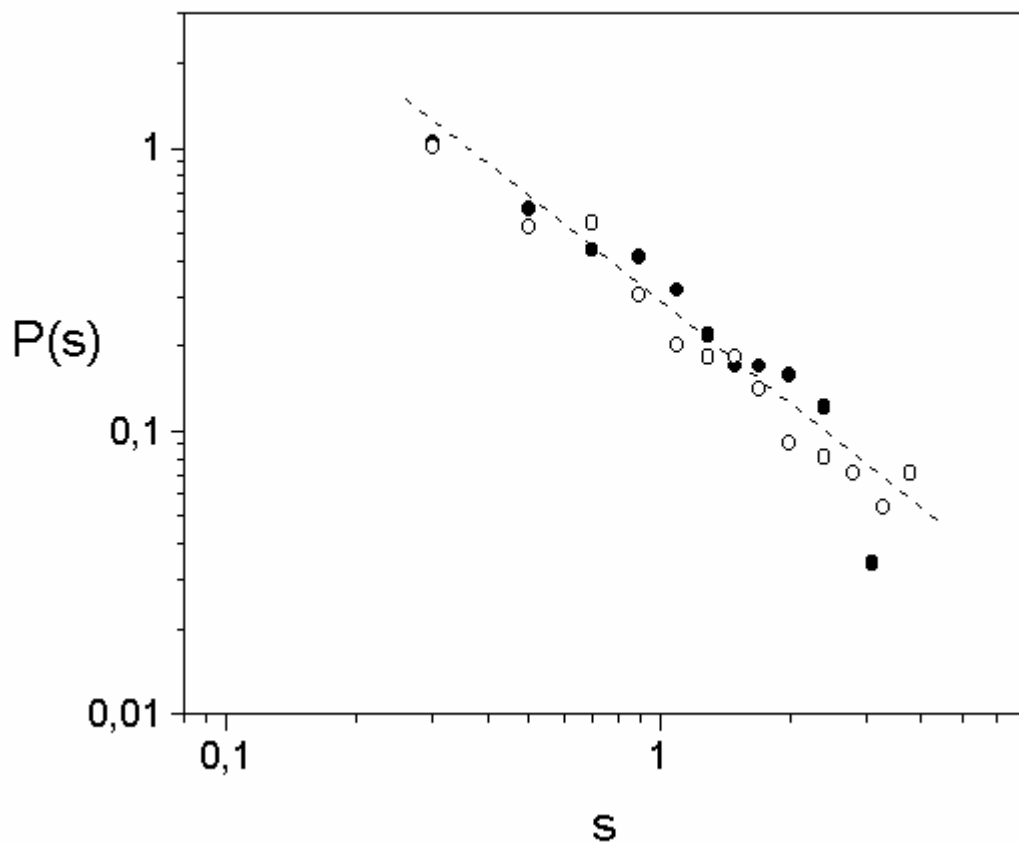


Рис. 4.11. Плотности функций распределения $P(s)$ нормированных амплитуд скачков напряжения для поликристалла (темные кружки) и монокристалла (светлые кружки) при высокой скорости деформации (см. рис. 4.3, кривая 2, и рис. 4.9, кривая 2). Пунктирная линия показывает приблизительный наклон.

(см. Рис. 4.3 (кривая 2) и Рис. 4.9 (кривая 2)). Эта тенденция согласуется с тем, что было сказано выше относительно влияния отжига на положение перехода к асимметричным распределениям.

Другая особенность критического типа наблюдалась в опытах на монокристаллах при повышенных температурах и скорости деформации $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. В то время как при комнатной температуре этой скорости деформации соответствовали бы гистограммы с максимумом (относящиеся к типу p или i), при температуре около 120°C наблюдалась степенная статистика (рис. 4.12). При этом скачки напряжения отвечают типу С, наблюдаемому в поликристаллах и связанному с локализованными деформационными полосами. Это, в частности, означает, что в высокотемпературной области нарушается эквивалентность между скоростью деформации и обратной температурой в отношении типов распределения скачков напряжения. Отметим, что в отличие от случая распространения полос скольжения, степенной закон распределений, связанный с формированием локализованных полос, наблюдается только в узком диапазоне температуры и скорости деформации в области перехода между локализацией и распространением деформационных полос.

Влияние деформации.

Влияние деформации хорошо 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 $\epsilon < 3-5\%$ (монокристаллы) или $\epsilon < 6-8\%$ (поликристаллы) наблюдается быстрое деформационное упрочнение. При этом скачки напряжения характеризуются большим разбросом амплитуды, длительности и моментов возникновения. На последующей стадии с близким к нулю средним коэффициентом упрочнения (в этом смысле квазистационарной) скачки становятся более регулярными.

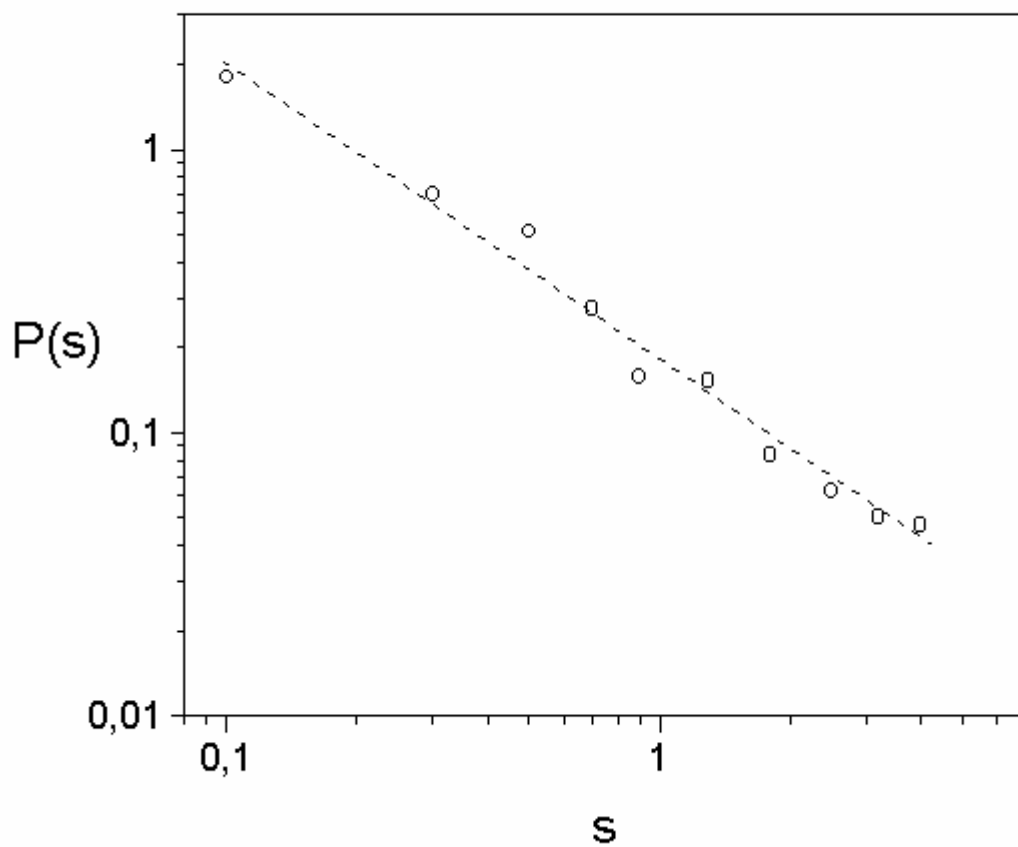


Рис. 4.12. Плотность функции распределения $P(s)$ для монокристалла, деформированного при 120°C и $\dot{\epsilon}_a = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Пунктирная линия соответствует показателю степени $\alpha \approx 1$. Для других показателей степени получены оценки $\beta \approx 1$, $h \approx 1,4$.

Отличие характера статистики наиболее отчетливо проявляется при невысоких скоростях деформации, соответствующих распределениям типа (р) или (i). В качестве иллюстрации на Рис. 4.13 приведены фрагменты кривой скачкообразной деформации монокристалла Al-4.5%Mg при комнатной температуре и скорости деформации $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, взятые из двух качественно отличающихся частей деформационной кривой (аналогичный пример для поликристаллов был приведен на Рис. 2.2). Гистограммы на Рис. 4.14 иллюстрируют статистику нормированных амплитуд скачков нагрузки s для двух стадий деформации монокристалла. На начальной стадии деформации монокристаллов распределения обычно описываются монотонно понижающимися кривыми. Иногда наблюдается слабо выраженный максимум вблизи нуля и монотонное снижение в сторону больших значений. Приближение к квазистационарной стадии характеризуется асимметричными гистограммами с максимумом (тип *i*). При дальнейшей деформации форма гистограмм изменяется слабо, наблюдается лишь тенденция к более симметричному и узкому пику. Качественно похожая тенденция к более симметричным распределениям по мере увеличения деформации была найдена и для поликристаллов. Основное отличие заключалось в том, что колоколообразные гистограммы наблюдались и на начальной стадии. На квазистационарной стадии они становились более узкими и симметричными. Если сравнить поликристаллические образцы до и после отжига, более узкие распределения при одинаковых экспериментальных условиях наблюдаются в случае неотожженных образцов (Рис. 4.15). В целом, уменьшение пластичности материала при деформационном упрочнении приводит к сужению распределений, которое оказывается тем слабее, чем меньше размер зерна в отожженных поликристаллических образцах, и наиболее слабо выражено в неотожженных образцах.

Такое поведение, также как влияние скорости деформации и температуры, можно обобщить с точки зрения корреляции с типами эффекта ПЛШ. Деформация и связанное с ней упрочнение приводят к увеличению средней глубины скачков нагрузки, связанному с переходом от типа А к типу В (например, Рис. 4.4, кривые 2 и 3). Уменьшение вероятности

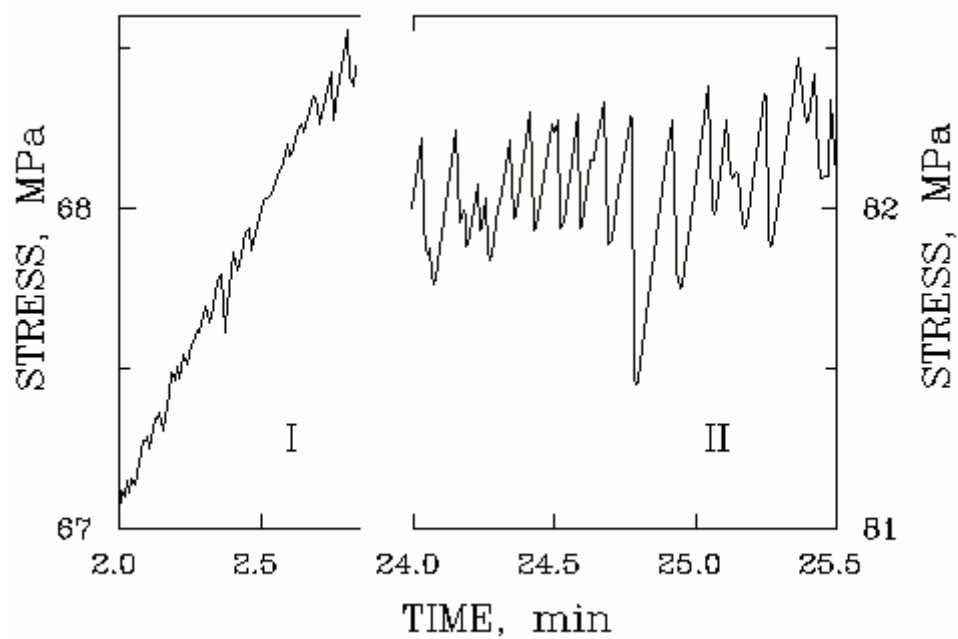


Рис. 4.13. Участки кривой деформации монокристалла Al-4.5%Mg, демонстрирующие переходное поведение (I) и стабилизированную скачкообразную деформацию (II). Опыт при комнатной температуре и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

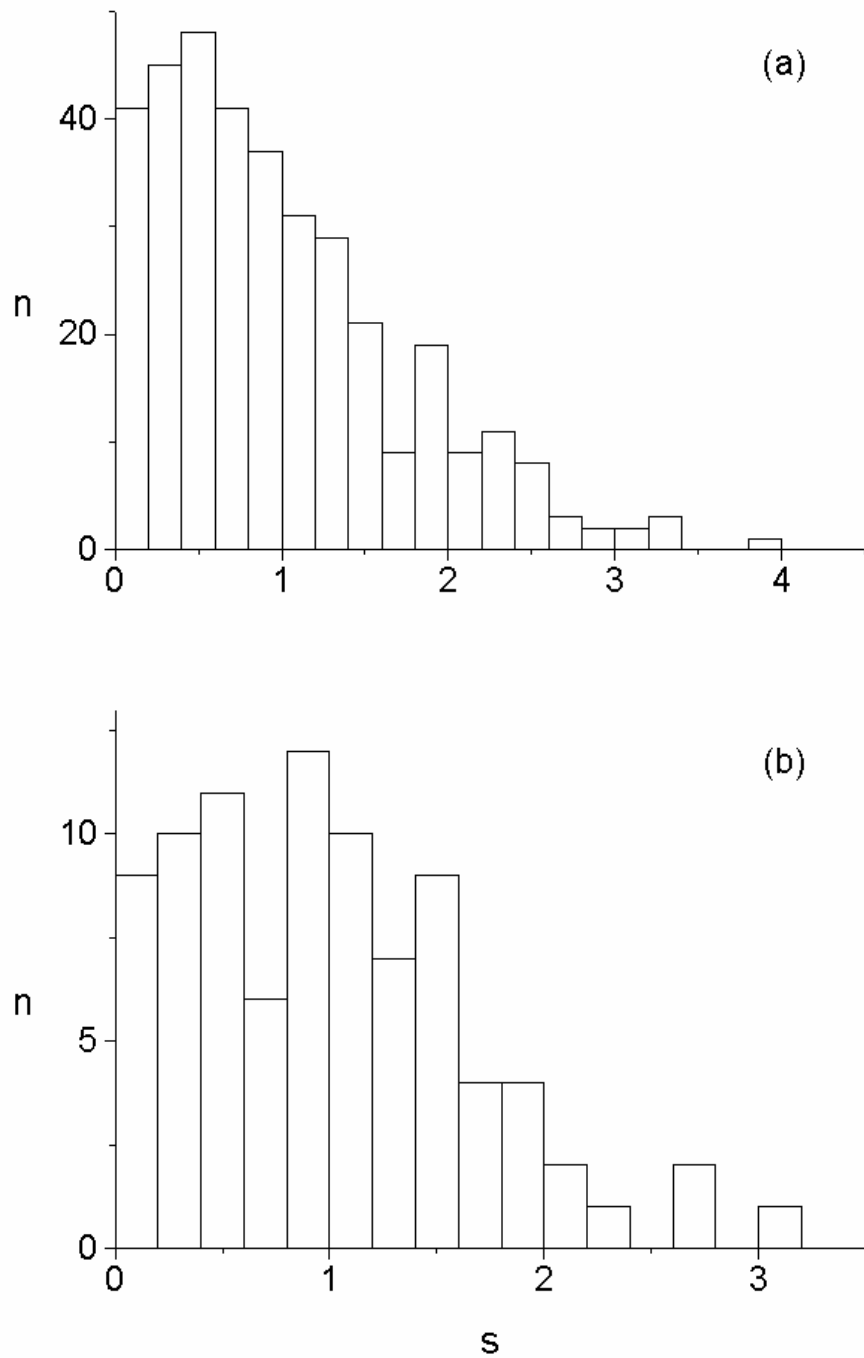


Рис. 4.14. Гистограммы, показывающие распределения амплитуд скачков напряжения в переходной (а) и квазистационарной (б) областях кривой деформации монокристалла, участки которой приведены на рис. 4.13.

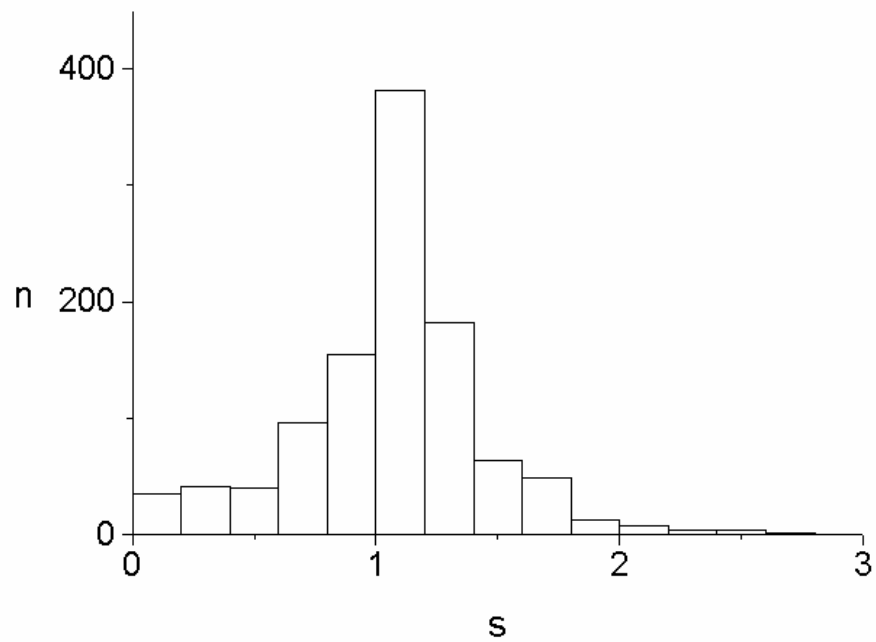


Рис. 4.15. Пример распределения амплитуд скачков напряжения для неотожженного поликристалла при комнатной температуре и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (см. рис. 4.10а для сравнения с отожженным образцом).

небольших скачков нагрузки делает гистограммы более симметричными. Наблюдаемая тенденция совпадает с результатами традиционных исследований эффекта ПЛШ в поликристаллах (см. Гл. 1).

Влияние размеров образцов

Размер образцов не влиял на форму гистограмм в случае поликристаллов с размером зерна меньше ширины образца. Этот результат интересно сопоставить с данными работы [65], согласно которым ширина деформационной полосы увеличивается с увеличением поперечного сечения образца. По сравнению с шириной полос, статистика скачков напряжения, по-видимому, менее чувствительна к изменениям поперечного сечения поликристаллических образцов. В случае монокристаллов уменьшение площади поперечного сечения приводило к более «зашумленным» деформационным кривым (Рис. 4.9, кривая 3). Соответствующие гистограммы становились монотонно убывающими из-за возросшего вклада от небольших скачков напряжения (рис. 4.16). Таким образом, уменьшение площади поперечного сечения монокристаллов приводит к такому же влиянию на кривые деформации и гистограммы, как и повышение пластичности образцов. Наконец, не было обнаружено влияния длины деформируемого кристалла образца на статистику скачкообразной деформации ни в случае поликристаллов, ни в случае монокристаллов. Это относится как к степенному закону, так и к распределениям с максимумом.

Синтез экспериментальных результатов

Проведенные эксперименты демонстрируют отчетливую корреляцию между типом статистики и типом деформационных полос. В случае поликристаллов локализованные полосы типа С, если они наблюдаются, можно соотнести с колоколообразными распределениями. При переходе к эстафетному распространению типа В и далее к типу А, соответствующему квазинепрерывному распространению, распределения становятся все более асимметричными и, в конечном счете, монотонно убывающими.

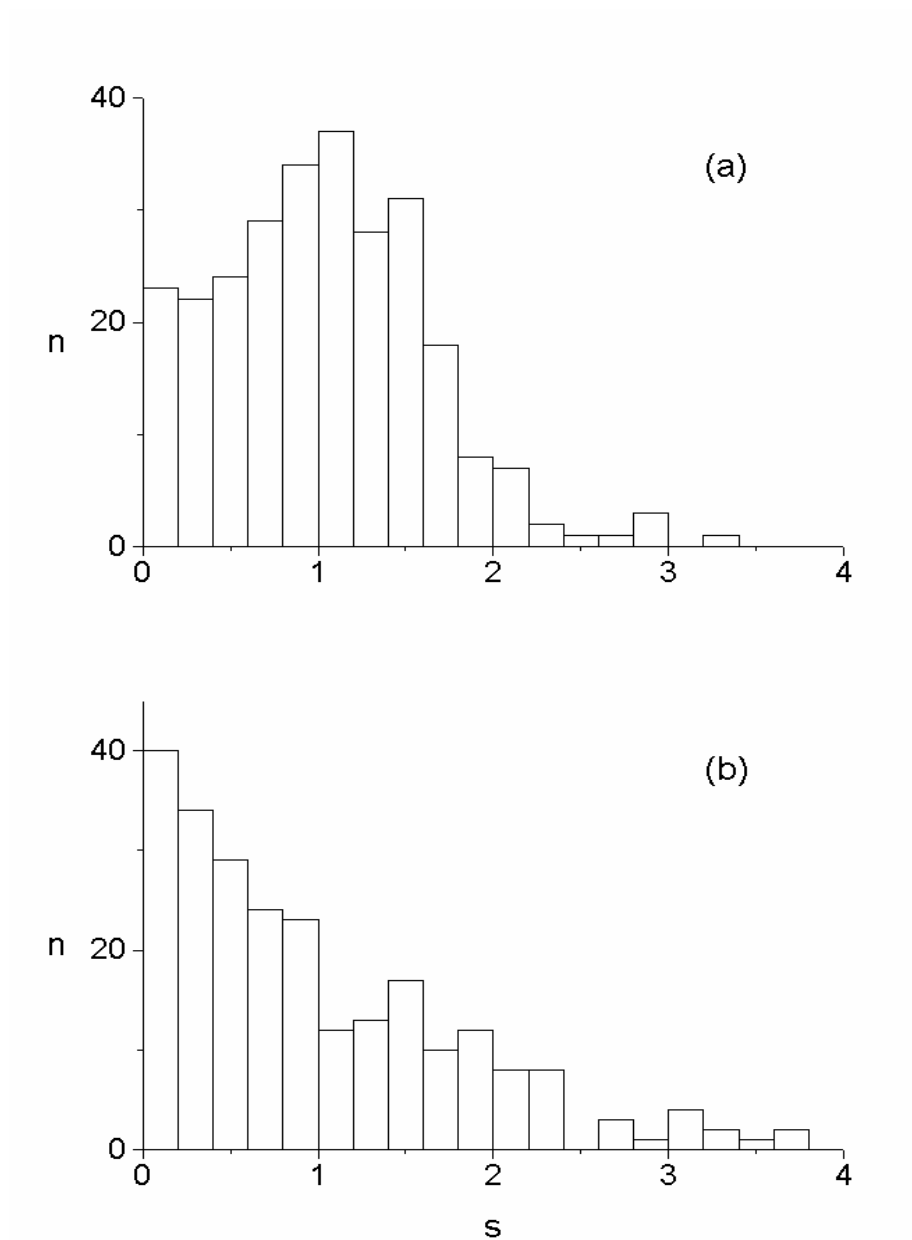


Рис. 4.16. Гистограммы распределений нормированной амплитуды скачков напряжения при комнатной температуре и $\dot{\epsilon}_a = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ для монокристаллов с шириной $d = 4 \text{ mm}$ (a) и 1.2 mm (b).

Еще одна выявленная тенденция состоит в том, что микроструктурное состояние образца определяет положение этих переходов. В определенной степени эту особенность можно свести к изменению одного параметра, доступного измерению в эксперименте, а именно, к величине сопротивления течению материала. Рассмотрим сначала влияние температуры и скорости деформации. Обычная последовательность эволюции типа деформационных полос соответствует переходам $C \rightarrow B \rightarrow A$ (см. Рис. 4.2). Одновременно с этим средний уровень напряжений понижается из-за ослабления эффекта старения вследствие уменьшения времени ожидания дислокаций на препятствиях и диффузионной подвижности атомов примеси. Такая корреляция между деформирующим напряжением и типом полос имеет вполне общий характер. Поскольку после прокатки кристаллы находятся в упрочненном состоянии, соответствующее напряжение пластического течения выше, чем у отожженных кристаллов. В результате, они демонстрируют деформационные полосы типа С при достаточно низких скоростях деформации, а в случае отожженных кристаллов эволюция обычно стартует с типа В. Для обсуждения поведения монокристалла удобнее рассмотреть не типы деформационных полос, определенные недостаточно строго, а типы статистических распределений скачков напряжения. Так как предел текучести монокристалла меньше предела текучести отожженного поликристалла, то меньше и область существования колоколообразных распределений, характерных для высокого уровня напряжения. Наконец, деформирование и связанное с ним деформационное упрочнение также приводят к более симметричным распределениям.

Однако напряжение пластического течения материала является не единственным фактором, управляющим наблюдаемым пространственно-временным поведением эффекта ПЛШ. Конечная область скоростей деформации и температур, в которой возникает неустойчивость течения, определяется N-образной характеристической кривой $F(\dot{\epsilon})$, представляющей зависимость напряжения от скорости деформации и являющейся причиной неустойчивости. Варьирование скорости деформации или температуры вызывает искажение этой характеристической кривой и модифицирует диапазон неустойчивого пластического

течения. Это может в определенной степени повлиять на диапазон деформирующих напряжений, однако, разделить эти два эффекта может только с помощью модели. Одна из возможных моделей, предложенная в диссертации, представлена в следующем разделе.

Для построения модели существенное значение имеет гипотеза о механизме связи между процессами скольжения в условиях неустойчивой деформации. Предварительные предположения о возможной природе пространственной корреляции в неоднородно деформирующемся кристалле можно сделать на основе экспериментальных данных о влиянии деформации и поперечного размера образцов на характер статистики скачков напряжения. Действительно, узкие колоколообразные распределения, характерные для массивных образцов 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. Как было сказано выше, влияние температуры и скорости деформации также не противоречит сделанным выводам, хотя корректный анализ этих эффектов требует учесть изменение формы функции скоростной чувствительности напряжения.

4.2. Компьютерная модель.

Материальное уравнение

В рамках гипотезы об упруго-пластической природе пространственной корреляции между элементами деформируемого образца экспериментальные результаты сопоставлялись с выходом дискретной пространственно-временной модели, которая в континуальном пределе сводится к уравнению (1.2.8). Как отмечалось в литературном обзоре, задача упрощается благодаря тому, что большинство моделей корреляции локальных деформаций в кристалле, так или иначе, основаны на упругом взаимодействии и отличаются только конкретным микроскопическим механизмом. Математически эти модели эквивалентны и описываются уравнением (1.2.8) для градиентной пластичности. При этом величина константы взаимодействия, а также ее зависимость от условий деформации и микроструктурного состояния образца чувствительны к выбору микроскопической модели. Поэтому достоверность конкретной модели можно проверить, сопоставляя ее предсказания с экспериментально измеряемыми временными и пространственными характеристиками, зависящими от типа пространственной связи.

Чтобы учесть неоднородность пластического течения, рассматривалась одномерная механистическая модель, в которой образец представлен в виде дискретного набора из N параллельных слоев, перпендикулярных оси растяжения (Рис. 4.17). Отдельный блок представляет собой элементарную область минимального размера, в которой деформацию можно считать квазиоднородной. Каждый элемент i такой цепочки, за исключением концевых элементов $i=1$ и $i=N$, подчиняется дискретному материальному уравнению

$$\sigma = h\varepsilon_i + F(\dot{\varepsilon}_i) - K[(\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_i) + (\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i)] \quad (4.1.1)$$

Скорость деформационного упрочнения h для простоты предполагается постоянной, а немонотонная N -образная функция $F(\dot{\varepsilon})$, содержащая участок отрицательной скоростной чувствительности, схематически представлена на рис. 1.4. Первые два слагаемые в правой части уравнения представляют собой обычное локальное соотношение (1.2.6) для случая динамического деформационного старения. Последнее слагаемое описывает возвращающее напряжение, обусловленное несоответствием макроскопических деформаций соседних

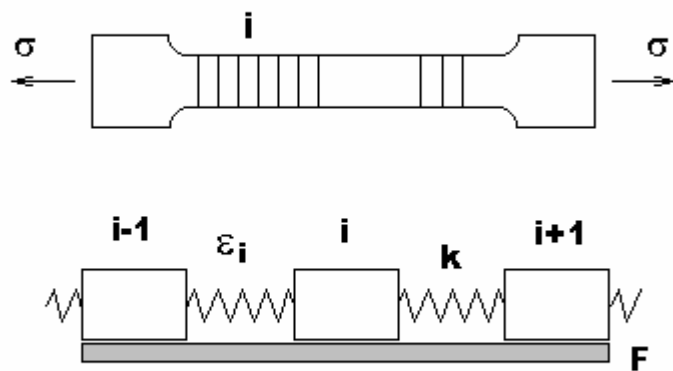


Рис. 4.17. Одномерная модель неоднородно деформирующегося кристалла в виде связанных скользящих блоков с жесткостью пружин K и силой трения F .

слоев. Связь между соседними элементами имитируется гармоническими пружинами с коэффициентом упругости K . Параметр взаимодействия C , фигурирующий в непрерывном пределе (1.2.8), связан с константой K соотношением $C = \tilde{K}a^2$, где a – характерный пространственный масштаб (толщина слоев), имеющий смысл радиуса взаимодействия и зависящий от выбранной модели механизма взаимодействия. Положительное значение K соответствует отрицательному значению параметра C . Такой выбор знака не случаен: возвращающее напряжение должно приводить к выравниванию деформации в образце. Использование одномерного приближения оправдывается экспериментальным наблюдением аксиального распространения деформационных полос в образцах, демонстрирующих эффект ПЛШ в условиях растяжения. Другими словами, скорость поперечного формирования отдельной деформационной полосы намного выше скорости ее аксиального распространения. К этому вопросу мы вернемся при обсуждении результатов моделирования. Приближение ближайших соседей также оправдано с физической точки зрения, несмотря на дальнедействующий характер упругих напряжений, поскольку скорость пластического течения экспоненциально зависит от напряжения. В результате, влияние взаимодействия между блоками на скорость пластического течения можно считать ограниченным ближайшими соседями.

Для описания механического отклика кристалла к материальному уравнению (4.1.1) следует добавить уравнение деформации (1.1.4) («машинное» уравнение). В дискретном случае оно принимает вид:

$$\dot{\epsilon}_a = \frac{\dot{\sigma}}{M} + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \dot{\epsilon}_i \quad (4.1.2)$$

Второе слагаемое в правой части уравнения (4.1.2) представляет собой скорость пластического течения, усредненную по ансамблю N блоков (слоев).

Предложенная модель похожа на модели сухого трения [171, 189], в которых решались уравнения движения цепочки недеформируемых блоков, связанных упругими

пружинами (Глава 1). С формальной точки зрения, положению i -го блока можно сопоставить локальную деформацию, его скорости – скорость локальной деформации, а нелинейной силе трения – нелинейную зависимость напряжения течения от скорости деформации. В то же время, имеются и существенные отличия. Во-первых, в предлагаемой модели исследуется пластическая деформация системы связанных блоков, каждый из которых характеризуется не координатой и скоростью, а значениями ϵ_i и $\dot{\epsilon}_i$ – решениями уравнений пластического течения (4.1.1)-(4.1.2). Одним из следствий этого является возможность использования приближения ближайших соседей. Кроме того, уравнения пластического течения не являются динамическими в полном смысле, поскольку в них не учитывается инерция. Во-вторых, сила трения в моделях сухого трения считается *монотонно* убывающей функцией скорости. Использование N-образной формы функции сопротивления течению, основанной на микроскопической теории эффекта ПЛШ, обуславливает существование характерного временного масштаба, связанного с периодом релаксационных колебаний в однородном образце.

Релаксационные колебания можно описать как чередование высокой и низкой скоростей пластического течения, разделенных скачкообразными переходами. В случае пространственно однородной деформации возникали бы чисто периодические скачки напряжения. Экспериментальное наблюдение распределения параметров скачков свидетельствует о том, что, как и в случае моделей [171, 189], пластическое течение стартует от неоднородных начальных условий, так что в дальнейшем нарушается синхронность скачков скорости деформации различных элементов. В данной модели неоднородность вносилась за счет случайного выбора начальной скорости пластического течения $\dot{\epsilon}_i$ i -го элемента в интервале $\dot{\epsilon}_0 \pm 0.05 \dot{\epsilon}_1$ (здесь скорость деформации $\dot{\epsilon}_0$ соответствует начальному значению напряжению, принимаемому равным F_2 ; см. Рис. 1.4). Для этой цели использовался стандартный генератор случайных чисел языка программирования C. Подобная нерегулярность должна была имитировать исходную пространственную неоднородность в реальном образце, например, обусловленную локальными флуктуациями

сопротивления течению. В дальнейшем система эволюционировала без внесения дополнительной неоднородности. Случайные выборки для каждого набора параметров накапливались после достижения статистически стационарного состояния скачкообразной деформации.

Никакой пространственной корреляции начальных условий в различных элементах материала не предполагалось. Однако заранее нельзя отвергать возможность такой корреляции, например, вследствие вариации площади сечения образца. В качестве проверки рассматривался случай суперпозиции случайного шума и синусоидального распределения начальных значений $\dot{\epsilon}_i$ вдоль образца. Влияние такого ограничения на характер статистики скачков нагрузки в стационарном состоянии отсутствовало, так что в дальнейшем предполагались случайные начальные условия.

Отличительной особенностью данной модели является учет искажения («динамизации») кривой $F(\dot{\epsilon})$ при увеличении скорости деформации. Исходя из уравнений (4.1.1)-(4.1.2), можно было бы полагать, что глубина скачков напряжения в случае релаксационных колебаний определяется размахом ее нелинейного участка $F_1 - F_2$ (рис. 1.4), независимо от скорости деформации. Однако экспериментально наблюдается уменьшение средней величины скачков с ростом скорости [44]. Причина этого была рассмотрена в работе [58]: термически активируемое открепление дислокаций во время деформации после скачка нагрузки происходит при изменяющемся напряжении из-за упругого нагружения в течение времени ожидания дислокации на препятствии t_w . Величину этого эффекта, зависящую от скорости деформирования, можно учесть, добавив слагаемое $h\Omega [1 - (\dot{\epsilon}_a/\dot{\epsilon}) + \ln(\dot{\epsilon}_a/\dot{\epsilon})]$ к функции $F(\dot{\epsilon})$ в уравнении (1.2.4). Результат такой динамизации показан на Рис. 4.18. Дополнительное слагаемое обращается в ноль при $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_a$, но влияет на размах $F_1 - F_2$ участка отрицательной скоростной чувствительности напряжения течения. При $\dot{\epsilon}_a \rightarrow \dot{\epsilon}_2$ эта разность стремится к нулю. Обратим внимание на необычную ситуацию: само материальное уравнение зависит от условий нагружения.

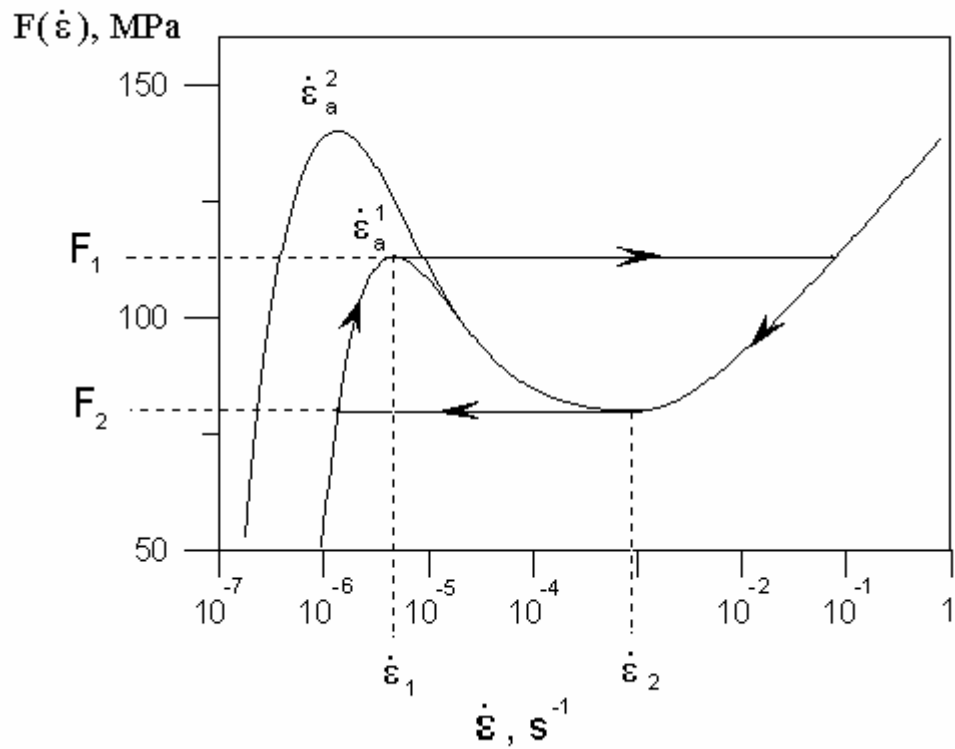


Рис. 4.18. Зависящая от скорости пластического течения компонента $F(\dot{\epsilon})$ деформирующего напряжения для двух значений скорости деформирования $\dot{\epsilon}_a$ ($\dot{\epsilon}_a^1 > \dot{\epsilon}_a^2$). Стрелками показано циклическое движение, отвечающее релаксационным колебаниям для одного из значений скорости.

Качественно похожие изменения формы N-образной кривой происходят и при увеличении температуры. Это нетрудно видеть из уравнений (1.2.2)-(1.2.5), хотя количественные расчеты затруднены из-за недостаточных данных о термоактивационных параметрах.. В пределе больших скоростей деформации (правая ветвь N-образной кривой) примесные атомы не успевают диффундировать к дислокациям, поэтому последнее слагаемое в уравнении (1.2.4) исчезает, и воспроизводится логарифмическая зависимость напряжения от скорости деформации, $F(\dot{\epsilon}) = S_i \ln(\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0)$, характерная для чистого материала. В случае небольших скоростей (левая ветвь), когда времена ожидания достаточно велики для того, чтобы примесная атмосфера вокруг дислокаций достигла концентрации насыщения C_S , зависимость для чистого материала смещена вверх на величину βC_S по отношению к высокоскоростной ветви (см. уравнение (1.2.2)). В переходной области между двумя экстремумами напряжение убывает при увеличении скорости деформации. Отсюда нетрудно видеть, какие качественные изменения происходят при варьировании температуры. Во-первых, величина шага βC_S между двумя восходящими ветвями кривой должна уменьшаться при увеличении температуры. Наклон этих ветвей S_i , обратно пропорциональный T , также уменьшается. Наконец, поскольку значение $\dot{\epsilon}^*$ (см. уравнение (1.2.5)) растет с температурой, положение экстремумов смещается в область более высоких скоростей деформации, а расстояние между ними увеличивается. Другими словами, переход между ветвями становится более плавным. Кроме того, кривая $F(\dot{\epsilon})$ сглаживается в результате уменьшения номинальной концентрации примеси C_0 с ростом температуры. Вообще говоря, из уравнения (1.2.4) следует, что наклон ветвей в пределе малых и больших скоростей одинаков и определяется нормальным вкладом (первым слагаемым в правой части уравнения). Однако уже простые соображения показывают, что правая ветвь должна быть более пологой, поскольку при малой скорости дислокации увлекают за собой облако примеси, а «быстрые» дислокации взаимодействуют практически с неподвижными примесными атомами.

Численная процедура

Прежде всего, обсудим некоторые допущения, сокращающие объем вычислений. Для проверки применимости линейного закона упрочнения (постоянства h) исследовалось также поведение модели в случае нелинейного закона упрочнения, успешно использовавшегося для описания пластичности поликристаллов [232]. При этом не было обнаружено заметного влияния типа закона упрочнения или величины h на пространственное поведение и статистические свойства численного решения. Более того, компьютерное моделирование предоставляет простую (по сравнению с экспериментальной ситуацией) возможность изучения стационарного состояния простым «выключением» деформационного упрочнения ($h = 0$). Подчеркнем, что описанная выше нормировка экспериментальных данных преследует ту же цель – рассмотрение стационарного состояния.

Поведение модели оказалось устойчиво и к точной форме N-образной кривой. Оказалось, что качественное поведение модели определяется относительным положением значения скорости деформирования $\dot{\epsilon}_a$ и экстремумов этой зависимости. Поэтому во многих исследованиях для сокращения времени вычислений вместо зависимостей, приведенных на Рис. 4.18, использовались кусочно-линейные кривые. В таком варианте модели нельзя моделировать критическую деформацию, при которой возникает неустойчивость ПЛШ (при фиксированной температуре и скорости деформации). Это свойство подробно изучалось ранее [9] и не представляло интереса в рамках проводимых исследований. Кроме того, приближение кусочно-линейной функции приводит к исчезновению плато между скачками нагрузки на кривой деформации, соответствующей типу С. Это, однако, не существенно, так как для различения типов эффекта ПЛШ принципиальное значение имеет характер корреляции полос деформации.

Наконец, предположение об идентичности σ для всех блоков подразумевает, что упругий модуль материала достаточно высок для того, чтобы поддерживать постоянное напряжение по длине образца. Это приближение оправдано, поскольку звуковые волны

распространяются в материале намного быстрее, чем деформационные полосы, связанные с эффектом Портевена-Ле Шателье (см. Гл. 1).

Для численного интегрирования системы уравнений (4.1.1)-(4.1.2) использовалась явная схема. Текущие значения напряжения течения и локальных деформаций находились с помощью соотношений

$$\varepsilon_i(t+\delta t) = \varepsilon_i(t) + \dot{\varepsilon}_i(t) \delta t$$

$$\sigma(t+\delta t) = \sigma(t) + (\dot{\varepsilon}_a - \dot{\varepsilon}) M \delta t,$$

где $\dot{\varepsilon}$ - средняя скорость пластической деформации (см. уравнение (4.1.2)). Затем из уравнения (4.1.1) находились текущие значения $\dot{\varepsilon}_i(t+\delta t)$, после чего процедура повторялась. Единственный нетривиальный этап расчетов касается того, каким образом осуществлялись прыжки локальной скорости пластического течения. В проведенных исследованиях использовался следующий путь. Если при движении вдоль восходящей ветви функции $F(\dot{\varepsilon})$ выполняются соотношения $\dot{\varepsilon}_i(t) < \dot{\varepsilon}_1$ и $\dot{\varepsilon}_i(t+\delta t) > \dot{\varepsilon}_1$, осуществляется мгновенный горизонтальный прыжок из точки максимума на противоположную восходящую ветвь. Такое приближение означает пренебрежение силами инерции, так что во время прыжка скорости пластического течения вторая производная деформации по времени считается бесконечной. Аналогично осуществлялся и прыжок влево из точки минимума. В качестве шага времени в процедуре численного интегрирования использовали малую часть характерной длительности скачка напряжения, которая определяется релаксацией системы после скачка нагрузки, т.е., движением изображающей точки вниз по правой ветви N-образной кривой. Это время вычисляли для каждого значения $\dot{\varepsilon}_a$, принимая во внимание «динамизацию» кривой. В каждом случае проверялось отсутствие чувствительности численных результатов к дальнейшему уменьшению временного шага.

Численные значения параметров модели соответствовали типичным значениям для материалов, характеризующихся динамическим деформационным старением. Очевидно, что в моделях такого типа не ставится цель количественно описать поведение конкретного

материала (в данном случае, сплава Al-Mg). Физические параметры в уравнении (1.2.4) выбирались так, чтобы обеспечить следующие характеристики исходной (при $\dot{\epsilon}_a = 0$) кривой $F(\dot{\epsilon})$ (Рис. 4.18): $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; $\dot{\epsilon}_2 = 10^3 \dot{\epsilon}_1$; $F_1 = 140 \text{ МПа}$; $F_2 = 80 \text{ МПа}$. Намеренное сжатие интервала скоростей деформации, в котором наблюдается эффект Портевена-Ле Шателье, по сравнению с типичными экспериментальными данными, позволяет существенно сократить время вычислений. Упругий модуль системы M принимался равным 100 ГПа , а коэффициент деформационного упрочнения $h = 0$ (стационарное пластическое течение) или $h = 0.01M$ (типичное для исследованных сплавов значение). Задаваемая машиной скорость деформирования охватывала интервал $0.01 \dot{\epsilon}_2 - 0.7 \dot{\epsilon}_2$. Число элементов в системе варьировалось в диапазоне $N = 25 - 600$.

Поскольку параметр взаимодействия имеет размерность напряжения, результаты моделирования удобно представлять в безразмерных единицах K/M . Этот безразмерный параметр варьировали в диапазоне $0.03 - 1$ для того, чтобы учесть возможную пластическую релаксацию величины K , приводящую к уменьшению ее величины относительно упругого модуля. В действительности, этот диапазон не задавался изначально, а был найден в результате моделирования: именно при таких значениях K поведение модели оказалось близким к наблюдаемому в экспериментах. Согласие найденного таким образом количественного значения K с предположениями о природе пространственной связи проверялось *a posteriori*. Вообще говоря, в обсуждаемой компьютерной модели константа связи была единственным свободным параметром. Следует отметить, что экспериментальные условия, например, скорость и степень деформации, а также температура могут влиять как на локальную характеристику $F(\dot{\epsilon})$, так и на величину параметра взаимодействия K . Поскольку влияние скорости деформирования на зависимость $F(\dot{\epsilon})$ известно, это дает возможность, сопоставляя экспериментальные данные и результаты моделирования, выделить изменения K , обусловленные варьированием экспериментальных условий. Это будет использовано в следующем параграфе для установления механизма пространственной корреляции в деформируемом образце.

4.3. Результаты моделирования. Поведение в пространстве параметров

Решения системы уравнений (4.1.1)-(4.1.2) искали в виде зависимостей $\sigma(t)$ и $\dot{\epsilon}_i(t)$. На выходе численного моделирования получали скачкообразные кривые деформации и эволюцию пространственного распределения скорости деформации. Кривые $\sigma(t)$ анализировались аналогично экспериментальным деформационным кривым. Зависимости $\dot{\epsilon}_i(t)$ не только отражают пространственные картины локализации деформации, но и позволяют предсказать зависимость скорости распространения деформационных полос от различных параметров и сопоставить эти результаты с экспериментальными данными, имеющимися в литературе.

Карта деформации. Как указывалось выше, полный набор решений модели можно получить, варьируя скорость деформации и нормированную константу связи К/М. Скорость деформации определяет силу пиннинга, которая непрерывно уменьшается при увеличении $\dot{\epsilon}_a$ в интервале неустойчивости $(\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2)$. Если принять концепцию упругой связи и ее релаксации благодаря пластическому течению, уменьшение К/М указывает на более эффективную пластическую релаксацию константы связи. Будучи нанесены на плоскость параметров $(\dot{\epsilon}_a, К/М)$, решения модели образуют «фазовую диаграмму», показывающую области возникновения различных типов статистики и различных типов деформационных полос (Рис. 4.19). На Рис. 4.19 также показана граница, разделяющая стационарные и распространяющиеся решения. Слева от вертикальной пунктирной линии ($К/М \approx 0.1$) лежит область, соответствующая высокотемпературному режиму ($> 80 - 100^\circ\text{C}$), для которого экспериментально были найдены смешанные типы скачков А+В и С+В и статистические распределения с двумя пиками (d_p ; например, Рис. 4.5). В области справа от вертикальной линии зависимость типов деформационных кривых и статистики от скорости деформации соответствует экспериментальным данным для более низких температур. Рассмотрим более

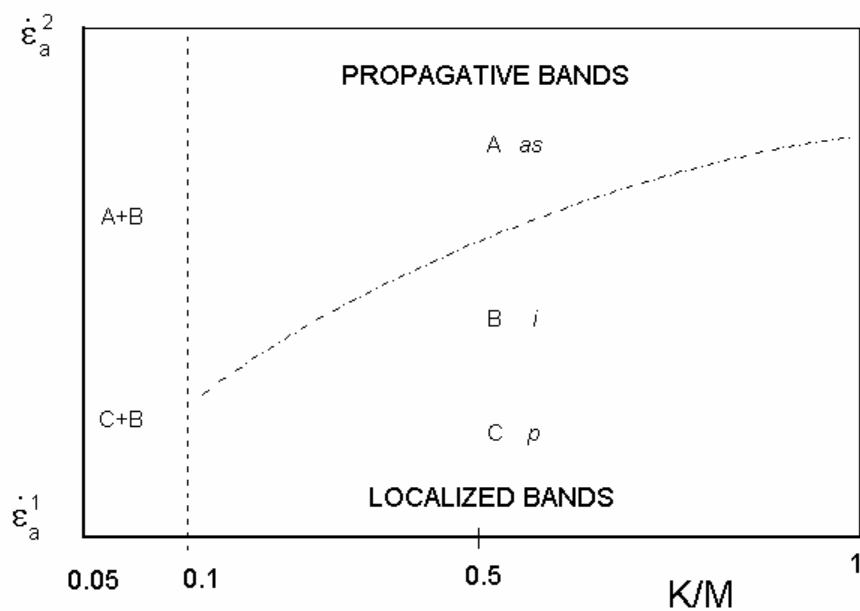


Рис. 4.19. Схематическая карта поведения компьютерной модели. Пунктирная линия разделяет области, отвечающие различным пространственным картинам локализации деформации. Область слева от вертикальной линии соответствует особому поведению, наблюдаемому при повышенных температурах. Значения $\dot{\epsilon}_a^1$ и $\dot{\epsilon}_a^2$ обозначают нижнюю и верхнюю границы интервала скоростей, в котором возникает неустойчивость ПЛШ.

подробно, каким образом меняется характер зависимости результатов моделирования от скорости деформации при варьировании величины нормированной силы связи К/М.

Сильная корреляция. Для значений $K/M > 0.3-0.4$ последовательность, полученная при увеличении скорости деформации, состоит в эволюции от колоколообразных распределений параметров скачков нагрузки к степенному закону, а также от случайного зарождения деформационных полос к прыжковому и затем непрерывному распространению. Увеличение К/М в этом интервале просто приводило к более регулярным кривым деформации и более симметричным функциям распределения. Примеры модельных кривых деформации для трех значений $\dot{\epsilon}_a$ представлены на Рис. 4.20-4.22 (вверху). Скачки напряжения возникают при коллективном переходе нескольких блоков между быстрой и медленной восходящими ветвями кривой $F(\dot{\epsilon})$. Пространственная картина деформации визуализирована на нижних рисунках. На них каждый горизонтальный прямоугольник представляет собой «образец», состоящий из 300 блоков, в определенный момент времени. Границы между индивидуальными блоками не показаны, а сами они представлены в черно-белом изображении. Блоки, у которых в данный момент времени значение скорости деформации находится на правой ветви кривой $F(\dot{\epsilon})$, закрашиваются черным, а блоки со скоростью на левой ветви не закрашены. На мультипликации, сделанной в режиме реального времени, полосы деформации видны как сплошные черные прямоугольники, которые появляются, исчезают, изменяют протяженность или перемещаются (с различной скоростью). На Рис. 4.20-4.22 изображен ряд моментальных «снимков». На каждой кривой деформации вертикальными стрелками показаны моменты, в которые сделаны снимки, размещенные в хронологическом порядке: более поздние снимки располагаются ниже своих предшественников. Чтобы отличать распространяющиеся полосы от стационарных, первые снабжены горизонтальными стрелками, указывающими направление перемещения.

При небольших скоростях деформации скачки напряжения связаны с локализованными деформационными полосами, состоящими из 10-30 блоков. При самых

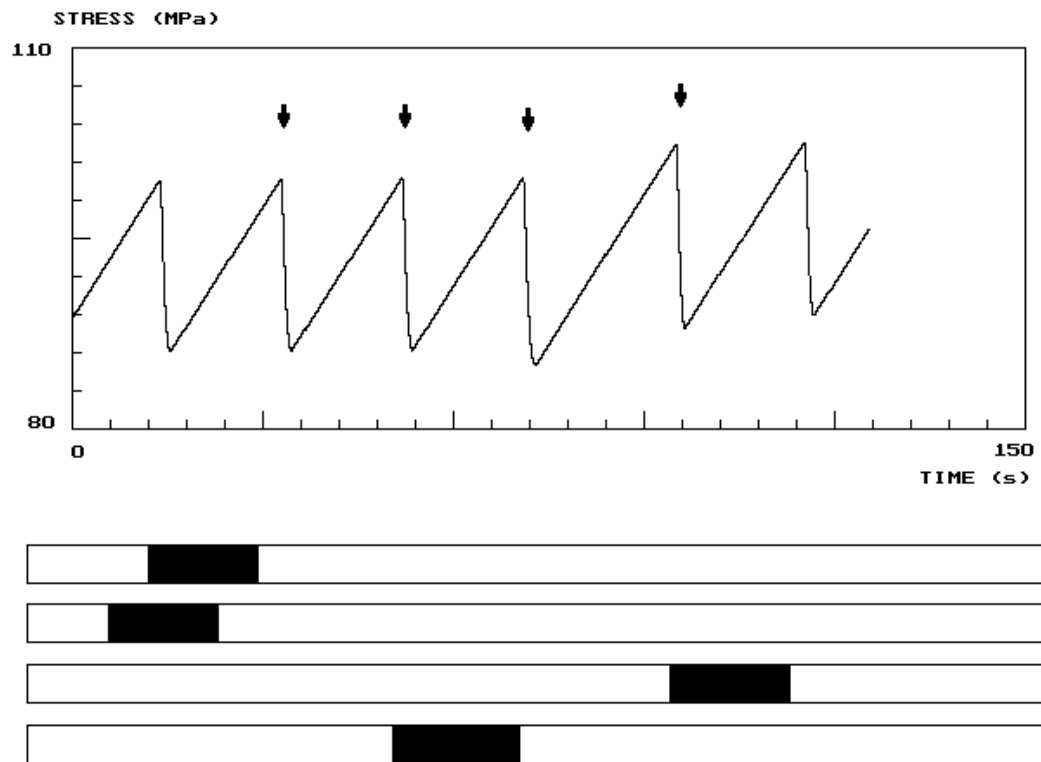


Рис. 4.20. Кривая напряжение-время и картина деформационных полос для $\dot{\epsilon}_a = 0.01 \dot{\epsilon}_2$ (K = 0.5 M).

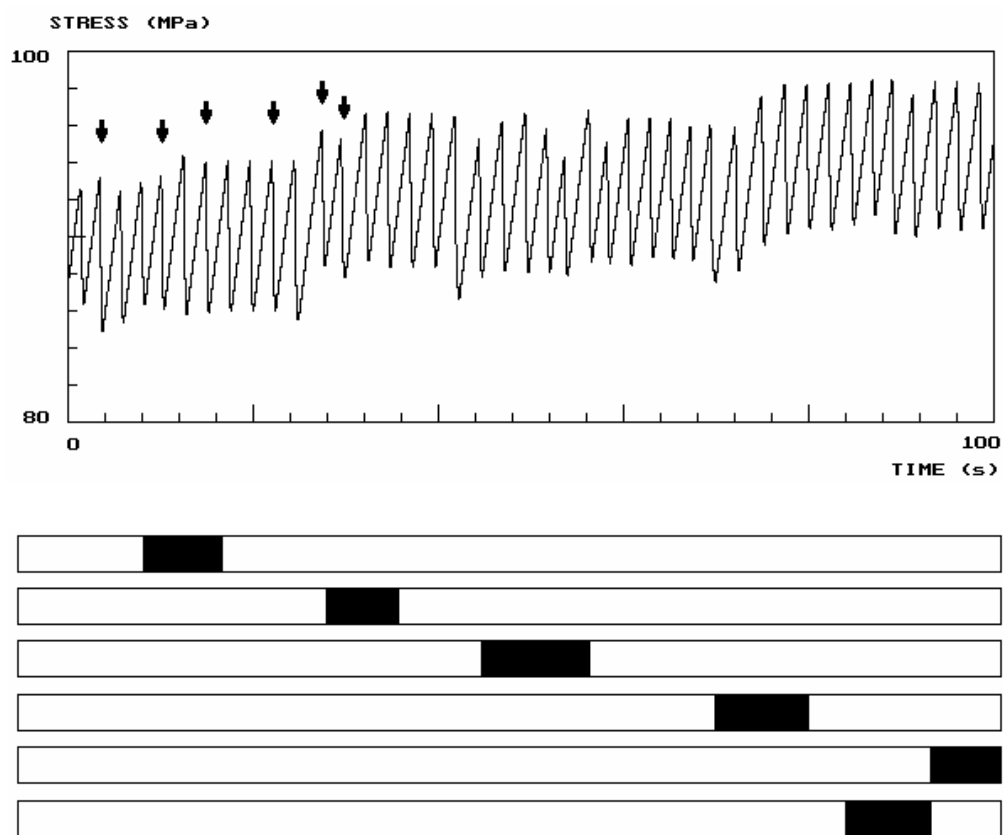


Рис. 4.21. Кривая напряжение-время и картина деформационных полос для $\dot{\epsilon}_a = 0.05 \dot{\epsilon}_2$
 ($K = 0.5 M$).

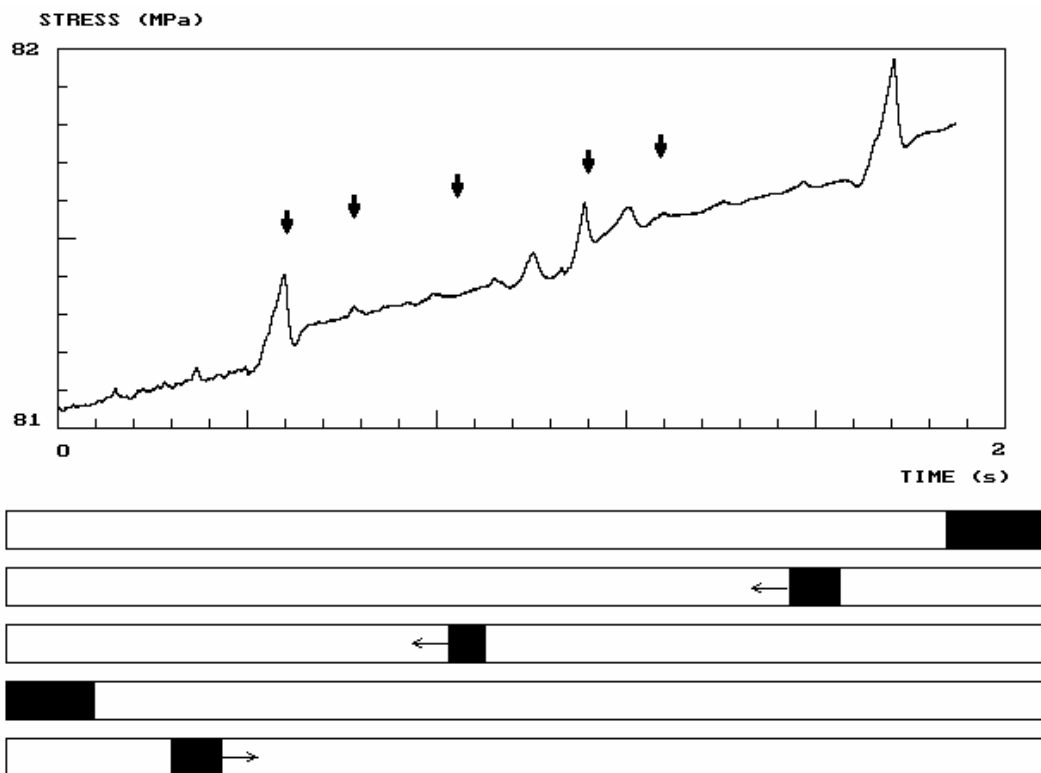


Рис. 4.22. Кривая напряжение-время и картина деформационных полос для $\dot{\epsilon}_a = 0.4 \dot{\epsilon}_2$ ($K = 0.5 M$).

низких скоростях (у левой границы диапазона ПЛШ; ниже приблизительно $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ для $K/M = 0.5$) вид кривых и отсутствие корреляции между местами зарождения полос (Рис. 4.20) соответствуют типу С эффекта ПЛШ. На Рис. 4.23а приведена колоколообразная гистограмма распределения амплитуд скачков напряжения для этого случая.

С увеличением $\dot{\epsilon}_a$ происходит смена характера скачкообразной кривой деформации и картины деформационных полос (Рис. 4.21). В частности, наблюдается группирование скачков напряжения, типичное для экспериментальных кривых типа В. Скачки, относящиеся к одной группе, отвечают эстафетному распространению пластической активности до конца образца. Не следует путать такое распространение с истинным распространением индивидуальной полосы, поскольку каждая полоса, вызывающая срыв напряжения, остается локализованной. Первый скачок напряжения в группе обычно (но не всегда) связан с зарождением локализованной полосы у одного из торцов образца. Следующая группа скачков происходит при возросшем уровне напряжения, как это часто наблюдается в эксперименте. Соответствующее распределение глубины скачков нагрузки показано на Рис. 4.23б. Видно, что, по сравнению с гистограммой на Рис. 4.23а, наряду с глубокими скачками появились срывы меньшей величины, так что ширина пика возросла.

Если еще увеличить скорость деформации (ближе к правой границе диапазона ПЛШ; $\dot{\epsilon}_a > 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ в данной модели), не меняя значение K/M , по кристаллу распространяются узкие полосы из нескольких блоков (Рис. 4.22). Вид кривых деформации отвечает неустойчивости типа А. Отчетливые подъемы напряжения отражают зарождение полос, а их распространение требует более низкого напряжения. Наблюдаются как «отражения» полосы от края кристалла, так и повторяющееся зарождение новых полос у одного края (двойной пик на Рис. 4.22 обязан своим появлением событию, при котором возникшая полоса деформации исчезла, и возникла новая полоса). Следует подчеркнуть, что в данном случае речь идет об истинном распространении в том смысле, что после стадии формирования и стабилизации полоса движется как целое, сохраняя постоянную среднюю ширину и

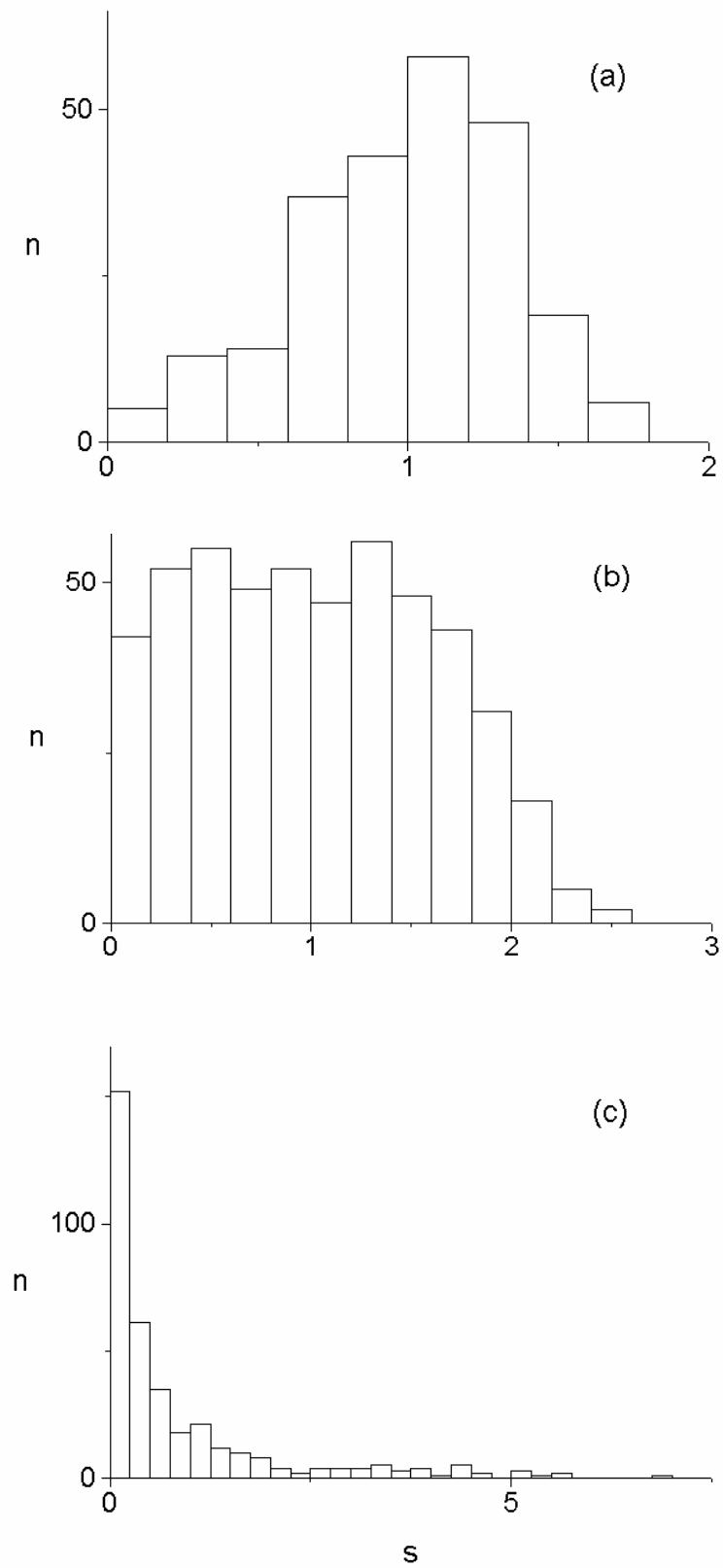


Рис. 4.23. Гистограммы распределения нормированных амплитуд скачков нагрузки для модельных деформационных кривых на рис. 4.20-4.22.

скорость. Флуктуации этих величин относительно среднего приводят к флуктуациям уровня напряжения на кривой деформации между высокими пиками, связанными с зарождением полос. Эти флуктуации вносят вклад в статистику скачков напряжения. В широкой области скоростей функции распределения подчиняются степенному закону. На Рис. 4.23с приведен пример гистограммы распределения амплитуд скачков нагрузки. Рисунки 4.24-4.26 иллюстрируют степенные зависимости с показателями степени, удовлетворительно согласующимися со скейлинговыми соотношениями (3.2.5)-(3.2.6): $\alpha \approx 1.2$, $\beta \approx 1.55$, $h \approx 1.8$ (см. также экспериментальные кривые на Рис. 4.6-4.8).

Поскольку черно-белое изображение на Рис. 4.22 не дает представления о флуктуациях, приводящих к степенным зависимостям, для их визуализации лучше подходит трехмерный профиль, показывающий временную эволюцию пространственного распределения локальных скоростей деформации (Рис. 4.27). На рисунке видны всплески локальной скорости деформации, соответствующие зарождению полос, и флуктуации промежуточных размеров. Уменьшая масштаб сетки и интервал времени, можно проследить и более мелкие детали картины.

Таким образом, численное поведение, найденное для высоких значений K/M , качественно подобно наблюдениям на поликристаллах при комнатной температуре и ниже, а также на монокристаллах при низкой температуре. Предсказанная корреляция между эволюцией статистики скачков напряжения и типов полос (Рис. 4.19) находится в хорошем согласии с экспериментом, например, с данными для отоженных поликристаллов на Рис. 4.2. Обратим внимание, что в широком диапазоне высоких значений K/M (> 0.3) поведение только слабо зависит от силы связи. В частности, это может быть причиной экспериментального наблюдения независимости статистики от поперечного размера поликристаллических образцов.

Число блоков в моделируемых образцах не оказывало заметного влияния ни на колоколообразные, ни на степенные распределения в диапазоне $N = 100-600$. Согласно

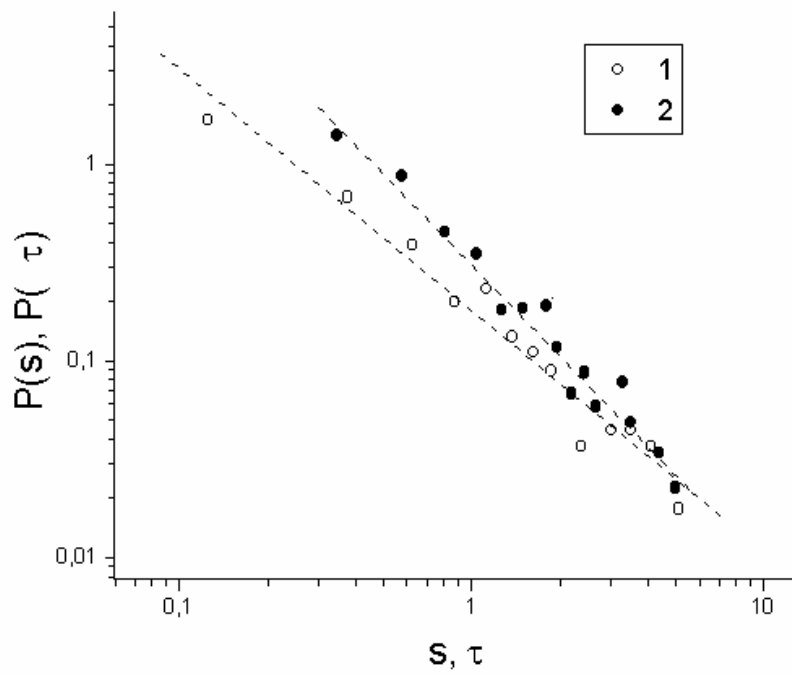


Рис. 4.24. Нормированные функции плотности распределения (1) амплитуд s и (2) длительностей τ скачков напряжения для модельного образца; $K = 0.5 \text{ М}$, $\dot{\epsilon}_a = 0.5 \dot{\epsilon}_2$.

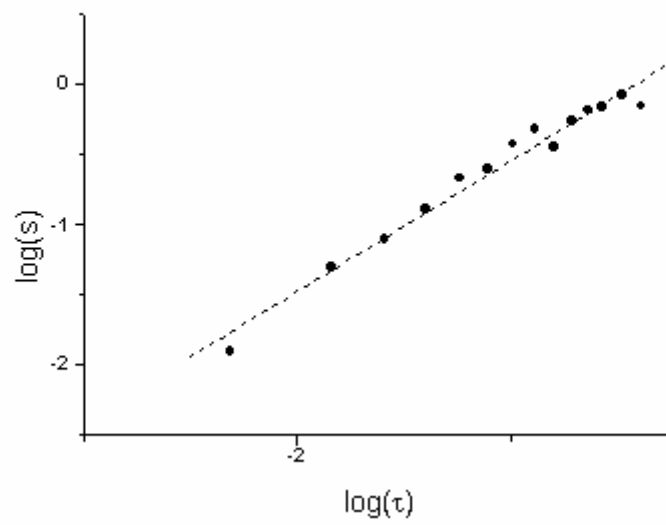


Рис. 4.25. Зависимость между амплитудами и длительностями скачков напряжения для этого образца (см. рис. 4.24).

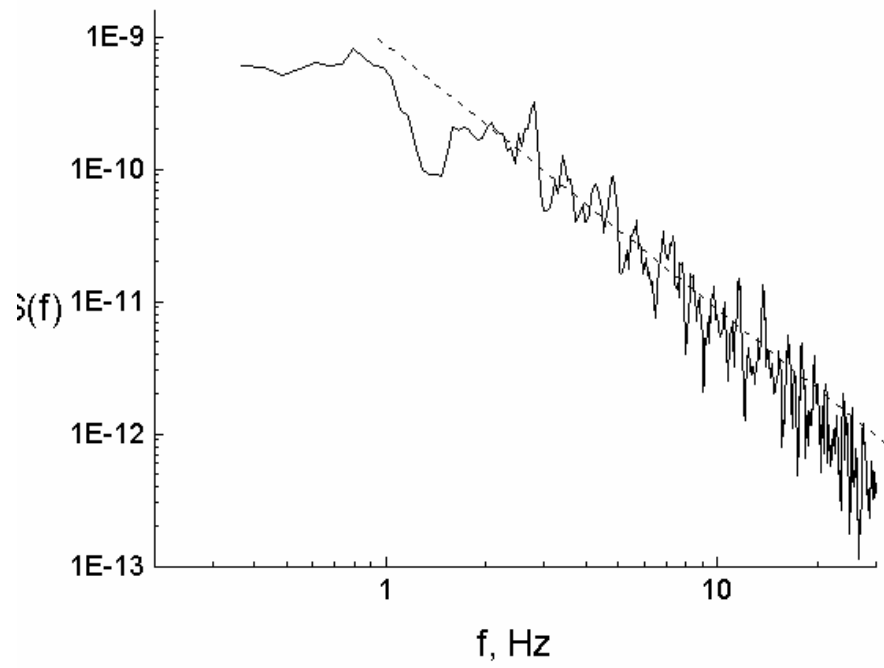


Рис. 4.26. Энергетический спектр деформационной кривой для той же модельной кривой, что и на рис. 4.24 и 4.25. Пунктирная линия соответствует наклону $\omega = 2$.

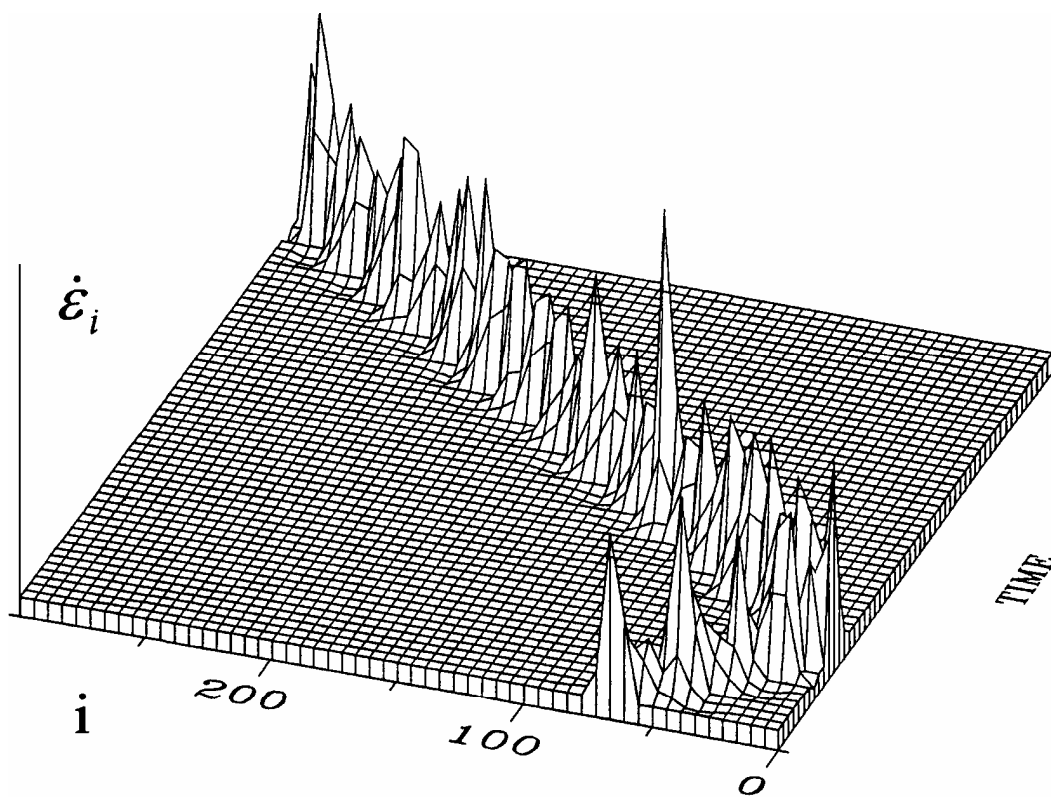


Рис. 4.27. Эволюция профиля скорости пластического течения в цепочке блоков (i – номер блока) при $K = 0.5 M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.3 \dot{\epsilon}_2$.

теоретическим предсказаниям, уменьшение размера системы, находящейся в самоорганизующемся критическом состоянии, приводит к сужению диапазона значений аргумента, в котором функция вероятности подчиняется степенному закону [170]. При этом характеристический показатель степени не изменяется. В изучаемой модели отклонение кривой функции плотности распределения от степенного закона становилось заметно только при $N < 75$ (Рис. 4.28). Это согласуется с отсутствием зависимости экспериментальных данных от длины образцов при ее изменении в несколько раз.

Промежуточная корреляция. Для промежуточных значений K/M предсказываемое в модели поведение качественно подобно наблюдениям на монокристаллах при комнатной температуре. Общая тенденция при уменьшении K/M заключается в увеличении разброса параметров скачков напряжения из-за ослабления пространственной корреляции между блоками. При $K/M = 0.3 \div 0.1$ кривые деформации становятся зашумленными, что затрудняет идентификацию типов скачкообразной деформации (Рис. 4.29). Соответствующие распределения более асимметричны, чем при сильной связи. Расчетные гистограммы все еще демонстрируют максимумы, однако, они содержат большее число мелких скачков нагрузки. Увеличение скорости деформации приводит к нарастанию «шума». Возрастающий шум не является случайным, а подчиняется степенному закону. Пример степенной зависимости для функции распределения амплитуд скачков нагрузки приведен на Рис. 4.30 (сравнить с Рис. 4.11).

Кривая 3 на Рис. 4.29 была получена при том же значении скорости деформации, что и кривая 1, но для меньшей силы связи ($K/M = 0.15$). Изменение характера кривой деформации подобно тому, что наблюдалось при уменьшении размера монокристалла в направлении скольжения (см. Рис. 4.16).

Последовательность событий, регистрируемая при увеличении скорости деформации, отличается от привычной, если K/M принадлежит интервалу от 0.1 до 0.15. Пространственный характер локализации напряжения все еще изменяется от случайного зарождения к непрерывному распространению при увеличении $\dot{\epsilon}_a$. В то же время,

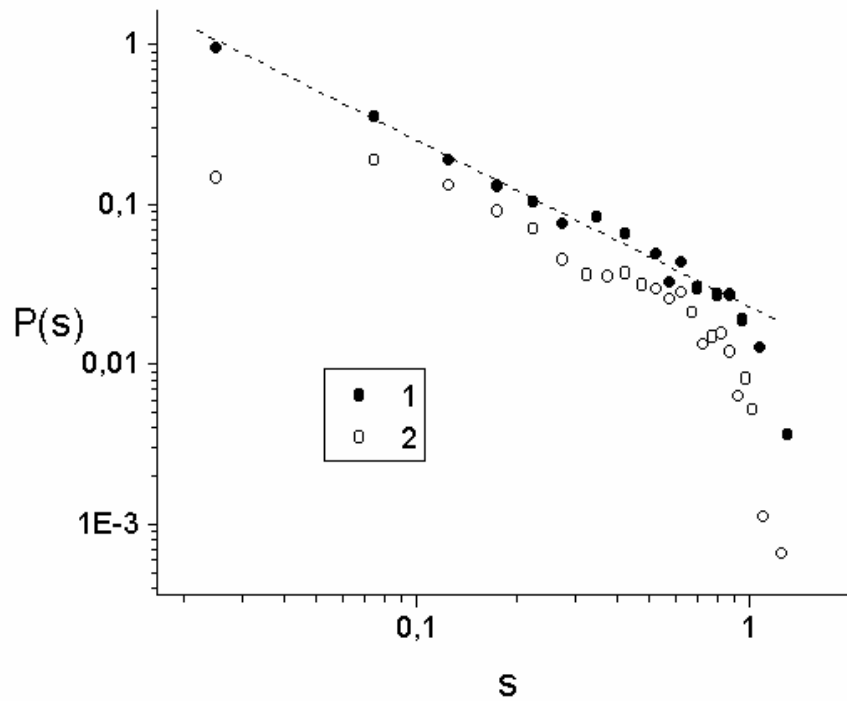


Рис. 4.28. Нормированные функции плотности распределения амплитуд скачков напряжения для модельных образцов с числом элементов $N = 300$ (1) и 50 (2); $K = 0,5 M$, $\dot{\epsilon}_a = 0,4 \dot{\epsilon}_2$.

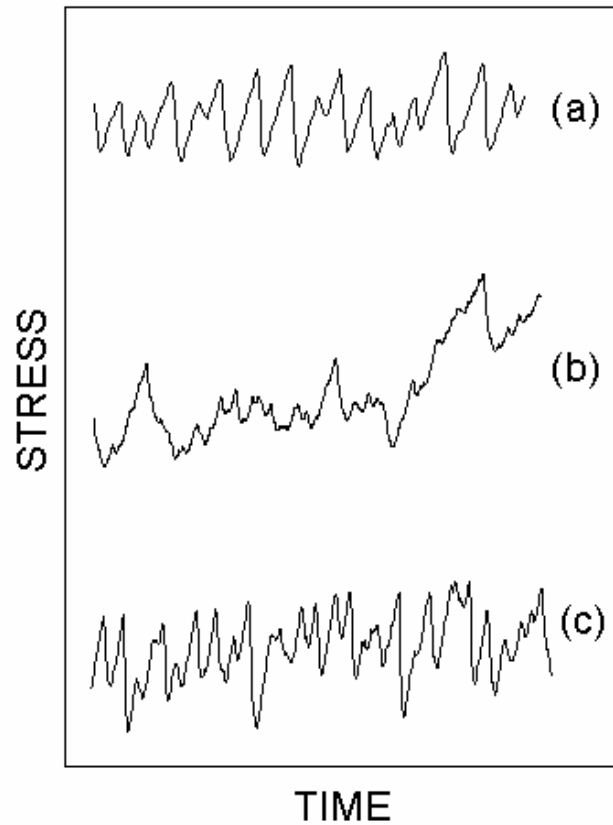


Рис. 4.29. Влияние скорости деформации и силы связи на моделируемые деформационные кривые для промежуточных значений K : (a) $\dot{\epsilon}_a = 0.05 \dot{\epsilon}_2$, $K = 0.27 M$; (b) $\dot{\epsilon}_a = 0.5 \dot{\epsilon}_2$, $K = 0.27M$ – увеличена скорость деформации; (c) $\dot{\epsilon}_a = 0.05 \dot{\epsilon}_2$, $K = 0.15M$ – уменьшено значение K . Для сравнения с экспериментом см. Рис. 4.9.

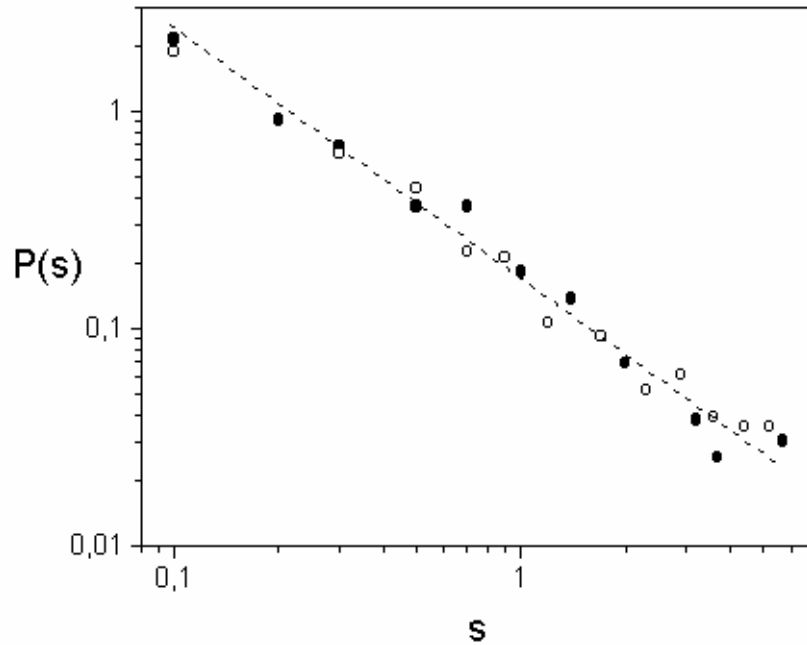


Рис. 4.30. Плотности функций распределения $P(s)$ нормированных амплитуд скачков напряжения при $\dot{\epsilon}_a = 0.3 \dot{\epsilon}_2$ для двух значений параметра связи: $K = 0.5M$ (темные кружки) и $K = 0.27M$ (светлые кружки). Для сравнения с экспериментом см. Рис. 4.11. Пунктирная линия показывает приблизительный наклон.

степенная статистика найдена не только для высоких скоростей деформации, но и, дополнительно, в узком интервале скоростей деформации в режиме локализации полос при значении K/M около 0.12. На Рис. 4.31 изображена лавинообразная динамика полос деформации в этом случае. Функция плотности распределения, подчиняющаяся степенному закону (Рис. 4.32), теперь связана с присутствием всплесков деформации всевозможных размеров. Таким образом, поведение, наблюдавшееся в монокристаллах при повышенных температурах в узком диапазоне T и $\dot{\epsilon}_a$, также воспроизводится в модели в узком диапазоне K и $\dot{\epsilon}_a$. Согласно предсказаниям модели, локализованные полосы, типичные для сильного взаимодействия, при уменьшении силы связи превращаются в локализованные полосы с шириной, принимающей всевозможные значения.

Слабая корреляция. Поведение модели при слабой связи между соседними блоками в цепочке качественно соответствует наблюдениям на монокристаллах и поликристаллах при повышенной температуре (выше 80-100°C). Специфические высокотемпературные особенности воспроизводятся в модели при $K \leq 0.1M$. Более того, эти особенности были первоначально предсказаны в компьютерном эксперименте, и лишь затем поставлены реальные физические эксперименты, направленные на проверку этого предсказания. Хотя смешивание разных типов эффекта ПЛШ при высокой температуре было известно, детали такого поведения и его статистические особенности не публиковались. Успех экспериментальной проверки предсказаний модели является важным свидетельством ее работоспособности. Результаты моделирования представлены в рис. 4.33. Кривые 1 и 2 показывают эффект увеличения скорости деформации (см. экспериментальные кривые 1 и 2 на Рис. 4.4). Кривая 3 на Рис. 4.33 демонстрирует, как небольшое увеличение параметра связи K/M производит эффект, аналогичный эффекту деформационного упрочнения при повышенных температурах (кривая 3 на Рис. 4.4).

Скорость полос. Наряду с исследованием пространственных аспектов эффекта ПЛШ с помощью описанной выше визуализации полос деформации, представляет интерес получение количественных данных о зависимости скорости распространения полос от

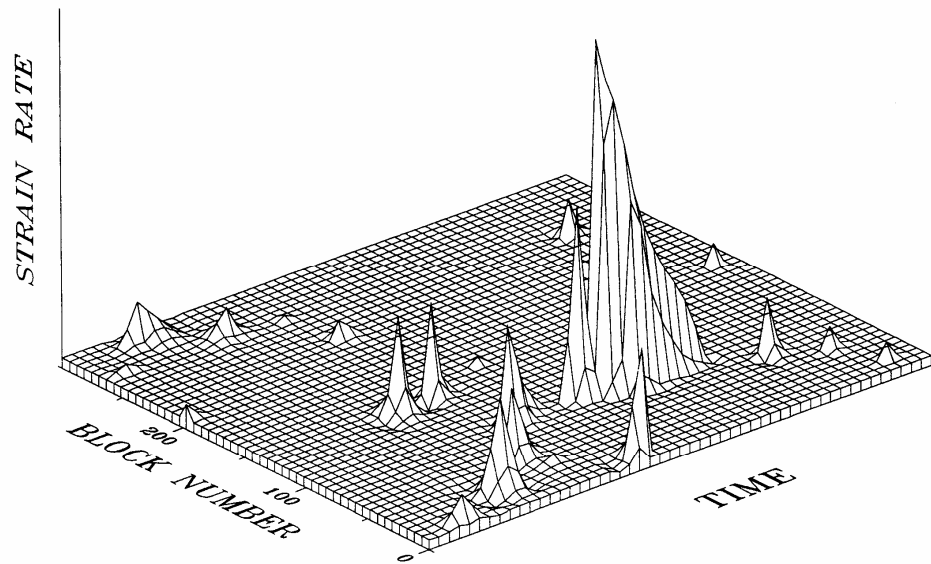


Рис. 4.31. Эволюция пространственного распределения скорости пластического течения в цепочке блоков (i – номер блока) при $K = 0.12 M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.05 \dot{\epsilon}_2$.

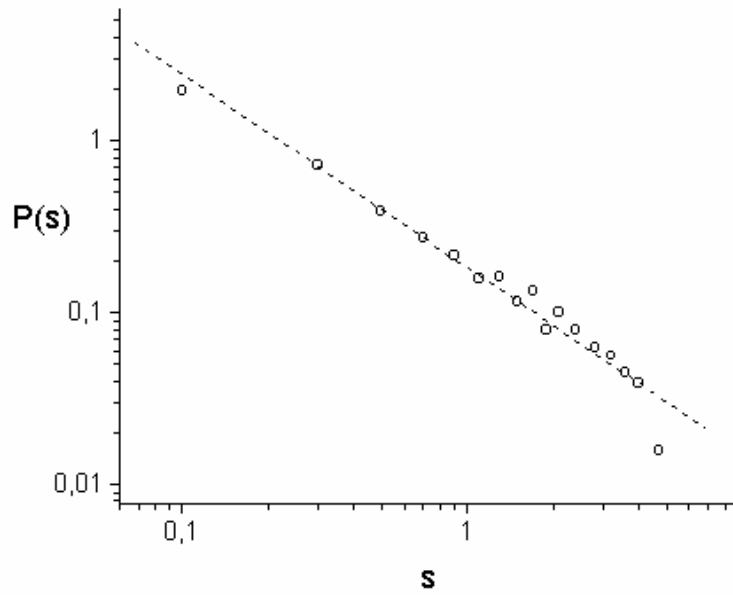


Рис. 4.32. Нормированное распределение амплитуд скачков нагрузки для деформационной кривой, рассчитанной для $K = 0.12M$ и $\dot{\epsilon}_a = 0.05\dot{\epsilon}_2$. Пунктирная линия соответствует показателю степени $\alpha \approx -1.1$.

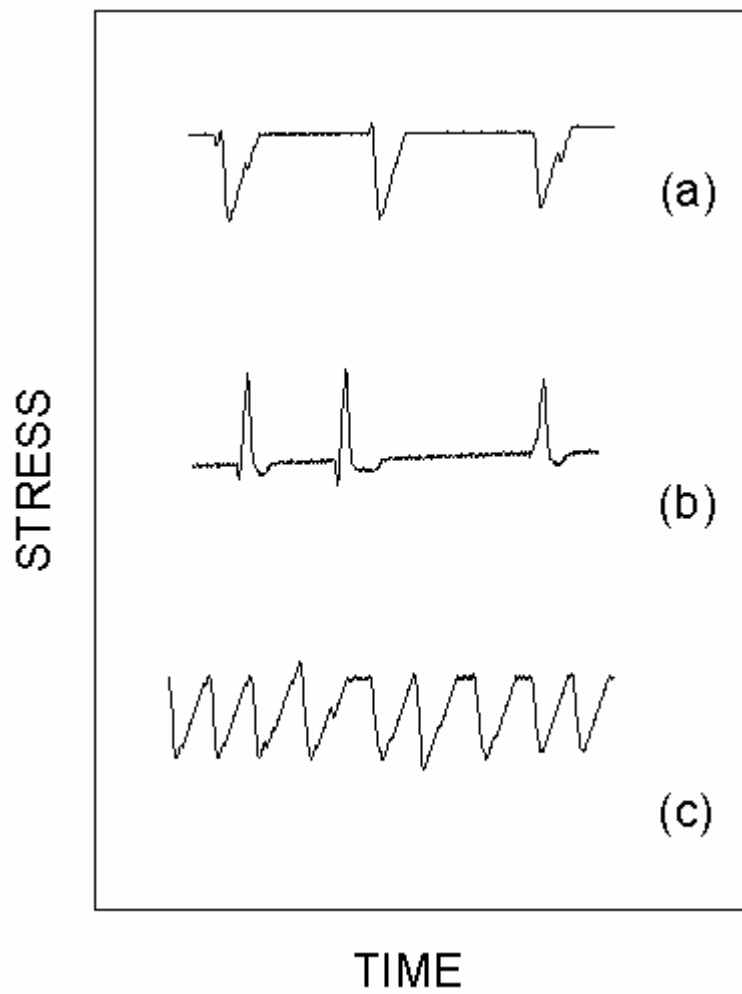


Рис. 4.33. Примеры модельных кривых деформации при $K = 0.06M$, $\dot{\epsilon}_a = 0.02 \dot{\epsilon}_2$ (a), при увеличении скорости $\dot{\epsilon}_a = 0.04 \dot{\epsilon}_2$ (b) и константы связи $K = 0.1M$.

скорости деформации. Как указывалось в Главе 1, выбор скорости распространения остается одной из неразрешенных теоретических проблем, касающихся эффекта ПЛШ. Численное моделирование может пролить свет на причину противоречий между выводами разных авторов, как в эксперименте, так и в теории. Численные результаты, полученные в настоящей работе для скорости распространения деформационных полос, суммированы на Рис. 4.34. Скорость полос показана как функция скорости деформации для трех значений константы взаимодействия: $K = M$; $0.5M$; $0.27M$ ($h = 0.01 M$). Использование значения $h \neq 0$ наиболее адекватно для изучения распространения полос деформации, так как при этом предотвращается перекрытие полос благодаря упрочнению кристалла за перемещающейся полосой. В то же время, следует отметить, что выбор $h = 0$ лишь изменяет морфологию полос, но не оказывает заметного влияния на скорость распространения или статистику скачков напряжения, поскольку полоса всегда перемещается в сторону материала, не испытавшего существенной пластической деформации (за исключением «ползучести» на плавном участке кривой до скачка нагрузки).

Каждая точка на Рис. 4.34 отвечает средней величине скорости, определяемой при перемещении по кристаллу переднего фронта черной области, соответствующей локализованной деформационной полосе (см. рис. 4.22). Усреднение позволяло учесть небольшие вариации ширины полосы в процессе движения. Поскольку в модели не определено абсолютное значение ширины блока, скорость измеряли в относительных единицах «число блоков за единицу времени». Представленные данные относятся к диапазону высоких скоростей деформации, в котором четко регистрируется распространение полосы с хорошо определенной средней скоростью. Кроме того, включены данные, соответствующие эстафетному распространению полос деформации, которое, как обсуждалось выше, не может считаться истинным распространением. Однако, поскольку такие данные обычно включаются в экспериментальные графики, они представлены на рисунке вместе с данными для случая истинного распространения полос. Граница между этими режимами обозначена пунктирной линией. Видно, что скорость распространения

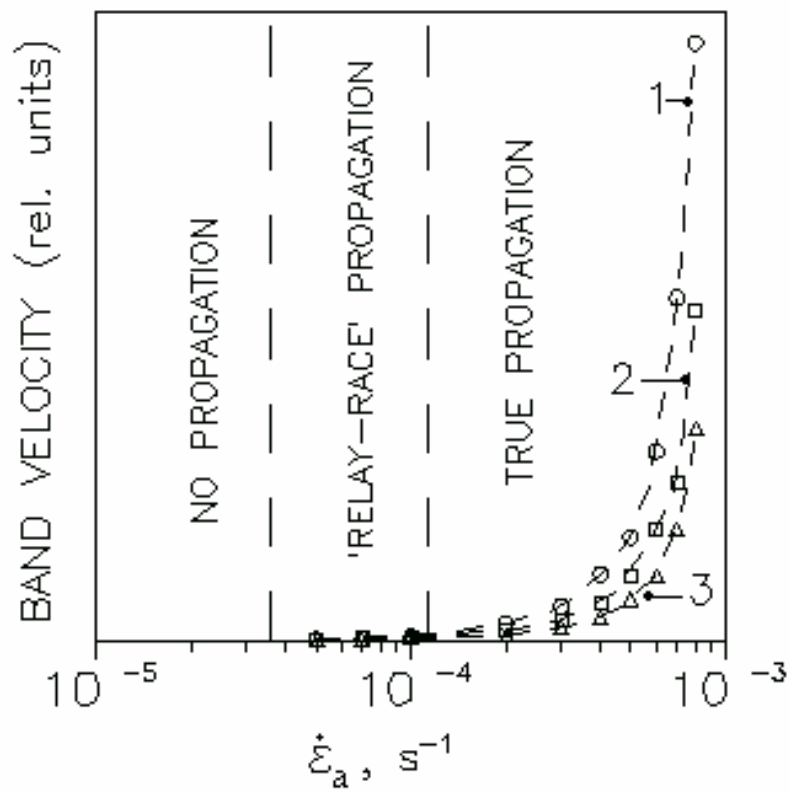


Рис. 4.34. Зависимость скорости распространения деформационных полос от скорости деформации для трех значений константы связи и $h = 0.01M$. (1) – $K = M$, (2) – $K = 0.5M$, (3) – $K = 0.27M$. Разделительные линии показывают области истинного и эстафетного распространения, а также локализации деформации.

полос увеличивается с ростом скорости деформации и константы взаимодействия K . Зависимость скорости полос от скорости деформации качественно согласуется с измерениями на поликристаллах Al-Mg [44, 65]. Более подробное исследование зависимости скорости распространения полос от константы связи показало, что она с хорошей точностью пропорциональна $K^{1/2}$ в широком интервале скоростей деформации (Рис. 4.35). Эта зависимость согласуется с простыми соображениями, следующими из анализа размерности уравнений (4.1.1)-(4.1.2). Численное моделирование также показало, что средняя ширина полос деформации уменьшается с ростом скорости деформации (см. Рис. 4.20-4.22), в качественном согласии с данными измерений [44].

4.4. Обсуждение результатов. Природа пространственной корреляции.

Природа пространственной связи. Несмотря на простоту модели, она воспроизводит разнообразные особенности деформационных кривых и локализации деформации, наблюдаемые экспериментально. Прежде всего, совокупность результатов моделирования подтверждает экспериментальный вывод о соответствии типов скачков напряжения типам статистических распределений. Далее, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что уменьшение напряжения пластического течения, с чем бы оно ни было связано, приводит к менее симметричным распределениям и более раннему переходу от стационарных к распространяющимся полосам деформации. Вместе с результатами моделирования, это дает основания для вывода о природе пространственной связи.

Предполагая, что величина параметра связи K изменяется в том же направлении, что и напряжение пластического течения, можно получить хорошее взаимное соответствие между результатами моделирования и экспериментальных измерений. Выше было показано, что в модели можно воспроизвести изменения деформационных кривых и статистики скачков напряжения, наблюдаемые при варьировании скорости деформации (при фиксированных остальных экспериментальных параметрах), рассматривая влияние $\dot{\epsilon}_a$ на зависимость $F(\dot{\epsilon})$ при некотором постоянном значении параметра связи K . Изменения, наблюдаемые при

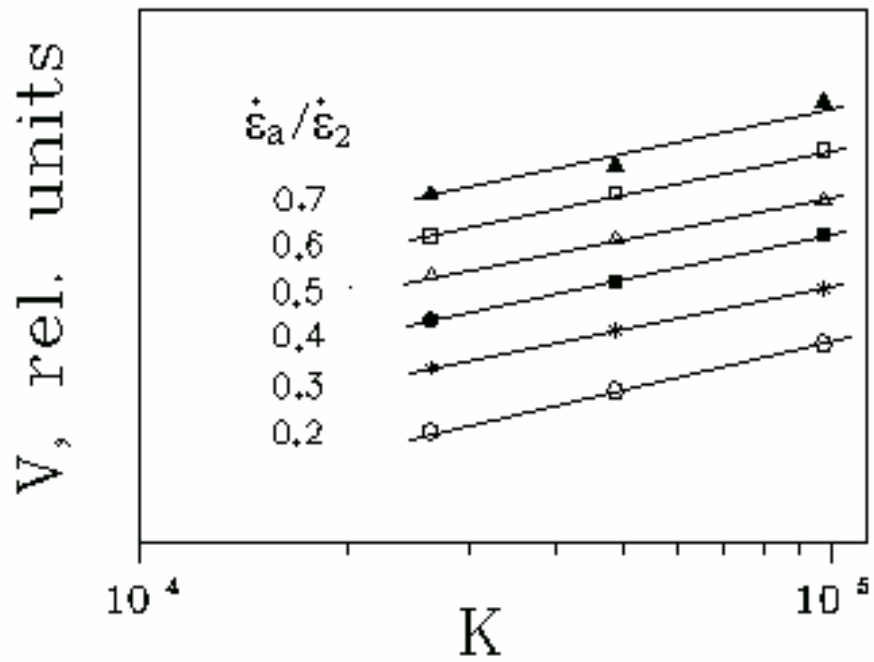


Рис. 4.35. Зависимость скорости деформационных полос от константы связи ($K/M = 0.27, 0.5$ и 1) для ряда значений скорости деформации.

варьировании экспериментальных условий или микроструктуры, можно описать, подбирая величину параметра связи. В целом, все множество экспериментальных данных можно отобразить на данные моделирования при значении K в интервале между $0.06M$ и M . Это заставляет предположить, что основной механизм связи в изучаемых сплавах связан с упругими полями, обусловленными несоответствием пластических деформаций разных элементов материала. Аккомодация этих несоответствий происходит за счет возникновения упругих деформаций. Соответствующие упругие напряжения частично ослабляются пластической релаксацией. Действительно, интуитивно кажется ясным, что пластическая релаксация внутренних напряжений облегчается при уменьшении сопротивления материала пластическому течению, отражающемся на напряжении течения. Не удивительно, что большие значения K соответствуют наименее пластичным образцам - наклепанным поликристаллам, полученным холодной прокаткой, а низкие значения K отвечают монокристаллам или отожженным поликристаллам. При уменьшении K воспроизводятся изменения, наблюдаемые экспериментально при отжиге поликристаллов, уменьшении поперечного сечения монокристаллов или повышении температуры деформации.

Рассмотрим более подробно роль параметра K в опытах при повышенной температуре. Моделирование показало, что при заданном значении K динамика деформационных полос и характер распределений связаны с положением скорости деформации $\dot{\epsilon}_a$, задаваемой деформационной машиной, относительно экстремумов функции $F(\dot{\epsilon})$. Распространение полос возникает, когда скорость деформации близка к $\dot{\epsilon}_2$ - верхнему краю домена неустойчивости, соответствующему минимуму функции (Рис. 1.4 и 4.18). При увеличении $\dot{\epsilon}_a$ или T положение максимума $\dot{\epsilon}_1$ смещается в направлении минимума $\dot{\epsilon}_2$. Однако, в первом случае это смещение происходит медленнее, чем собственно увеличение $\dot{\epsilon}_a$ (Рис. 4.18), 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 максимуму кривой $\dot{\epsilon}_1$, 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 эффекта ПЛШ воспроизводятся в модели при наиболее низких значениях K , это подтверждает гипотезу упругой связи. Отметим, что переход к распространению полос при понижении температуры связан с удалением точки $\dot{\epsilon}_1$ от $\dot{\epsilon}_a$, как и при повышении скорости деформации.

Как показано с помощью дискретной модели [59], пространственная связь, обусловленная нарушением одноосности упругих напряжений в образце при пластическом течении (образованием микрошейки), также ведет к скачкообразной деформации и распространению деформационных полос. Согласно [72, 74], слагаемое, описывающее связь в материальном уравнении (1.2.8), дается выражением $\sigma(d^2/4)$, где σ - аксиальное напряжение и d - типичный поперечный размер образца. На этом основании можно, например, объяснить, размерный эффект, наблюдаемый на монокристаллах (параметр C уменьшается с уменьшением d и σ , как и требуется для объяснения данных п. 4.1). Тем не менее, гипотезу связи из-за нарушения одноосности упругого состояния следует исключить, так как вышеупомянутое выражение не объясняет температурную зависимость параметра связи, которую необходимо допустить для объяснения зависимости статистики скачков напряжения от температуры.

Еще один тип связи, обусловленный двойным поперечным скольжением дислокаций, считают ответственным за тонкую структуру полос деформации, но не за глобальную пространственную структуру локализации деформации в виде полос [77]. Таким образом, модель упругой связи, связанной с несоответствием пластических деформаций и ослабляемой в результате пластической релаксации, наиболее последовательно объясняет наблюдаемые в эксперименте зависимости. Обратим внимание на немаловажное упрощение. Хотя влияние экспериментальных условий или свойств материала объясняли изменением

условий пластической релаксации и находили подходящую величину параметра связи, в дальнейшем его считали неизменным в процессе «деформации» в заданных условиях. В то же время, очевидно, что он имеет максимальное значение непосредственно после скачка и уменьшается со временем по мере деформирования до следующего скачка. Другими словами, используемая величина K имеет смысл эффективного среднего. Такая упрощенная модель оказалась способна объяснить, хотя бы на качественном уровне, динамику деформационных полос, типы кривых деформации и их статистические свойства. Однако это ограничение следует иметь в виду при количественном описании скачкообразной деформации. Этот вопрос будет более детально рассмотрен в главе 5.

Микроскопические аспекты: дислокационные механизмы. Физический масштаб длины, связанный с конечной пространственной связью, отсутствует в предложенной дискретной модели из-за того, что он идентифицирован с размером блока. Однако остается вопрос о том, что представляет собой мезоскопический блок, и какой микроскопический механизм определяет его размер. Определенное указание можно найти в следующей упрощенной картине. Как следует из результатов моделирования, число блоков, вовлеченных в полосу деформации, изменяется от одной десятой до нескольких тысячных длины "образца", в зависимости от скорости деформации и величины параметра связи. Этот диапазон изменения согласуется с рядом экспериментальных данных, например [44, 65]. Принимая во внимание, что деформационные полосы типа С имеют типичное значение ширины 1 мм, а расстояние между активными линиями скольжения порядка 1 μm , оценка их числа в полосе составляет 10^3 . Поскольку в моделируемой полосе типа С участвует 20-30 блоков, один блок содержит 30-50 активных линий скольжения. Поэтому естественно предположить, что реальные "блоки", фактически, являются связками линий скольжения. Механизмами, ведущими к формированию блока, могут быть двойное поперечное скольжение или активация дислокационных источников в результате упругого взаимодействия между смежными элементами материала. В этой схеме механизмы связи, обусловленные двойным поперечным скольжением или напряжениями несоответствия, могут отвечать за разные

масштабы длины. Первый из них ведет к формированию полос скольжения, действующих как мезоскопические структурные блоки. Второй механизм обуславливает картину деформационных полос в целом.

Макроскопическое поведение. Представленные данные свидетельствуют о том, что определенные макроскопические аспекты эффекта ПЛШ можно описать на основе более тонкого масштаба. Хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными позволяет полагать, что, несмотря на сложность процессов пластического течения, два ключевых фактора определяют основные динамические свойства и связанные с ними сложные вариации деформирующего напряжения в условиях эффекта ПЛШ. Микроскопическое свойство отрицательной скоростной чувствительности деформирующего напряжения отвечает за временную неустойчивость пластического течения. Свойство мезоскопического масштаба, вытекающее из предположения об упругой связи между некогерентно деформирующимися элементами материала, приводит к сложному пространственному поведению локализации деформации.

Благодаря простоте компьютерной модели, ее динамика вполне объяснима, что позволяет сделать некоторые предположения о поведении реальных кристаллов. Динамика модели обусловлена конкуренцией характерного времени нагружения между скачками нагрузки (времени движения точки фазовой траектории системы вверх по левой ветви N-образной кривой (рис. 1.4)) и времени выравнивания скорости пластического течения в образце благодаря наличию пространственной связи. Действительно, поскольку за время нагружения локальные скорости деформации не выравниваются полностью, их прыжки на правую ветвь N-образной кривой происходят в разные моменты времени, так что в кристалле поддерживается разбаланс, величина которого определяется соотношением временных масштабов. При достаточно низкой скорости деформации и большой силе связи различные элементы образца имеют близкие значения $\dot{\epsilon}_1$, и потеря устойчивости течения в одном элементе приводит к формированию деформационной полосы. Этот процесс позднее останавливается в результате падения деформирующего напряжения. В противоположном

случае в кристалле поддерживается неоднородный градиент деформации. Эта память о предыдущих всплесках скорости деформации приводит к возникновению последующих полос в соседних местах. В зависимости от эффективности релаксации градиента деформации, возникает прыжковое или квазинепрерывное распространение зоны пластического течения по образцу. Характер такой эволюции типов при увеличении скорости деформации остается неизменным при уменьшении силы связи. Однако характерное время релаксации при этом возрастает, выравнивание локальных скоростей деформации становится менее эффективным, а деформационные кривые – менее регулярными.

Несмотря на простоту, предложенная модель, по-видимому, может быть использована для исследования реальных систем, характеризующихся аналогичным типом неустойчивости. В связи с этим отметим появившиеся недавно работы, в которых N-образный закон трения предлагается для построения моделей различных возбуждаемых сред, в частности, сухого трения, линий электропередачи и оптических волноводов [233].

Подводя итоги, эксперимент и моделирование выявили отчетливую корреляцию между типом статистики и типами деформационных полос в случае эффекта ПЛШ. Напряжение пластического течения материала является одной из ключевых величин, управляющих изменениями в наблюдаемой картине скачков напряжения и деформационных полос при изменении микроструктурного состояния или условий деформации. Модель, объединяющая локальное нелинейное материальное уравнение и пространственную связь, обусловленную несоответствием пластических деформаций, способна адекватно описать наблюдаемую корреляцию. Величина параметра связи и характер его изменения при варьировании условий деформации подтверждает интерпретацию пространственной связи на основе напряжений несоответствия, частично смягченных вследствие пластической релаксации. Статистическое поведение реальных и расчетных деформационных кривых при высокой скорости деформации соответствует концепции самоорганизующейся критичности. В то же

время, проведенные исследования не дают ответа на вопрос о динамической природе эффекта при низких скоростях деформации. Математически более сложный, но зато и более информативный подход к поиску ответа на этот вопрос заключается в проведении комплексного динамического, статистического и мультифрактального анализа кривых деформации. Эти исследования будут рассмотрены в следующей главе.

ГЛАВА 5

ЭФФЕКТ ПОРТЕВЕНА - ЛЕ ШАТЕЛЬЕ

ПОРЯДОК, СКРЫТЫЙ ЗА СКАЧКООБРАЗНОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Порядок, скрытый за, казалось бы, случайным сигналом, может быть обусловлен не только самоорганизующейся критичностью, связанной с лавинообразным поведением распределенной системы, но и детерминистским хаосом, берущим начало в динамическом взаимодействии нескольких степеней свободы, или еще более сложными режимами с неоднородным поведением. Существование хаотической динамики при неустойчивости ПЛШ не исключает возможности динамики типа СОК в других экспериментальных условиях, так как при их варьировании характерные пространственные и временные масштабы деформационных процессов изменяются на порядки величины.

Данная глава посвящена комплексному анализу нелинейной динамики скачкообразной деформации на примере поликристаллов, позволившему установить связь между исходной микроструктурой материала, типами деформационных полос, статистикой параметров скачков нагрузки и различными динамическими режимами. В свете этих результатов становится понятной фундаментальная роль методов анализа нелинейной динамики для понимания пространственно-временных аспектов скачкообразной деформации.

Эксперимент. Поскольку описываемые методы математической обработки более трудоемки по сравнению со статистическим анализом, для проведения анализа из всех исследованных кристаллов были выбраны три серии образцов сплава Al-2.5%Mg. Первая серия, ниже обозначаемая r , состояла из образцов, вырезанных из исходного материала, полученного холодной прокаткой. Зерна имели анизотропную морфологию со средним размером зерен вдоль направления прокатки 30-40 μm и отношением диаметров около 5. Вторую серию, a , отжигали в течение 4 часов при 593 К и закаливали в воде, что приводило к уменьшению анизотропии структуры зерен (отношение диаметров около 3 и средний

размер зерен в направлении прокатки около 50 мкм). Третья группа образцов, *aa*, перед закалкой подвергалась дополнительному отжигу в течение 3 часов при 733 К. В результате этой обработки получалась почти равноосная структура с крупными зернами (около 1 мкм). Опыты на растяжение проводились при комнатной температуре, т.е., имелся лишь один контрольный параметр – скорость деформирования $\dot{\epsilon}_a$. Для подробного исследования ее влияния на динамику скачкообразной деформации было выбрано восемь значений скорости в диапазоне $5.56 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ - $1.39 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (Таблица 5-1). Во всем выбранном диапазоне наблюдался эффект ПЛШ. Данные для анализа выбирались в сравнительно узком интервале деформации 2-5% при достаточно большой степени деформации ($\square \approx 15\%$), т.е., в почти установившемся режиме с близким к нулю коэффициентом деформационного упрочнения. Полное число экспериментальных точек было порядка 10000 при скорости ниже $5.56 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ и от 3500 до 5000 выше этого значения (в тексте файлы пронумерованы по мере увеличения значения скорости деформации). На Рис. 5.1 показаны типичные примеры кривых напряжение-время (для разных скоростей деформации) после предварительной обработки, устраняющей систематическое увеличение среднего размера скачков нагрузки вследствие деформационного упрочнения (см. Гл. 2). На Рис. 5.2 приведены соответствующие временные зависимости всплесков пластической активности - абсолютной величины производной напряжения по времени.

В таблице 5-1 суммированы результаты проведенных исследований. Для каждого типа образцов и в зависимости от скорости деформации, в верхней строке указан динамический режим (хаос, СОК) или неоднородное поведение, характеризующееся разной степенью мультифрактальности (MF). В следующей строке указаны типы статистических распределений для скачков нагрузки: колоколообразные (P), с двумя максимумами (DP), широкий асимметричный пик (BAS), степенной закон (PL). Кроме того, приведены типы полос деформации (A/B относится к смешиванию типа А и типа В).

$\dot{\epsilon}_a, s^{-1}$	$5.56 \cdot 10^{-6}$	$2.78 \cdot 10^{-5}$	$1.39 \cdot 10^{-4}$	$2.78 \cdot 10^{-4}$	$8.33 \cdot 10^{-4}$	$1.39 \cdot 10^{-3}$	$5.56 \cdot 10^{-3}$	$1.39 \cdot 10^{-2}$
<i>r</i>	chaos	chaos	chaos			MF	SOC	SOC
	GP	GP	GP	GP	BAS	BAS	PL	PL
	B	B	B	B	B	B/A	A	A
<i>a</i>	chaos	chaos				MF	SOC	SOC
	GP	GP	AS	AS	BAS	BAS	PL	PL
	B	B	B	B	B	B/A	A	A
<i>aa</i>	chaos				MF	MF	SOC	SOC
	GP	AS	AS	BAS	BAS	BAS	PL	PL
	B	B	B	B/A	B/A	B/A	A	A

Таблица 5-1. Синтез результатов динамического анализа. $\dot{\epsilon}_a$ - задаваемая деформирующей машиной скорость деформации; *r*, *a*, *aa* представляют три типа образцов (после прокатки, отожженные и подвергнутые дополнительному отжигу, соответственно). В верхних строчках указаны динамические режимы и мультифрактальность (**chaos**, **SOC** – самоорганизующаяся критичность, **MF** – неоднородный режим с широким мультифрактальным спектром). На нижних строках показаны типы распределений вспышек пластической активности (**GP** - пик, близкий к гауссову распределению, **AS** – асимметричный пик, **BAS**: широкий асимметричный пик, **PL** – степенной закон) и типы деформационных полос (**A**, **B** или смешанный тип **B/A**). Пропущенные графы соответствуют файлам, для которых определение динамического режима было неоднозначным.

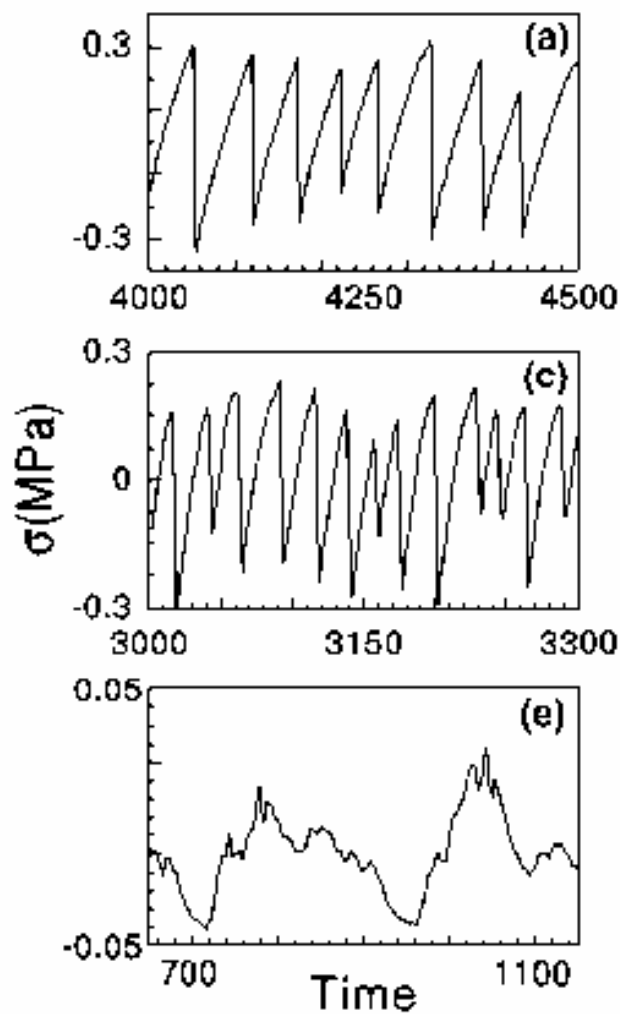


Рис. 5-1. Участки кривых деформации для образцов, не подвергнутых рекристаллизации (*r*).

Скорость деформации увеличивается сверху вниз: $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_a = 2.78 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (файлы *r1*, *r4*, *r7*, соответственно).

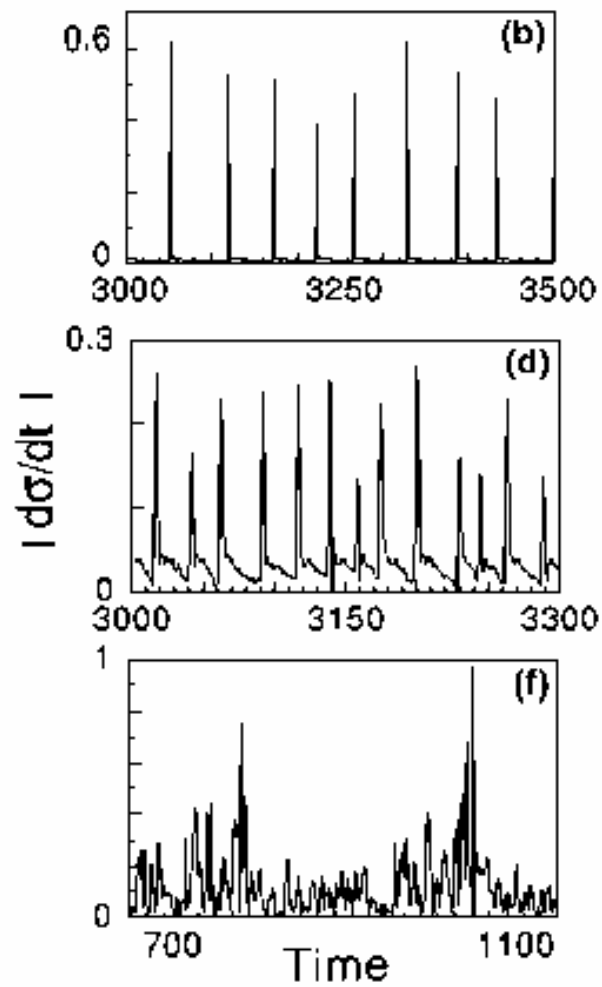


Рис. 5.2. Абсолютная величина производной деформационных кривых, показанных на Рис. 5-1.

Как показали статистические исследования, поведение данных образцов не проявляло особенностей по сравнению с образцами другого состава или с другой исходной микроструктурой (см. Гл. 4). В частности, при увеличении скорости деформации колоколообразные распределения параметров скачков напряжения переходили в асимметричные распределения. Более того, амплитуды скачков производной кривых деформации также подчинялись этой тенденции, что иллюстрируется на Рис. 5.3. При высоких скоростях деформации статистика соответствовала возникновению самоорганизующейся критичности. Поэтому ограничим изложение статистических аспектов сводкой результатов в Таблице 5-1, показывающей скоростные интервалы, в которых был найден режим СОК для разных образцов. Эти интервалы совпадают с областью, в которой наблюдаются распространяющиеся деформационные полосы типа А. Как будет видно из дальнейшего, со стороны низких скоростей они ограничены областью перехода к хаотической динамике. Эта область расширяется к низким скоростям при переходе от неотожженных образцов (r) к образцам типа (a) и, наконец, типа (aa). В этом диапазоне наблюдаются распределения в виде широких пиков, для анализа которых лучше подходит мультифрактальный подход.

5.1. Динамический анализ. Детерминированный хаос

Прежде всего, остановимся на результатах динамических исследований при низких и средних скоростях деформации. По экспериментальным временным рядам $\sigma(k)$ рассчитывались корреляционная размерность и спектры Ляпунова (см. Гл. 3). Положительные результаты в смысле хаотической динамики были получены для всех трех наборов образцов в определенных (различных) диапазонах скоростей деформации. Поскольку результаты аналогичны, проиллюстрируем их на примере одного файла данных $r1$ для неотожженного образца при самой *низкой скорости деформации*.

В качестве иллюстрации на рис. 5.4 приведена форма энергетического спектра, вычисленного по временному ряду. Уже из простого сопоставления с равномерным

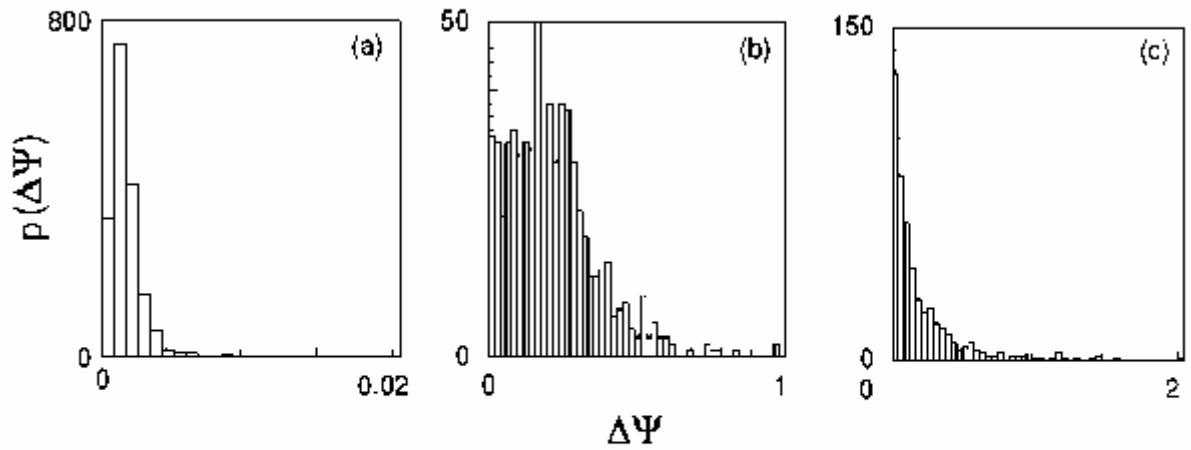


Рис. 5.3. Распределения амплитуд скачков производной кривых деформации для данных при (a) $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (b) $\dot{\epsilon}_a = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ и (c) $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (файлы *r1*, *r6*, *r7*, соответственно).

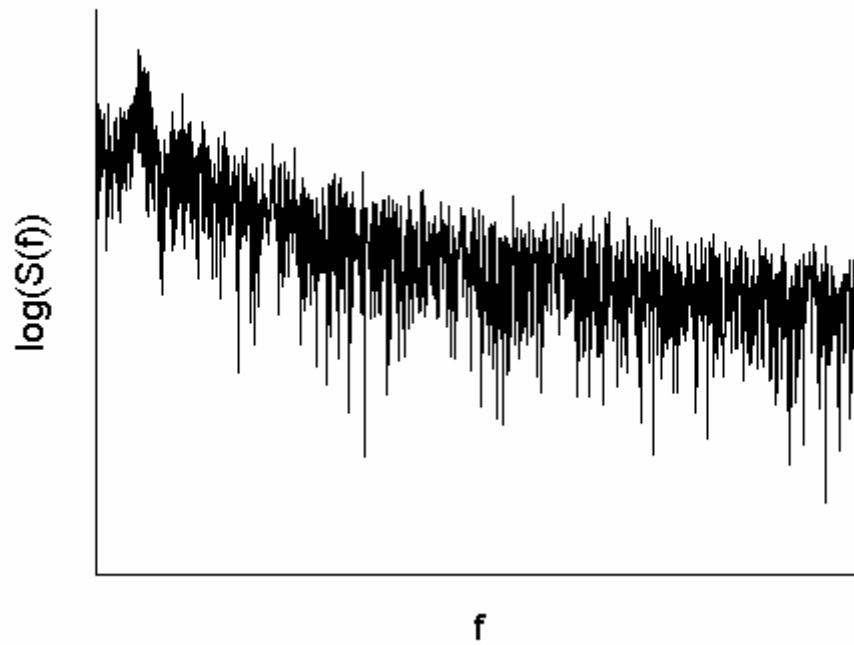


Рис. 5.4. Энергетический спектр для файла *r1* при самой низкой скорости деформации.

спектром белого шума (Рис. 5.5) видно, что кривая деформации не является чисто случайным сигналом.

На Рис. 5.6 и 5.7 сопоставлены соответствующие автокорреляционные функции для тех же сигналов, простым образом связанные со спектрами Фурье (см., например, [170]). В случае белого шума корреляция отсутствует, и соответствующая кривая резко спадает к нулю. В случае кривой деформации автокорреляционная функция спадает медленнее и в дальнейшем имеет осциллирующий характер. На основании этих рисунков нельзя сделать вывод о динамической природе кривой деформации, однако, они позволяют провести быструю предварительную оценку файлов данных. Кроме того, характерное время автокорреляции t_c служит для количественной оценки времени задержки τ . Интегралы корреляции $C(r)$ для данного файла рассчитывали, используя время задержки $\tau = 8$ (в единицах одного интервала измерения). Результаты расчетов показаны на Рис. 5.8 для нескольких значений размерности восстановленного фазового пространства $d = 15 - 18$. Видна область скейлинга в интервале $-4.9 < \ln r < -3.2$, где наклоны сходятся по мере приближения размерности к $d = 18$. Наилучшая подгонка дает значение корреляционной размерности $\nu \approx 4.15$. Так как наименьшее целое число, превышающее $\nu+1$, равно 6, можно полагать, что динамика системы следует из нелинейного взаимодействия шести мод. Аналогичные расчеты были выполнены на всех файлах суррогатных данных (см. Гл. 3) для того же значения задержки $\tau = 8$. Во всех случаях наклон зависимости интеграла корреляции возрастал с величиной d , не выходя на насыщение.

Спектр Ляпунова был рассчитан для размерности $d = 6$ (Рис. 5.9). Каждая точка на рисунке соответствует значению λ_i , сходящемуся как функция времени. Конкретная процедура расчетов заключалась в следующем. Внутренний радиус ϵ_0 оболочки, в которой выбираются точки траектории, фиксировали и варьировали ее внешний радиус ϵ_s . Стартуя от величины τ вблизи характеристического времени затухания автокорреляционной функции t_c , ее уменьшали, пока не находили устойчивые положительные и нулевые

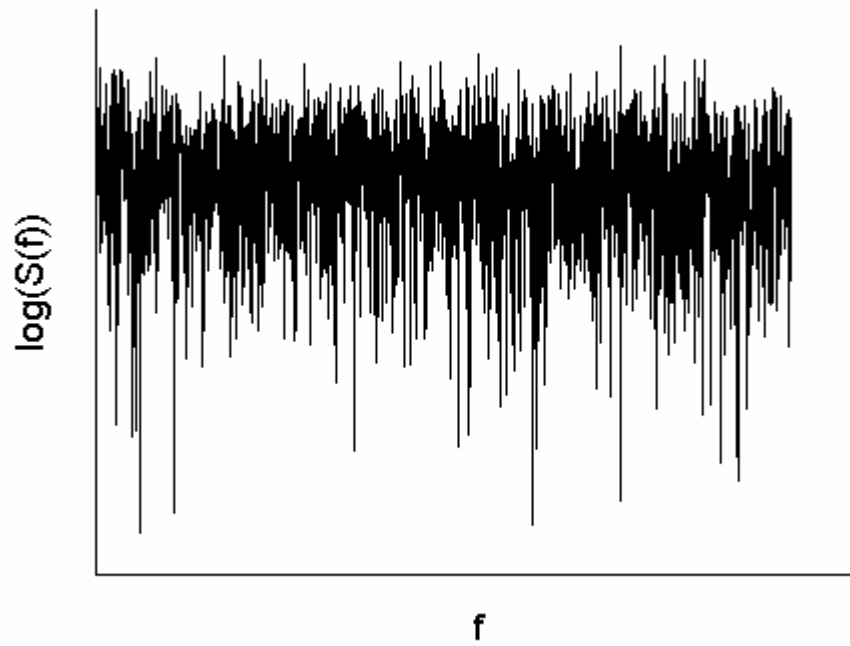


Рис. 5.5. Энергетический спектр для случайного сигнала, состоящего из 5000 точек.

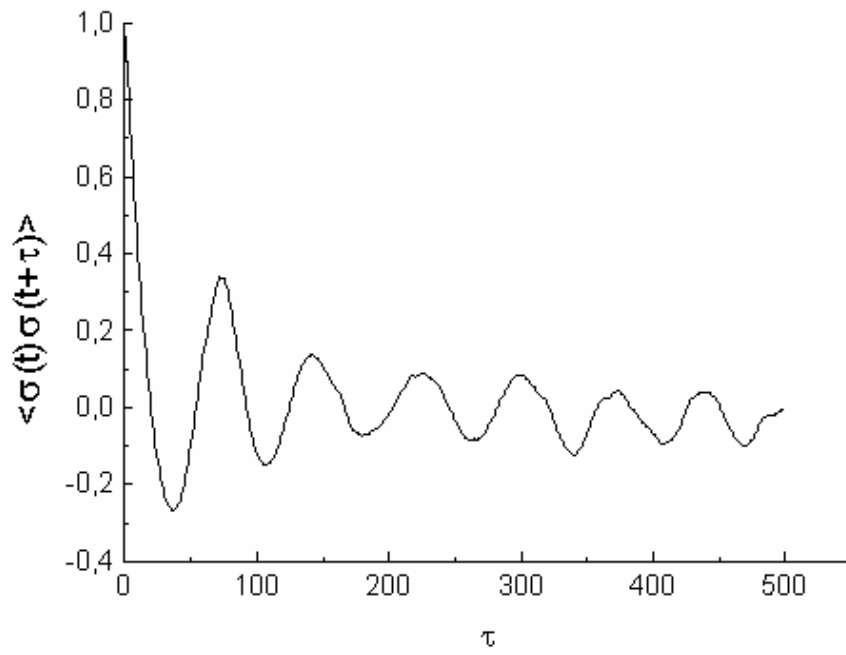


Рис. 5.6. Автокорреляционная функция для файла *r1*.

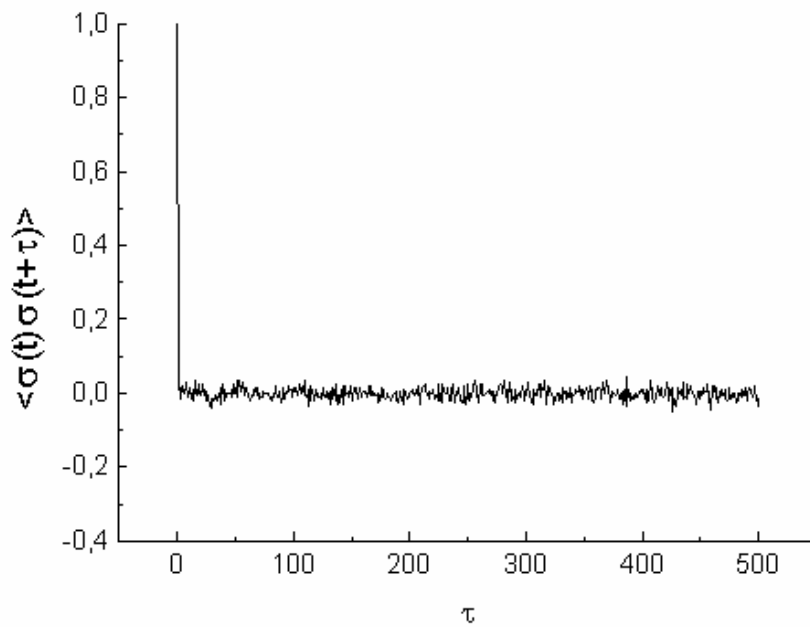


Рис. 5.7. Автокорреляционная функция для белого шума.

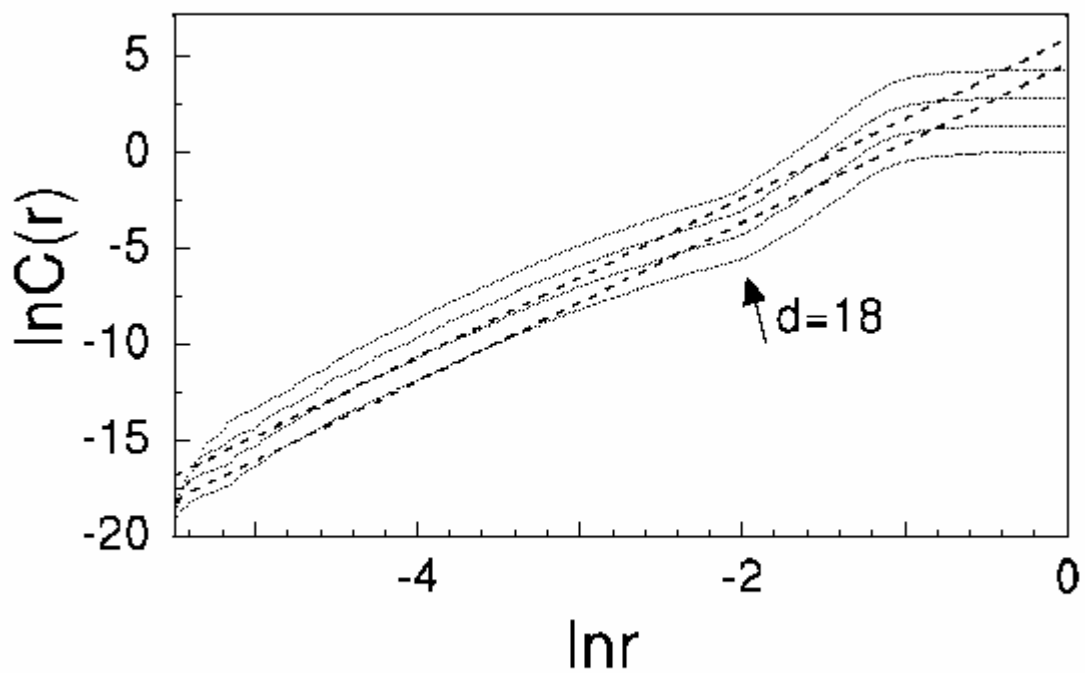


Рис. 5.8. Корреляционный интеграл $C(r)$ для размерностей $d = 15-18$ и времени задержки $\tau = 8$ ($\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Для удобства кривые при $d = 15-17$ смещены вверх по отношению к кривой $d = 18$. Наклоны кривых сходятся к постоянному значению при $d = 18$, определяющему корреляционную размерность $\nu \approx 4.15$.

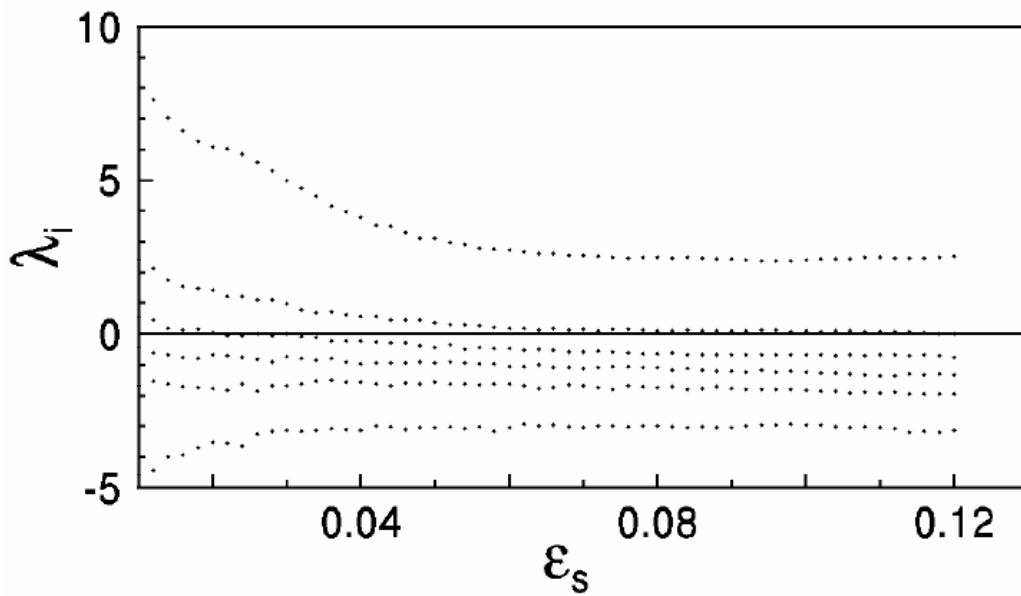


Рис. 5.9. Спектр показателей Ляпунова λ_i для $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ в зависимости от размера слоя ϵ_s , в котором выбирались точки траектории. Размерность пространства, в котором реконструируется фазовая траектория, равна 6.

показатели Ляпунова в широком интервале ϵ_s , при условии, чтобы сумма всех показателей была отрицательна. Для образца *r1* такие значения были найдены в диапазоне $7\% < \epsilon_s < 12\%$, где ϵ_s дано в процентах от радиуса аттрактора. Для суррогатных данных не удавалось найти значения ϵ_s и τ , удовлетворявшие этим условиям, что подтверждает хаотическую природу сигнала. Независимая проверка этого вывода заключается в вычислении размерности D_{KY} (см. соотношение (3.1.5)), значение которой должно быть близко к корреляционной размерности. Действительно, размерность, вычисленная по данным Рис. 5.9, составляет $D_{KY} \approx 4.2 \approx \nu$.

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют в поддержку вывода о возникновении детерминированного хаоса при низкой скорости деформации, как следует из существования конечной корреляционной размерности, а также устойчивых значений положительного и нулевого показателей Ляпунова. Более того, эти характеристики отсутствуют в случае соответствующих суррогатных данных, полученных в результате случайного выбора фаз Фурье-преобразования временного ряда $\sigma(k)$.

Похожие результаты с близкими значениями корреляционной размерности были получены для исходных образцов *r2* и *r3*, а также для отождженных образцов в более узком интервале скоростей деформации. Для сильно рекристаллизованной микроструктуры свидетельство хаоса было получено только при самой низкой скорости деформации. Таким образом, как показано в Таблице 5-1, хаотическая область была найдена в интервале скоростей деформации, сужающемся в сторону низких значений по мере потери памяти об исходном микроструктурном состоянии. Этот скоростной домен совпадает с интервалом, в котором наблюдаются распределения параметров скачков нагрузки, близкие к нормальным распределениям и соответствующие типу В эффекта ПЛШ. В то же время, однозначная идентификация хаоса становится невозможной, когда распределения становятся асимметричными, даже если деформационные полосы все еще отвечают типу В. Как будет видно из дальнейшего, это обусловлено отклонением от хаотического поведения к слабому мультифрактальному режиму.

На Рис. 5.10 представлены результаты расчета корреляционного интеграла $C(r)$ для данных $r7$ при *высокой скорости деформации*, соответствующих степенной статистике. Видно, что область сходимости наклона при увеличении размерности d на этом рисунке отсутствует. Это было проверено для различных значений задержки τ . Спектр Ляпунова для этого файла был рассчитан при $d = 6$. Ни для какого значения τ не удалось найти устойчивое значение положительной и нулевой постоянной Ляпунова. В качестве иллюстрации на Рис. 5.11 приведен спектр Ляпунова для $\tau = 6$. Видно, что при увеличении ϵ_s показатель λ_1 понижается до нуля, а показатель λ_2 становится отрицательным. Корреляционный интеграл и спектр Ляпунова были также вычислены для суррогатных файлов. В отличие от ситуации, обсуждавшейся выше, полученные данные были аналогичны данным для исходных файлов. Не были найдены ни корреляционная размерность, ни положительная (или нулевая) постоянная Ляпунова. Эти данные подтверждают вывод о том, что в данном случае динамический режим отличается от детерминированного хаоса. Таким образом, наряду со статистическими распределениями, результаты динамического анализа свидетельствуют о переходе между различными динамическими режимами.

5.2. Мультифрактальный анализ. Переход хаос - СОК.

Мотивацией для использования мультифрактального анализа эффекта ПЛШ послужило концептуальное подобие перехода между локализацией и распространением деформационных полос и переходом Андерсона в неупорядоченных средах [234]. В модели Андерсона волновые функции локализованы, когда энергия E ниже критического значения E_c , и делокализованы при $E > E_c$. При $E = E_c$ состояния демонстрируют мультифрактальный характер [235]. В случае эффекта ПЛШ полосы типа C и B локализованы, а полосы типа A делокализованы. Поэтому можно надеяться, что мультифрактальный анализ позволит уловить переход между этими состояниями.

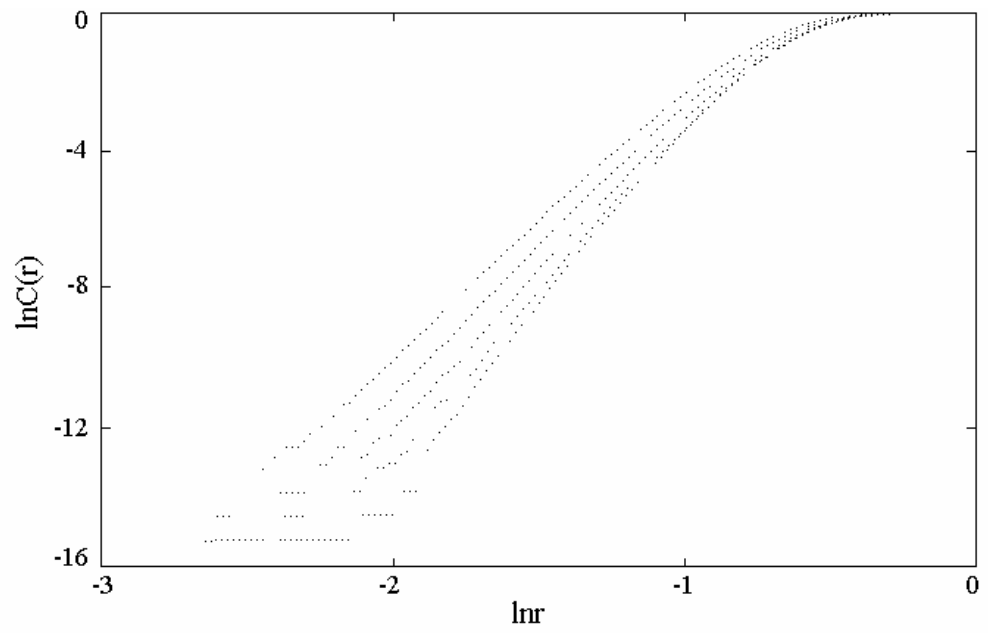


Рис. 5.10. Корреляционный интеграл $C(r)$ для размерностей $d = 12-16$ и времени задержки $\tau = 4$ ($\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

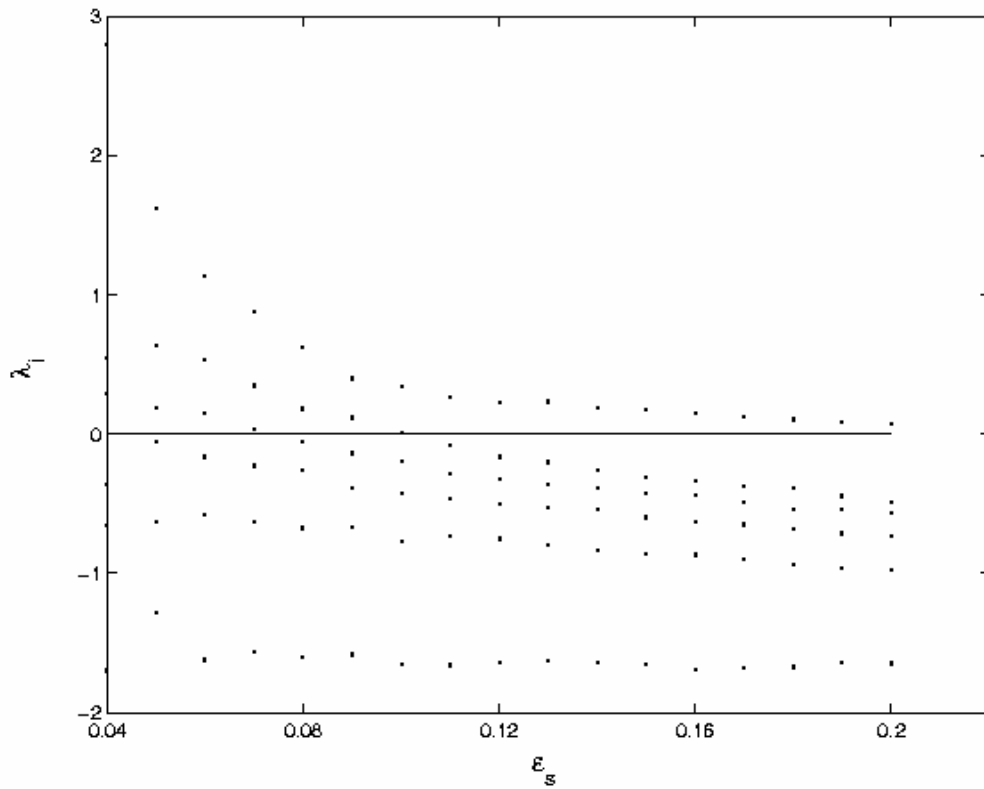


Рис. 5.11. Спектр показателей Ляпунова λ_i для $\dot{\epsilon}_a = 5.56 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ в зависимости от размера слоя ϵ_s , в котором выбирались точки траектории. Размерность пространства, в котором реконструируется фазовая траектория, равна 6.

Как уже упоминалось, для мультифрактального анализа использовались временные ряды $|d\sigma/dt|$, полученные дифференцированием нормированных кривых деформации и отражающие вспышки пластической активности в деформируемом кристалле, т.е., зарождение и распространение деформационных полос. Мультифрактальный анализ был выполнен на всех образцах и для всех исследованных скоростей деформации. В каждом случае диапазон изменения δt , по которому рассчитывали параметр сингулярности α и мультифрактальный спектр $f(\alpha)$ с помощью формул (3.3.6) и (3.3.7), составлял, по крайней мере, порядок величины. Примеры соответствующих логарифмических зависимостей приведены на Рис. 5.12. На Рис. 5.13 показана зависимость $f(\alpha)$ для файла *r6*, соответствующего скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, при которой ширина спектра максимальна. Перевернутая параболическая форма спектра типична для мультифрактальных объектов. Показатель сингулярности α изменяется от $\alpha_{\min} = 0.2$ до $\alpha_{\max} = 2.5$. Это значение ширины спектра использовано на следующем рисунке. Отметим, что для этих расчетов использовались все экспериментальные точки, включающие как скачки нагрузки, так и интервалы нагружения между ними. Поэтому максимум спектра на Рис. 5.13, соответствующий фрактальной размерности геометрического носителя меры, т.е. непрерывного отрезка времени, должен быть равен 1. Это условие, действительно, выполнялось с высокой точностью, что является свидетельством хорошей точности вычислений.

Диапазон мультифрактальности θ (ширина спектра сингулярности) был выбран в качестве параметра порядка, и его зависимость от скорости деформации показана на Рис. 5.14 для всех трех типов микроструктур. Видно, что в случае *r* и *a* файлов этот параметр сравнительно мал как при низкой, так и при высокой скорости деформации. В хаотическом режиме небольшие значения параметра порядка можно отнести к существованию узкого пика в распределении параметров скачков нагрузки, означающего наличие характерного масштаба процессов. Кроме того, обратим внимание на то, что при низких и средних

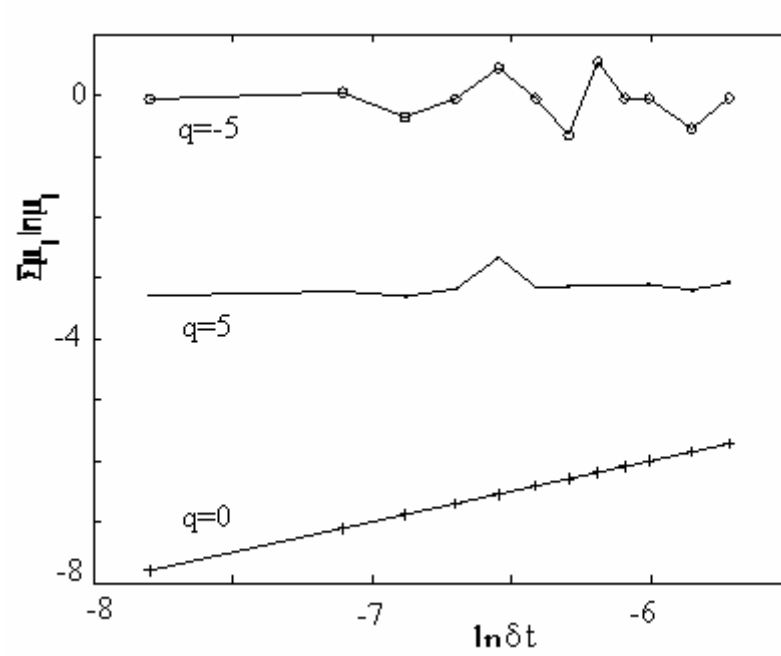


Рис. 5.12. Пример выполнения зависимости (3.3.6) для трех значений q .

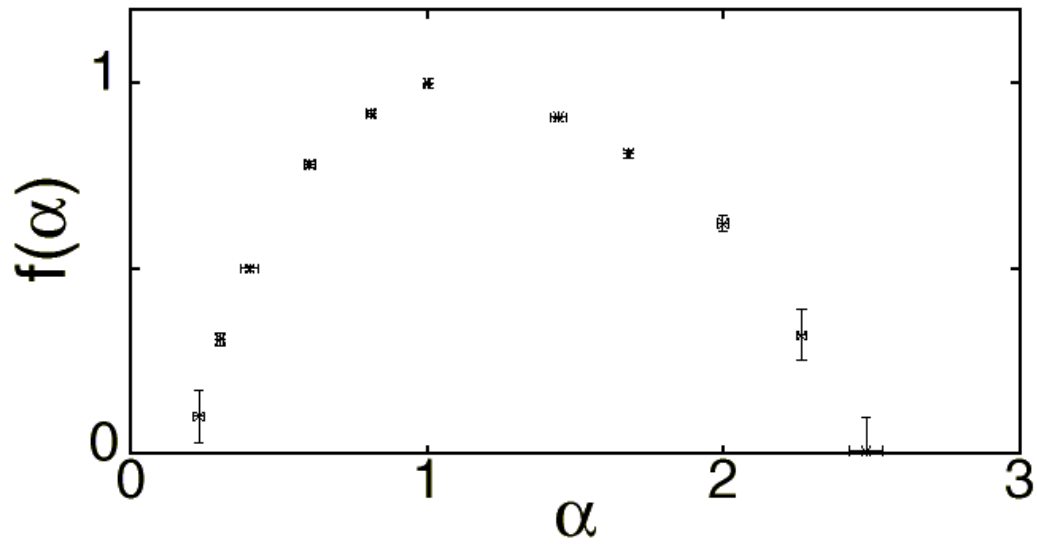


Рис. 5.13. Мультифрактальный спектр для данных при $\dot{\epsilon}_a = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (файл *rb*).

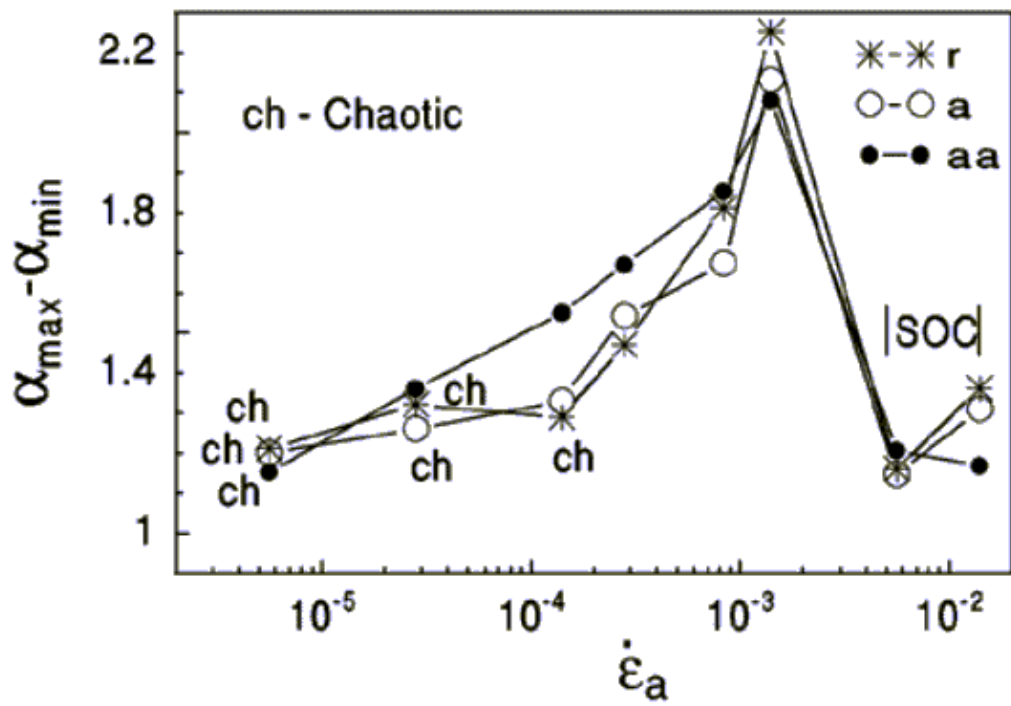


Рис. 5.14. Ширина мультифрактального спектра $\theta = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ как функция скорости деформации $\dot{\epsilon}_a$.

скоростях деформации значения θ для файлов *aa* находятся существенно выше соответствующих значений для образцов *a* и *r*. Такое отличие отражает тот факт, что в случае образцов *aa* асимметричные распределения наблюдаются при относительно низких значениях скорости деформации, по сравнению с другими типами образцов, причем детерминированный хаос удалось обнаружить только при наименьшей скорости деформации. В области СОК низкие значения θ связаны с отчетливым скейлинговым поведением при высоких скоростях деформации. Напротив, при промежуточных значениях скорости деформации наблюдается пик параметра порядка, ясно сигнализирующий о кроссовере динамической природы эффекта ПЛШ – переходе от хаотического поведения к режиму типа СОК. Высокий уровень мультифрактальности в этой области отражает пространственную неоднородность пластической активности. Мультифрактальный анализ подтверждает, что протяженность области, в которой наблюдается хаотический режим, чувствительна к микроструктуре (см. Табл. 5-1 и Рис. 5.14), в то время как домен СОК слабо зависит от типа кристалла, как если бы это поведение определялось свойствами собственно материала. Как следствие, переходная область между хаосом и СОК также оказывается структурно-чувствительной и расширяется при отжиге.

5.3. Динамический механизм эффекта ПЛШ

Синтез результатов. Эффект ПЛШ предоставляет пример легко управляемой системы, в которой наблюдаются сложные динамические режимы, такие как детерминированный хаос и самоорганизующаяся критичность, причем переход между ними обеспечивается варьированием экспериментальных условий. В представленном исследовании установлено соответствие между распределением всплесков пластической активности, типов деформационных полос и типов динамического поведения в поликристаллах сплава Al-Mg. Аналогичное соответствие между типами статистики и динамическими режимами было также установлено на монокристаллах Cu-Al [202]. Таким образом, это поведение представляется вполне общим. В поликристаллах хаотический

режим связан с эстафетным распространением деформационных полос и найден в структурно-чувствительном диапазоне скоростей деформации. При наиболее высоких скоростях из диапазона, соответствующего деформационным полосам типа В, асимметричные распределения всплесков пластической активности и повышение уровня мультифрактальности позволяют судить о протяженности переходной области между хаосом и СОК. Из-за возрастания неоднородности в этой области не удастся однозначно идентифицировать динамический режим. Присутствуя во всех микроструктурах при низких скоростях деформации, хаос завоевывает области более высоких скоростей по мере микроструктурного упрочнения материала. Поскольку хаотическое поведение удобно описывается эволюцией небольшого числа связанных степеней свободы, включающих плотности различных дислокационных популяций, чувствительность к микроструктуре не вызывает удивления. Напротив, диапазон, соответствующий СОК, менее чувствителен к структуре, что также не является неожиданным в силу корреляции на больших расстояниях и отсутствия характерного масштаба в условиях СОК. Как следствие, ширина переходной области между хаосом и СОК растет с уменьшением приложенной скорости деформации и напряжения течения материала. Этот переход проявляется в резком повышении мультифрактальности кривых деформации (скачке параметра порядка θ), характеризующей высокую степень неоднородности динамики. Такое разнообразие динамики бросает вызов моделированию эффекта ПЛШ. Можно следующим образом сформулировать основной вопрос: почему пространственная корреляция между полосами и сложность динамики усиливаются с ростом скорости деформации?

Макроскопическое поведение. Возможный подход к пониманию наблюдаемых типов динамики заключается в рассмотрении свойств характерных масштабов времени и длины. В более общем виде такой подход уже использовался в обсуждении к Гл. 4. На основании результатов, приведенных в данной главе, эту гипотезу можно детализировать. Ключевыми аспектами, которые необходимо понять, являются взаимодействие характерных масштабов и их зависимость от скорости нагружения и микроструктуры. Одним из характерных

масштабов является время нагружения между двумя скачками нагрузки t_L . Этот параметр не является тривиальным, так как нагружение не является чисто упругим. Тем не менее, существенно то, что, в целом, он уменьшается при увеличении скорости деформации. Градиенты напряжения, возникающие при скачкообразном пластическом течении, можно интерпретировать по-разному. Это лежит в основе различных моделей пространственной связи, входящей в пространственно-временное материальное уравнение (см. Гл. 2). В предлагаемом рассуждении принимается интерпретация в терминах упруго-пластической связи, важная роль которой была доказана в Главе 4. Вообще говоря, приводимые аргументы носят общий характер. Будем полагать, что как в поликристаллах, так и в монокристаллах, пространственная связь обусловлена упругими внутренними напряжениями, возникающими из-за геометрического несоответствия между по-разному деформировавшимися областями материала. Если при данных условиях имеется достаточно времени, могут происходить пластическая релаксация и возврат внутренних напряжений с характеристическим временем t_R , приводя к уменьшению интенсивности пространственной корреляции. Наконец, следует ввести характерную длину корреляции l_R , по существу, являющуюся расстоянием, на котором внутренние напряжения в деформированных областях могут вносить вклад в активацию пластического течения в недеформированных областях. Этот масштаб длины уменьшается при усилении процессов релаксации пространственной связи.

В рамках предлагаемой концепции отсутствие пространственной корреляции в случае типа С эффекта ПЛШ обусловлено тем фактом, что при *низкой скорости деформации* время нагружения намного больше времени релаксации: $t_L \gg t_R$, так что длина корреляции пренебрежимо мала. В результате релаксации градиенты деформации, обусловленные предшествующей деформационной полосой, уменьшаются ниже уровня флуктуаций внутренних напряжений по длине образца. Поэтому новая полоса появляется в случайном месте, где в данный момент напряжение достигло уровня, необходимого для ее зарождения. При увеличении приложенной скорости деформации уменьшается время, предоставленное

для пластической релаксации. Как следствие, зарождение новой полосы деформации становится легче в пределах конечного расстояния l_p от предыдущей полосы, что обуславливает прыжковый характер распространения зоны пластической активности. В этой области скоростей пространственная корреляция отлична от нуля, но, поскольку ее влияние ограничено, она управляет только иницированием деформационной полосы. Так как пластические события отчетливо разделены, в противоположность ситуации при более высоких скоростях деформации, вряд ли можно ожидать проявления большого числа степеней свободы в динамике. Возникновение хаоса кажется естественным, хотя его и нельзя предсказать с помощью приведенных здесь простых аргументов.

При *высоких скоростях деформации* пластическая релаксация практически не успевает протекать за время нагружения после очередного скачка напряжения. Кроме того, амплитуда скачков напряжения прогрессирующе уменьшается. Таким образом, напряжение всегда близко к критическому значению для инициации пластического всплеска, как и должно быть при самоорганизующейся критичности. До того как произойдет полная пластическая релаксация, формируются новые полосы. Это приводит к повторению процессов частичной релаксации. Следовательно, возникает иерархическое распределение всплесков пластической активности, приводящее к степенным распределениям без характерного масштаба, связанным с динамикой типа СОК. При этом, благодаря большой длине корреляции l_p и незначительным деформациям в полосах, распространяются полосы типа А (квазинепрерывное распространение), пластическая активность которых быстро насыщается вследствие деформационного упрочнения. Переходную динамику можно ожидать, когда время нагружения t_L сопоставимо с временем пластической релаксации t_p .

Еще раз о механизме пространственной корреляции. Важный вывод из этого качественного обсуждения заключается в том, что полноценная пространственно-временная модель эффекта ПЛШ должна включать не только локальные внутренние напряжения, которые обычно моделируются с помощью слагаемого типа лапласиана (см. Гл. 1), но также и зависящий от времени механизм их релаксации. Как было показано в Главе 4, варьируя

интенсивность пространственной связи, можно воспроизвести все типы деформационных полос и статистики, а также влияние исходной микроструктуры кристаллов. В принципе, такие модели должны также воспроизводить соответствующие динамические режимы. Однако предпринятые в диссертации попытки динамического анализа моделируемых деформационных кривых пока не позволили установить существование детерминированного хаоса. Наиболее вероятной причиной такого недостатка упрощенной модели является то, что в ней учитывалось только изменение некоторого эффективного значения параметра связи K при варьировании свойств образцов или экспериментальных условий, а каждая кривая деформации вычислялась при неизменном значении K . В то же время, очевидно, что он максимален сразу после скачка напряжения и уменьшается по мере пластической релаксации.

Попытаемся учесть роль динамического возврата в процессе нагружения образца для релаксации параметра связи. Будем полагать, что любое внутреннее напряжение, с чем бы оно ни было связано, со временем релаксирует по логарифмическому закону. В пользу этого говорят опыты по ползучести [1] и моделирование динамики дислокаций, при которой причиной возврата является двойное поперечное скольжение. Перепишем следующим образом нелокальное уравнение пластического течения (1.2.8), в котором не учтена релаксация:

$$\sigma_{nl} - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon}) = \sigma_{nl} = K \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \quad (5.1)$$

Нелокальное напряжение σ_{nl} является причиной пространственной корреляции. Ее можно учесть с помощью модели, аналогичной модели динамического возврата и дающей логарифмическую эволюцию:

$$\frac{\partial \sigma_{nl}}{\partial t} + \frac{\sigma^*}{t^*} \exp(-U(\sigma_{nl} / kT)) = \frac{\sigma^*}{t^*} \exp(-U(\sigma_{nl} - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon})) / kT) \quad (5.2)$$

При $t^* = 0$ уравнение (5.2) сводится к предыдущей формулировке, не учитывающей возврат. Очевидно, энергия активации растет при возврате. Раскладывая ее по степеням σ_{nl} и ограничиваясь членами первого порядка, получим

$$U(\sigma_{nl}) = U_0 - U_1 \sigma_{nl} + \dots, \quad U_1 > 0 \quad (5.3)$$

После простых выкладок получаем из (5.2) и (5.3):

$$\sigma - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon}) - \sigma_{nl} = \frac{kT}{U_1} \log\left(1 + \frac{t^*}{\sigma^*} e^{U_0/kT} e^{U_1 \sigma_{nl}/kT} \frac{\partial \sigma_{nl}}{\partial t}\right) \quad (5.4)$$

или, приближенно,

$$\sigma - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon}) - \sigma_{nl} \approx \frac{kT}{U_1} \frac{t^*}{\sigma^*} e^{U_0/kT} e^{U_1 \sigma_{nl}/kT} \frac{\partial \sigma_{nl}}{\partial t} \quad (5.5)$$

Это выражение имеет вид

$$\sigma - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon}) - \sigma_{nl} \approx t_R \frac{\partial \sigma_{nl}}{\partial t} \quad (5.6)$$

где явное выражение для времени релаксации t_R содержится в уравнении (5.5).

Наконец, воспользовавшись (5.1), получим:

$$\sigma - h\varepsilon - F(\dot{\varepsilon}) - \sigma_{nl} \approx -K \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} - K t_R \frac{\partial^2 \dot{\varepsilon}}{\partial x^2} \quad (5.7)$$

где

$$t_R = \frac{kT}{U_1} \frac{t^*}{\sigma^*} e^{U_0/kT} e^{\frac{U_1 K \partial^2 \varepsilon}{kT \partial x^2}} \quad (5.8)$$

Таким образом, приходим к выводу о том, что время релаксации существенно зависит от температуры, времени, уровня внутренних напряжений, степени локализации деформации и не зависит явно от скорости деформации. Очевидно, проверка этой гипотезы должна составить предмет отдельного исследования. Существенно, однако, что результаты проведенных экспериментов и компьютерного моделирования привели к предположению об упруго-пластическом механизме пространственной связи, которое оказалось важным шагом для улучшения понимания явления скачкообразной деформации.

Подводя итоги, можно сделать следующие выводы. В данной главе установлена связь между пространственными картинами локализации деформации и динамическими режимами, возникающими при различных скоростях деформации в условиях скачкообразной деформации поликристаллов. Предложена качественная интерпретация с

точки зрения конкуренции механизмов, проявляющихся на разных масштабных уровнях, локальном и глобальном, и вовлекающих нелокальные эффекты. Переход между эстафетным распространением деформационных полос, связанным с хаосом, и истинным распространением, идентифицированным с состоянием СОК, обнаруживается по резкому увеличению степени мультифрактальности распределения пластических событий. Это, по-видимому, первый пример, в котором переход между состояниями локализации и распространения был обнаружен на основе мультифрактального анализа чисто экспериментальных сигналов.

ГЛАВА 6

СТАТИСТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СКАЧКООБРАЗНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Низкотемпературному скачкообразному пластическому течению было посвящено множество исследований, в основном, касающихся микроструктурных механизмов и критических условий пластической неустойчивости, а ее динамические свойства привлекали меньше внимания по сравнению с динамическими свойствами эффекта ПЛШ. Считалось, что динамика низкотемпературной неустойчивости не настолько разнообразна и при всех условиях деформации связана с локализацией деформации. При этом каждый скачок нагрузки обычно ассоциируется с возникновением не одного, как обычно происходит при эффекте ПЛШ, а целой серии следов скольжения на поверхности кристалла [8], т.е., пространственная корреляция деформационных процессов носит другой характер. Результаты исследований динамики и статистики эффекта ПЛШ заставили взглянуть на кривые низкотемпературной деформации под иным углом зрения. Представляли интерес количественные измерения, которые дали бы возможность охарактеризовать сходство и отличия в динамических проявлениях разных механизмов пластической неустойчивости. С этой целью в диссертации был проведен статистический анализ кривых низкотемпературной деформации. Результаты статистического анализа, а также результаты, изложенные в предыдущей главе, позволяют наметить пути дальнейших исследований коллективных дислокационных процессов при низких температурах.

5.1. Макроскопическое поведение

При низкотемпературной деформации скачки нагрузки часто велики по амплитуде и приводят к быстрому разрушению. Для изучения статистики необходимы материалы, демонстрирующие большое число скачков нагрузки до разрушения. Этому условию удовлетворяет, например, сплав Cu-Be, использованный в диссертационной работе.

Напомним, что этот материал относится к стареющим сплавам, т.е., имеется возможность управлять его микроструктурой. На рисунке 6.1 представлен типичный фрагмент кривой деформации при $T = 4.2$ К и скорости деформации, выбранной в качестве базисной для исследований влияния температуры и микроструктуры, $\dot{\epsilon}_a = \dot{\epsilon}_0 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Как и в случае сплавов Al-Mg, начальная часть кривой деформации Cu-Be ($\epsilon \leq 5\%$) демонстрирует быстрое деформационное упрочнение и нерегулярные скачки нагрузки. Затем скорость упрочнения уменьшается, и скачки становятся более регулярными, что дает основания говорить об установившейся (стационарной) скачкообразной деформации. Эти две части деформационных кривых соответствуют более сильным и более слабым зависимостям параметров скачков напряжения от степени деформации. В качестве иллюстрации на Рис. 6.2 приведены такие зависимости для амплитуд $\Delta\sigma$ и интервалов между скачками Δt . Видно, что на «стационарной» стадии кривые близки к линейным зависимостям. Статистические распределения оставались качественно неизменными на этой стадии, что давало возможность исследовать влияние скорости деформации и температуры на гистограммы. Данные для различных значений $\dot{\epsilon}_a$ (или T) получали в течение одного опыта, несколько раз повторяя деформацию при исходных условиях для проверки устойчивости распределений по отношению к эволюции микроструктуры в образце. Размер статистических выборок составлял 100-300 скачков напряжения.

Температурная зависимость параметров скачков напряжения была измерена при $\dot{\epsilon}_0$. На Рис. 6.3 приведена типичная зависимость $\Delta\sigma(T)$. Эти данные аналогичны данным для чистых монокристаллов Al, деформированных сжатием при гелиевых температурах [104]. Скачки напряжения наблюдаются при $T < 7$ К и резко прекращаются при дальнейшем увеличении температуры. Среднее значение $\Delta\sigma$ не зависит от T . Это не удивительно, так как перегрев, вызываемый дислокационными лавинами, заметно выше температуры

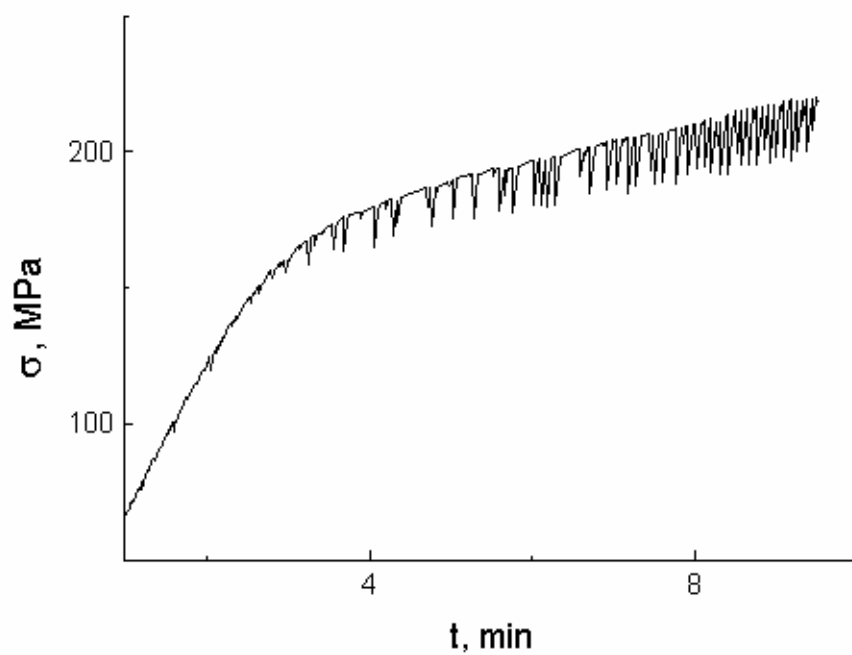


Рис. 6.1. Участок кривой деформации исходного (до отжига) образца при $T = 4.2$ К и $\dot{\epsilon}_a = 5.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

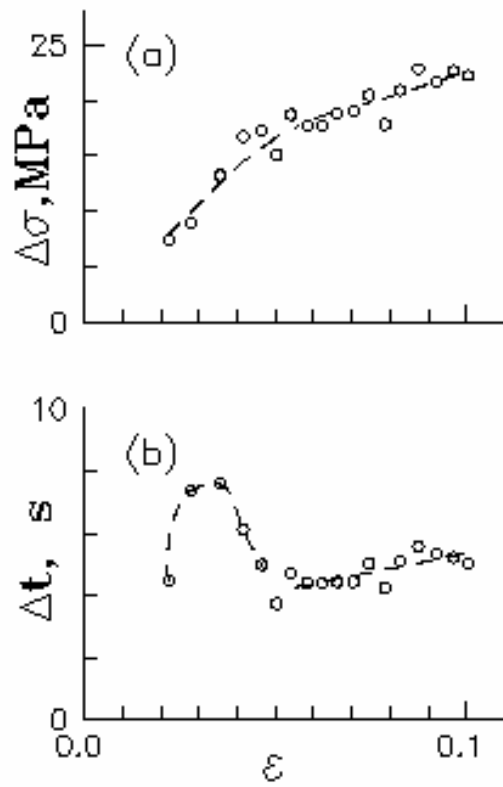


Рис. 6.2. Пример зависимостей амплитуд скачков напряжения и интервалов между ними от степени деформации.

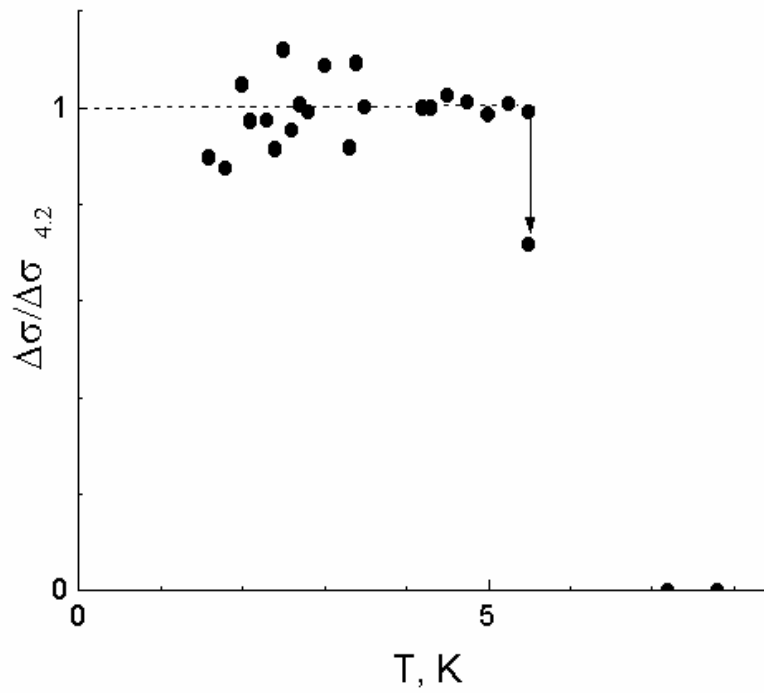


Рис. 6.3. Температурная зависимость средней амплитуды скачков напряжения, нормированной на ее значение при 4.2 К ($\dot{\epsilon}_a = \dot{\epsilon}_0$). Стрелка схематически показывает уменьшение среднего значения амплитуды скачков за определенный интервал времени, связанное с уменьшением частоты скачков.

окружающей среды (см., например, [104]). Интересно, что температура окружающей среды не влияет и на частоту скачков напряжения, за исключением узкой области вблизи перехода к устойчивому пластическому течению. Можно предположить, что внутри температурного интервала неустойчивости неизменны стартовые условия активации скачков напряжения. Это свидетельствует о том, что механический прорыв скоплений дислокаций может играть существенную роль в процессах низкотемпературной скачкообразной деформации, инициируя термостимулированное формирование дислокационных лавин. Прекращение неустойчивости происходит в виде прогрессирующего увеличения интервалов между скачками. На Рис. 6.3 начало перехода к плавному течению обозначено стрелкой, схематически показывающей уменьшение средней глубины $\Delta\sigma$, когда усреднение проводится не по заданному числу скачков, а в заданном интервале деформации.

Увеличение $\dot{\epsilon}_a$ при заданной температуре приводит к уменьшению глубины скачков напряжения (Рис. 6.4). Аналогичная тенденция в случае эффекта ПЛШ обсуждалась в главе 4. В случае низкотемпературной деформации, когда важную роль играет тепловой баланс в деформируемом образце, при объяснении этого влияния следует принять во внимание, что скорость выделения тепла и время нагружения между скачками напряжения зависят от скорости деформации. Другими словами, возникает еще один характерный масштаб, связанный с распространением тепла в кристалле. Поэтому номинальная температура образца и, следовательно, величина перегрева в области локализованного скольжения также чувствительны к скорости деформации. Кроме того, дополнительный вклад в рассматриваемый эффект дает непрекращающееся нагружение образца в течение скачка нагрузки (или в течение времени реакции измерительной системы, если оно больше длительности скачка). Как следствие, измеряемый скачок напряжения уменьшается по сравнению с "истинной величиной":

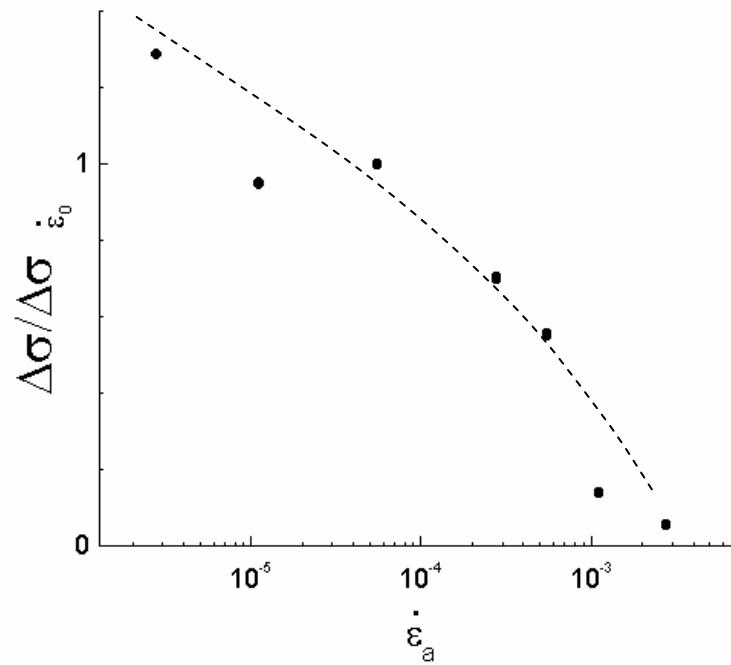


Рис. 6.5. Нормированная зависимость амплитуд скачков напряжения от скорости деформации ($T = 4.2$ К).

$\Delta\sigma = (\Delta\sigma)_0 - M\dot{\epsilon}_a \tau$. Поскольку в любом случае $\tau < 0.1$ s, для $\dot{\epsilon}_a \sim 10^{-5}$ s⁻¹ оценка сверху получающейся поправки не превышает 1 МПа, т.е., она может объяснить лишь несколько процентов эффекта уменьшения $\Delta\sigma$. Это подтверждает важную роль температуры при формировании дислокационной лавины. Насколько нам известно, пока нет строгой микроскопической теории, которая объясняла бы влияние скорости деформации на величину скачков напряжения при низкотемпературной скачкообразной деформации.

Данные на Рис. 6.5 показывают, что изменение относительной величины скачков напряжения $\Delta\sigma/\sigma$ после старения приблизительно следует за изменением величины $d\epsilon/d\sigma$, обратной коэффициенту деформационного упрочнения. Аналогичная корреляция наблюдалась в [236] при изменении этих двух величин в процессе деформации. Поскольку и условия движения дислокаций, и коэффициент деформационного упрочнения зависят от взаимодействия дислокаций с препятствиями, такая корреляция кажется естественной. Для объяснения этого поведения отметим следующие два фактора. Во-первых, во время скачка нагрузки имеет место локальное деформационное упрочнение. Поэтому значение $\Delta\sigma$ должно уменьшиться при увеличении $d\sigma/d\epsilon$. Во-вторых, деформационное упрочнение приводит к повышению мощности дислокационных скоплений, остановленных на дислокациях леса, и усилению их упругого взаимодействия. Поэтому большее количество дислокаций активируется в результате перегрева и вовлекается в движение вследствие взаимодействия их упругих полей и распространения упругих волн. Обратим внимание, что о существенной корреляции процессов деформации в ГЦК металлах свидетельствует наблюдение множественных локализованных полос скольжения в образце после скачка напряжения [8]. Поэтому $\Delta\sigma/\sigma$ и $d\sigma/d\epsilon$ должны вести себя более или менее подобным образом. Отметим также эвристическую параллель с макроскопическим поведением неустойчивости ПЛШ. Взаимосвязь величин $\Delta\sigma/\sigma$ и $d\sigma/d\epsilon$ можно предсказать в рамках описанной выше дискретной модели эффекта ПЛШ, основанной на допущении N-образной зависимости

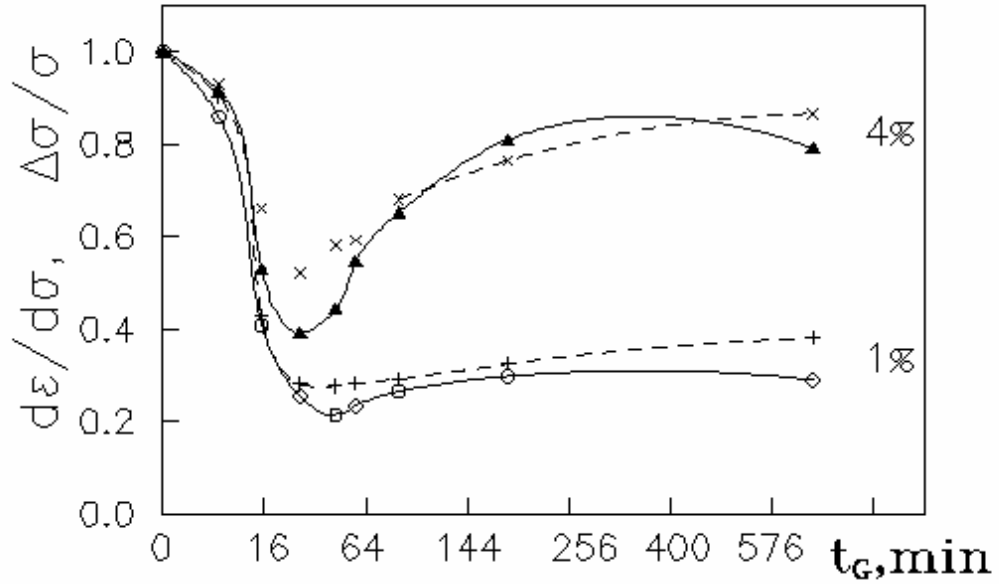


Рис. 6.5. Изменение относительной глубины скачков напряжения $\Delta\sigma/\sigma$ и величины $d\varepsilon/d\sigma$, обратной скорости деформационного упрочнения, в зависимости от времени старения t_G . Данные были измерены при степени деформации $\varepsilon = 1\%$ и 4% и нормированы на соответствующие значения при $t_G = 0$. Сплошные линии относятся к значениям $\Delta\sigma/\sigma$, пунктирные линии - $d\varepsilon/d\sigma$.

напряжения пластического течения от скорости деформации и учете неоднородности пластического течения. Аналогичный тип нелинейности следует и из моделей термомеханической неустойчивости. Подчеркнем, однако, отличие пространственной картины локализации деформации, свидетельствующей о различной пространственной связи в материалах с разными микроскопическими механизмами скачкообразной деформации.

6.2. Статистический анализ

На Рис. 6.6 и 6.7 представлены гистограммы распределений амплитуд скачков нагрузки, иллюстрирующие влияние скорости деформации на статистику скачкообразной деформации двух типов образцов – исходных кристаллов и кристаллов, гомогенизированных при 800°C. Видно, что влияние скорости деформации и микроструктуры аналогично описанному выше для эффекта ПЛШ. При низкой скорости деформации гистограммы имеют вид пиков, т.е., отвечают существованию выделенного масштаба скачков. Отжиг кристаллов приводит к смещению положения максимума к оси ординат: возрастает вероятность небольших скачков нагрузки. Повышение скорости деформации также вызывает смещение пика в сторону скачков меньшей амплитуды и постепенный переход к монотонным распределениям¹⁾. При наиболее высоких скоростях ($>10^{-3} \text{ s}^{-1}$) наблюдаются асимметричные гистограммы. Представление асимметричных гистограмм в двойных логарифмических координатах (Рис. 6.8 и 6.9) показывает, что статистика скачков нагрузки в отожженных кристаллах удовлетворительно описывается степенными зависимостями. Оценки показателей степени для одного из кристаллов (по данным рис. 6.8, 6.9) дают значения $\alpha \approx 1.2$, $\beta \approx 1.4$, $h \approx 1.3$. Для этих значений

¹⁾ Отметим, что несмотря на эту тенденцию, в случае исходных образцов велика вероятность скачков с наименьшей амплитудой (первый классовый интервал на рисунках), которые можно связать с движением отдельных дислокационных скоплений (см. ниже).

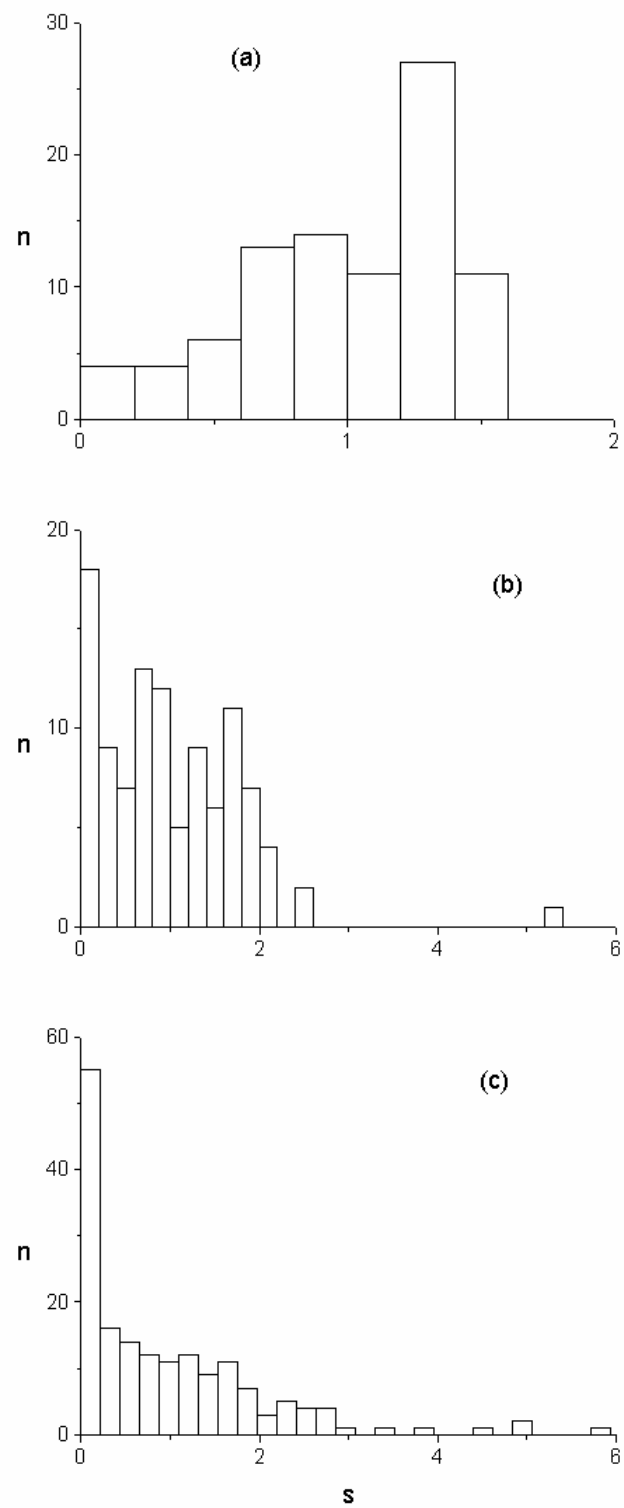


Рис. 6.6. Примеры распределений амплитуд скачков напряжения для исходного образца при $T = 4.2 \text{ K}$ и (a) $\dot{\epsilon}_a = 5.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, (b) $\dot{\epsilon}_a = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, (c) $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

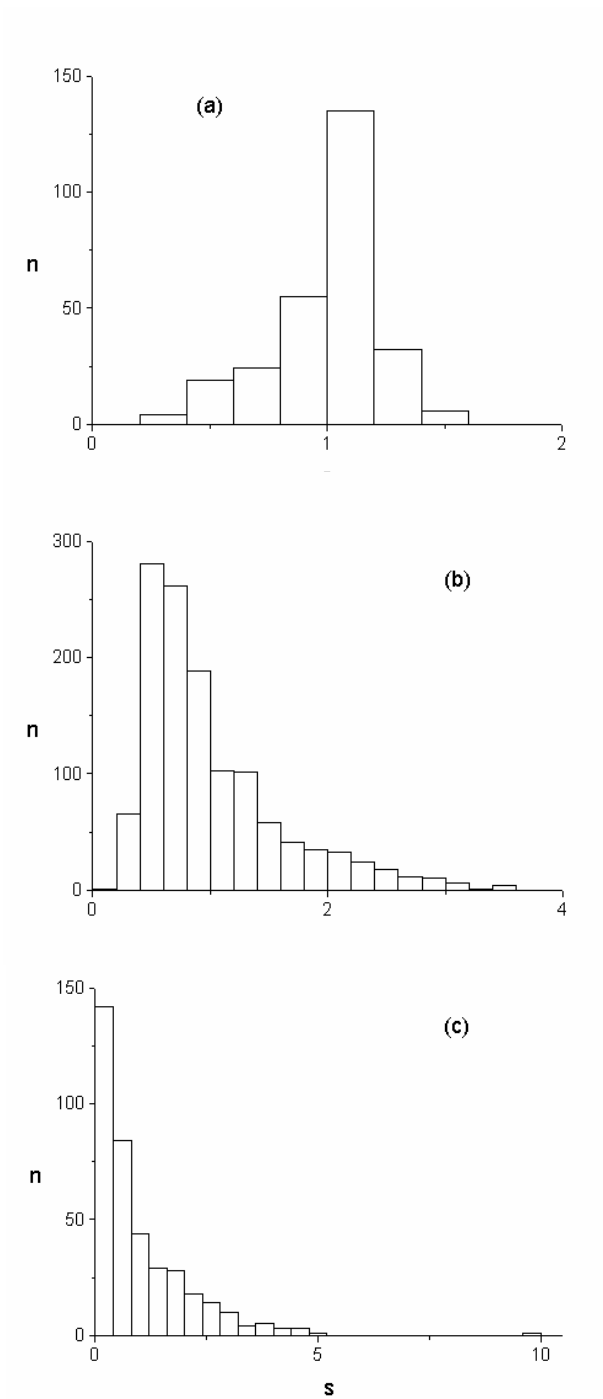


Рис. 6.7. Примеры распределений амплитуд скачков напряжения для гомогенизированного образца при $T = 4.2$ К и (а) $\dot{\epsilon}_a = 5.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, (б) $\dot{\epsilon}_a = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, (с) $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

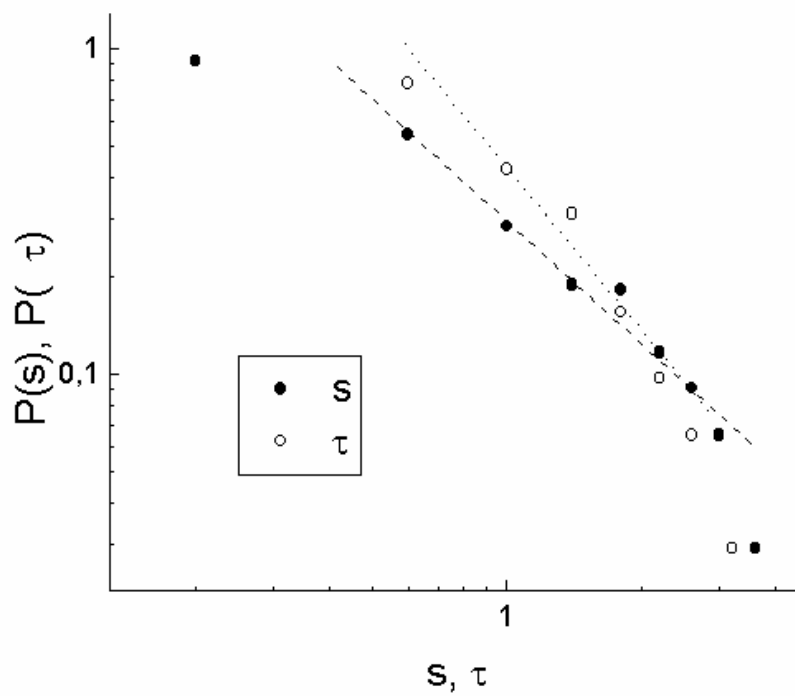


Рис. 6.8. Нормированные функции плотности распределения амплитуд и длительностей при высокой скорости деформации скачков напряжения для гомогенизированного образца ($T = 4.2 \text{ K}$, $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

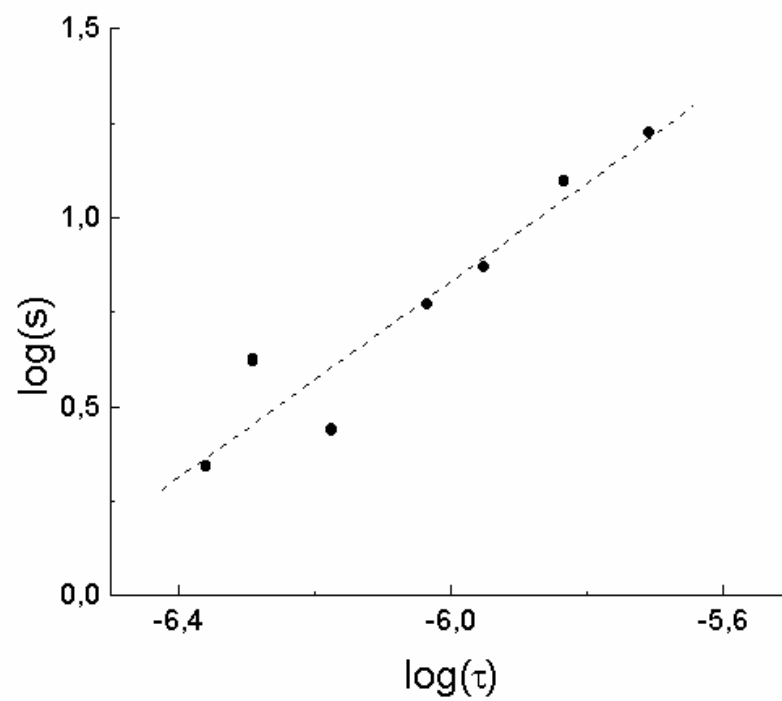


Рис. 6.9. Взаимосвязь между амплитудой и длительностью скачков напряжения (данные для того же образца, что и на рис. 6.8).

удовлетворительно выполняется скейлинговое соотношение (3.2.5). Дополнительно, низкочастотная часть спектра деформационной кривой имеет наклон, близкий к $\omega = 2$, в согласии с соотношением (3.2.6). Совокупность этих данных позволяет полагать, что при высокой скорости деформации отожденных кристаллов может реализоваться состояние самоорганизующейся критичности. При этом форма кривых деформации приобретает качественно иной вид (Рис. 6.10), напоминающий кривые деформации при распространении деформационных полос в условиях эффекта ПЛШ.

В случае исходных кристаллов асимметричные распределения не могли быть описаны единой степенной зависимостью. Так, зависимость, изображенная на Рис. 6.11, приблизительно следует наклону $\alpha=0.5$ в интервале малых значений нормированной амплитуды скачков и становится заметно круче при ее увеличении. Более высокий показатель степени с количественной точки зрения характеризует более регулярный характер скачкообразной деформации. Это может быть связано, например, с меньшим характерным масштабом дислокационной структуры, так как деформирующее напряжение выше в случае исходных кристаллов, большей степенью однородности локальных напряжений на расстояниях, превышающих размер зерна, и, вероятно, меньшей чувствительностью к условиям на поверхности.

Как уже упоминалось (см. прим. 1), при деформировании исходных кристаллов наблюдается большое число мелких скачков между более глубокими срывами (Рис. 6.1, 6.6 и 6.11). При наиболее низких скоростях деформации ($\sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) это выражается в тенденции к появлению второго максимума на гистограммах: понижающаяся левая ветвь колоколообразной гистограммы возрастает в направлении оси ординат, формируя локальный минимум (Рис. 6.12). Как обсуждалось в случае эффекта ПЛШ, это свидетельствует об уменьшении пространственной связи в неоднородно деформирующемся кристалле: небольшие скачки не приводят к катастрофическим лавинообразным процессам.

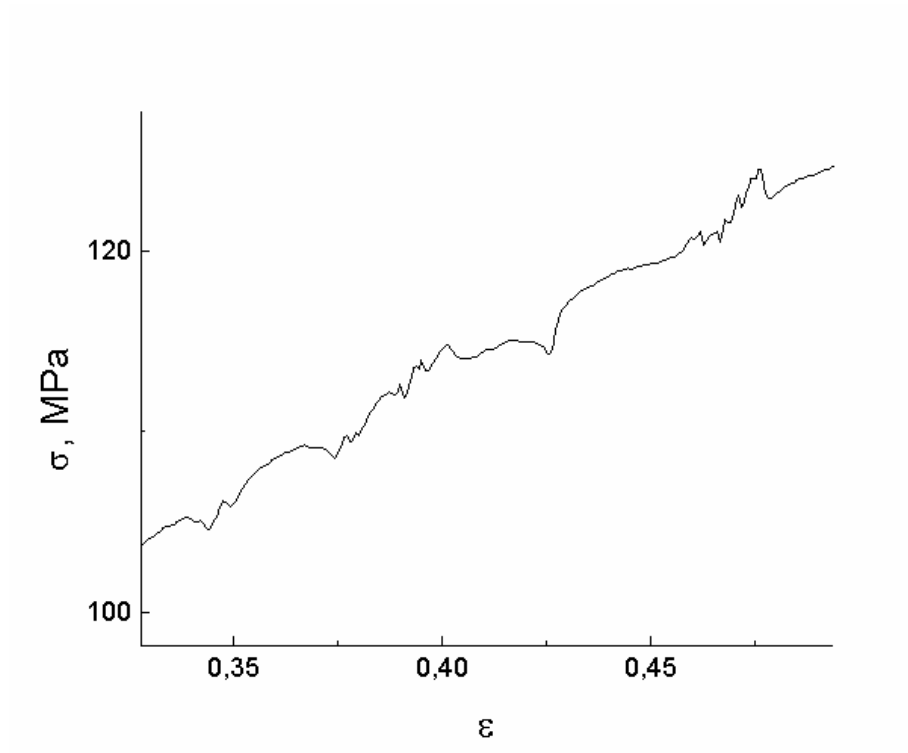


Рис. 6.10. Пример кривой деформации гомогенизированного образца при высокой скорости деформации ($T = 4.2 \text{ K}$, $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

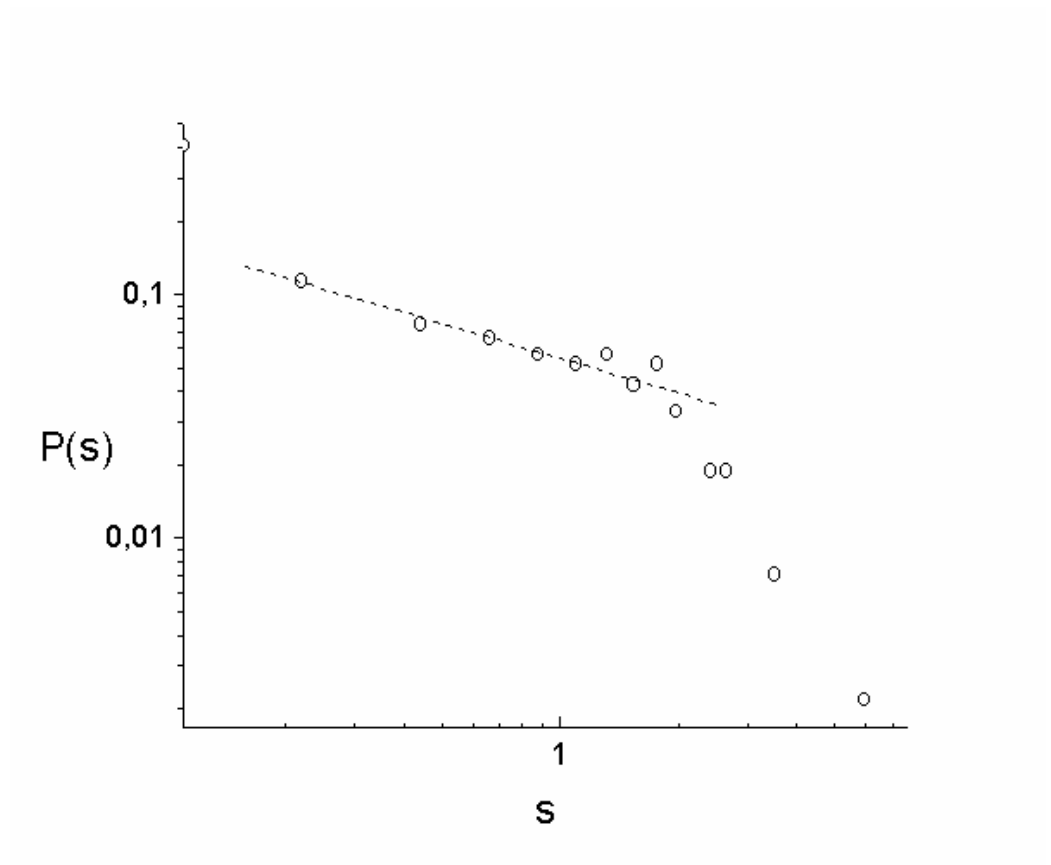


Рис. 6.11. Нормированная функция плотности распределения амплитуд скачков напряжения при высокой скорости деформации для исходного образца ($T = 4.2 \text{ K}$, $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

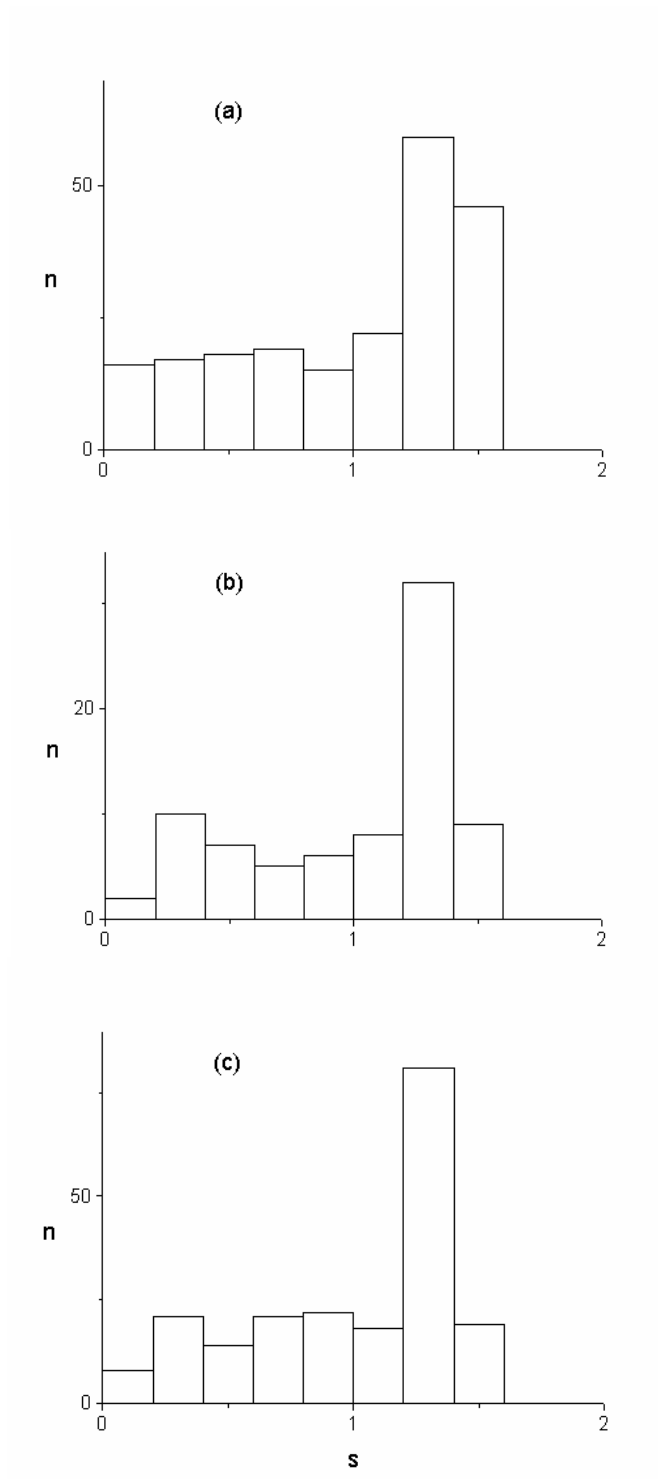


Рис. 6.12. Примеры гистограмм распределений амплитуд скачков напряжения для исходного образца при низкой скорости деформации ($T = 4.2 \text{ K}$, $\dot{\epsilon}_a = 5.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$).

Это подтверждает гипотезу о совместном действии механического и теплового механизмов пластической неустойчивости. Действительно, если движение дислокационного скопления не обязательно активирует термостимулированную лавину, это может привести к увеличению числа небольших скачков нагрузки, связанных с движением единичного скопления.

6.3. Обсуждение результатов. Открытые вопросы

Суммируя результаты этой главы, можно сделать вывод о качественном подобии макроскопического поведения деформирующего напряжения при низкотемпературной скачкообразной деформации и динамическом деформационном старении (эффект ПЛШ). Форма кривых низкотемпературной деформации сплава Cu-Be напоминает типы эффекта ПЛШ, реализующиеся при различных скоростях деформации (или разной температуре). Чтобы количественно охарактеризовать сходство и отличие макроскопического поведения рассмотренных типов скачкообразной деформации, в данной главе использовались статистические распределения параметров скачков нагрузки. Оказалось, что и типы распределений, и переходы между ними в зависимости от экспериментальных условий и свойств образцов не зависят от конкретного микроскопического механизма, а управляются общими закономерностями. Этот результат ставит вопрос о возможной универсальности статистики неустойчивого пластического течения.

Проявления степенного закона в поведении функций плотности распределения, являющиеся признаком самоорганизации в динамике дислокаций, зависят от материала, микроструктуры образцов и условий деформации. Наблюдение такой масштабной симметрии обычно характеризуется высокой степенью универсальности, при которой показатели степени зависят от небольшого числа фундаментальных параметров, таких как эффективная размерность и симметрия динамической системы. Поскольку известно, что при скачкообразной деформации скорость движения дислокаций в плоскости скольжения (скорость развития полосы скольжения поперек кристалла) значительно выше скорости

расширения полосы или ее распространения вдоль кристалла, можно полагать, что данная ситуация может быть описана одномерной моделью типа модели эффекта ПЛШ, рассмотренной в главе 4. Подчеркнем еще раз, что пространственная связь между локальными деформациями, являющаяся одним из краеугольных камней при построении таких моделей, характеризуется другим масштабом длины в случае низкотемпературной деформации, связанным с распространением тепла в кристалле. В то же время, рассуждение, приведенное в конце предыдущей главы, по-видимому, правомерно и в рассматриваемом случае. Действительно, при высокой скорости деформации уменьшается характерное время нагружения t_L . В результате уменьшается эффективность выравнивания неоднородности деформации в кристалле и увеличивается длина корреляции. Это приводит к воспроизводству критических условий возникновения дислокационных лавин и распространению деформационных полос в кристалле.

Чтобы сделать определенные выводы о природе универсальных свойств явления пластической неустойчивости, представляет интерес провести комплексный анализ динамических и статистических свойств деформационных кривых в условиях низкотемпературной скачкообразной деформации, аналогично анализу эффекта ПЛШ, а также расширить круг исследуемых объектов. Представляют также интерес экспериментальные исследования пространственных картин локализации деформации в образцах в широком диапазоне скоростей деформации. Действительно, наблюдение качественного подобия формы деформационных кривых и статистических распределений можно рассматривать как свидетельство распространения деформационных полос в кристаллах Cu-Be при высокой скорости деформации. Отметим, что похожую форму кривых деформации сплава Cu-Be независимо наблюдали и другие авторы [237]. Хотя этот факт не составлял предмет исследований в диссертации, он расширяет общепринятые представления о характере локализации деформации при низкой температуре и может иметь принципиальное значение для понимания универсального поведения пластической неустойчивости.

ГЛАВА 7

ОТ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СКАЧКОВ К МЕЗОСКОПИЧЕСКОМУ МАСШТАБУ

В предыдущих главах коллективное движение дефектов исследовали, анализируя непосредственно кривые деформации объемных образцов. Скачкообразное пластическое течение своеобразно в том смысле, что гигантские коллективные эффекты играют роль «увеличительного стекла» и проявляются на макроскопическом уровне. В действительности, концепции нелинейной динамики можно приложить и к движению дислокаций в условиях макроскопически однородного пластического течения. Их можно проверить, регистрируя величины, обладающие большей чувствительностью к локальным всплескам активности дислокаций, чем приложенное напряжение или средняя деформация. Например, недавно появились работы, в которых анализировалась акустическая эмиссия при ползучести льда, и были обнаружены степенные распределения ее параметров, соответствующие динамике типа СОК [15]. С другой стороны, вскоре после начала исследований скачкообразной деформации стало ясно, что сами скачки нагрузки не являются элементарными деформационными событиями. В частности, после каждого скачка обнаруживается целая серия следов скольжения на поверхности кристалла [8, 97]. Регистрация физических эффектов, сопровождающих неустойчивое пластическое течение, может дать доступ к тонкой структуре скачков и, следовательно, позволить судить об иерархии масштабов в коллективных дислокационных процессах. С этой целью был исследован электрический отклик на скачкообразную деформацию кристаллов. Для этого использовались различные материалы (Nb, Al, Mo, W, Re, Ni₃Al), пластическая неустойчивость которых наблюдается в разных температурных интервалах и имеет различную микроскопическую природу. Исследования показали, что наблюдаемые электрические эффекты зависят от характера деформационных процессов, имеют сложную форму и могут быть обусловлены увлечением электронов проводимости при движении дефектов, термоэлектрическим эффектом и трибоэлектричеством. В данной главе будут рассмотрены результаты таких исследований

на монокристаллах Nb и Al, для которых удалось надежно идентифицировать природу электрических сигналов.

7.1. Эффект увлечения электронов

7.1.1. Электрические эффекты в ниобии

Характер деформации. Пластическое течение монокристаллов ниобия становилось неустойчивым при температуре ниже 100-200 К и, в основном, определялось процессами двойникования. Характер кривых скачкообразной деформации не зависел от скорости деформации в исследованном интервале $8.3 \cdot 10^{-6} - 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ и от температуры в интервале 1.5-100 К. В большинстве опытов деформация осуществлялась со скоростью $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Пример кривой деформации одного из монокристаллов приведен на Рис. 7.1.

При каждом скачке нагрузки на поверхности образца, как правило, образуются две системы взаимопересекающихся следов сдвига (Рис. 7.2), отвечающие формированию двойниковых прослоек толщиной 0.1-10 μm и расстоянием между ними ~ 10 -100 μm . Для ОЦК-металлов характерен рост двойниковых прослоек в направлениях типа $\langle 111 \rangle$ в плоскостях типа $\{112\}$. На Рис. 7.2 видно, что наблюдаемая ориентация следов сдвига соответствует этой системе двойникования.

Электрические сигналы. Разумно предположить, что в случае, если ожидаемый электрический отклик на деформацию связан с эффектом увлечения электронов, распределение электрического потенциала на поверхности кристалла должно отражать анизотропию движения дефектов. Поэтому, учитывая кристаллографию двойникования, электрические контакты располагались вдоль и поперек направления двойникования в специально ориентированных образцах (Рис.7.3). В первом случае при образовании в моменты скачков нагрузки системы пересекающихся двойников регистрировались серии электрических импульсов разного знака с амплитудой до 100 μV и длительностью 2-10 μs (Рис. 7.4). Общая продолжительность серий импульсов составляла 0.1-1 ms. На контактах, расположенных поперек направления двойникования, при том же уровне чувствительности

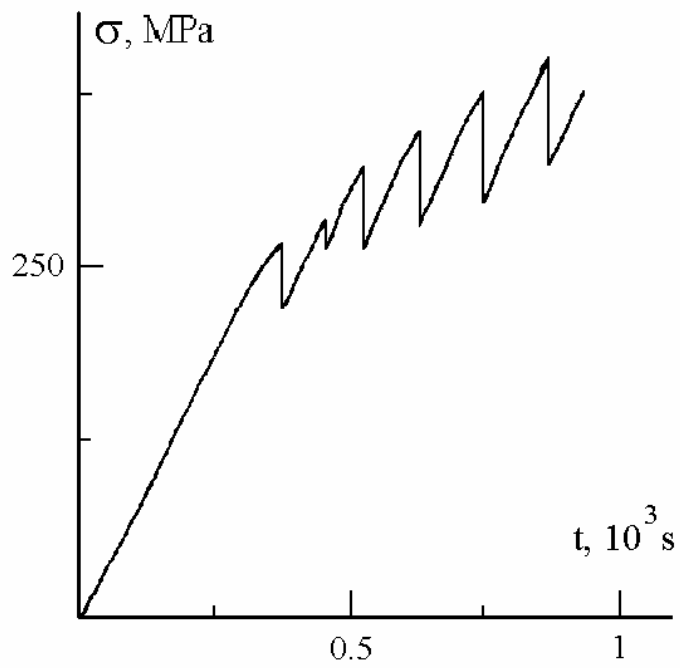


Рис. 7.1. Пример кривой деформации монокристалла ниобия при $T = 4.2 \text{ K}$ и $\dot{\epsilon}_a = 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

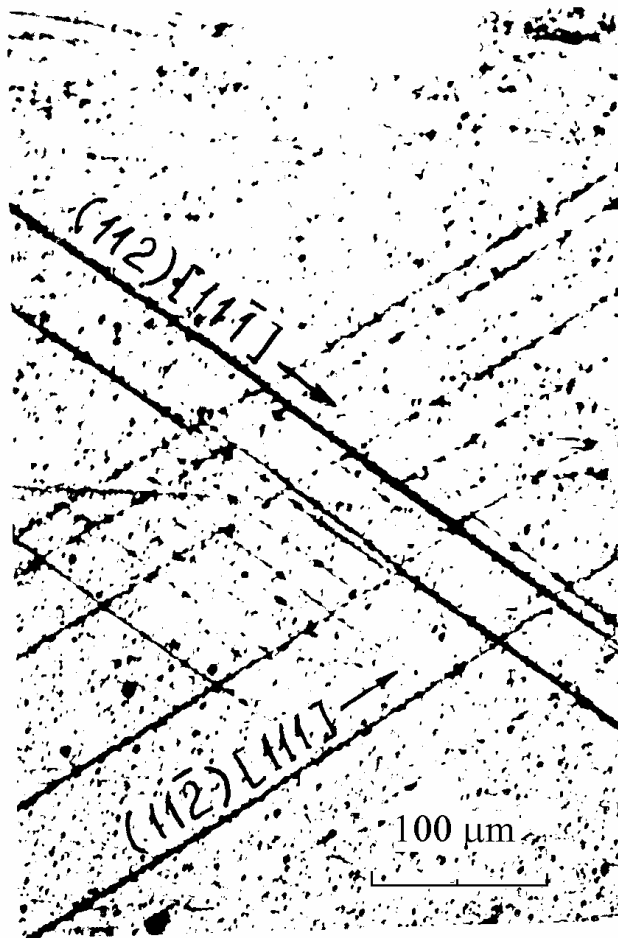


Рис. 7.2. Пример снимка участка поверхности с ориентацией типа $\{110\}$ образца Nb после низкотемпературного двойникования.

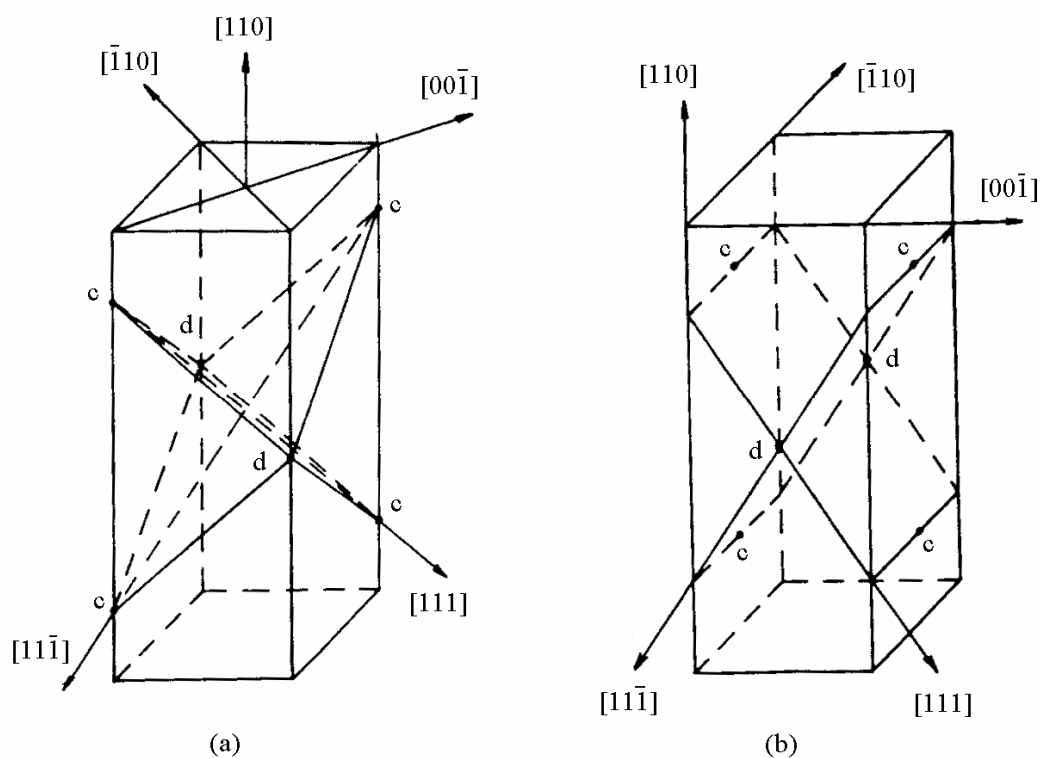


Рис. 7.3. Расположение контактов для наблюдения анизотропии электрических эффектов при низкотемпературной деформации ниобия: (а) – направление двойникования типа $\langle 111 \rangle$ лежит в диагональной плоскости и (б) – в плоскости боковой грани образцов. Направления cc и dd – расположение контактов параллельно и перпендикулярно кристаллографическому направлению двойникования.

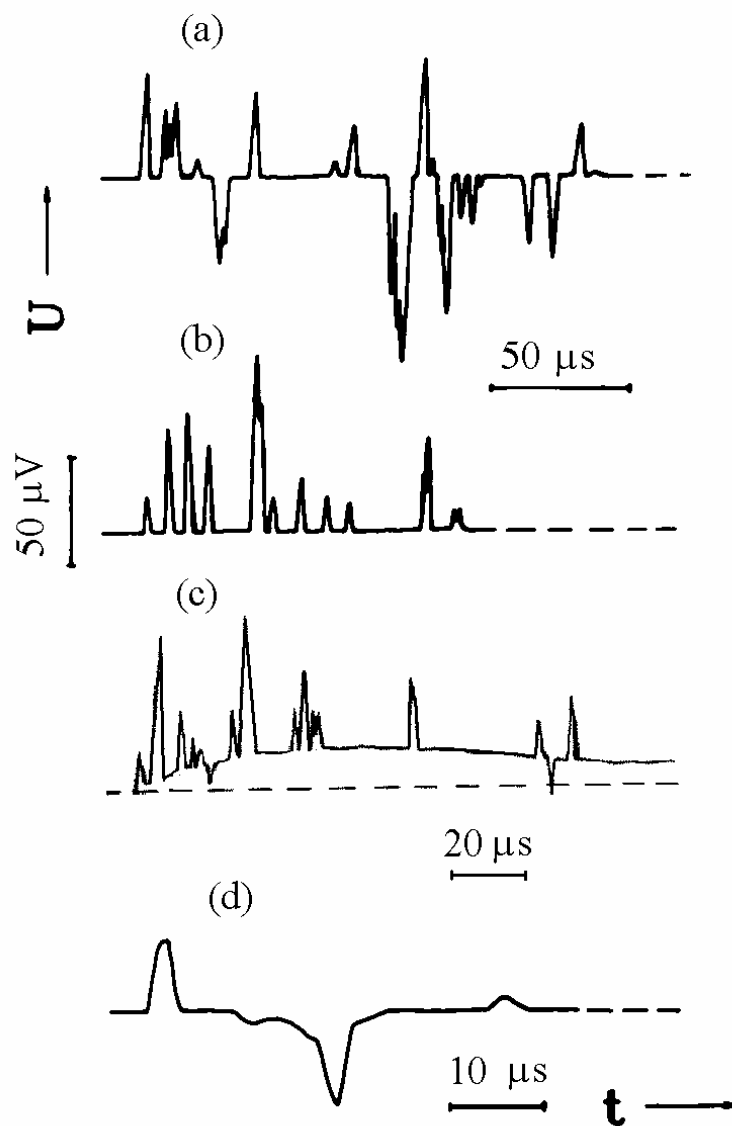


Рис. 7.4. Примеры серий электрических импульсов (a, b, c), регистрируемых в моменты скачков нагрузки при расположении контактов параллельно направлению двойникового в монокристаллическом образце ниобия, и первых импульсов серии при более детальном временном разрешении (d) ($T = 4.2 \text{ K}$). (c) – Соединительные провода выполнены из константана для опыта, направленного на выяснение роли термоэдс.

U – электрическое напряжение, t – время.

регистрировались лишь отдельные импульсы, причем их амплитуда U_i была значительно ниже, чем при параллельном расположении контактов.

На рис. 7.5 приведены данные по зависимости суммарной амплитуды импульсов $U_{\Sigma} = \sum|U_i|$ в серии от приращения деформации $\Delta\epsilon$ при соответствующем скачке нагрузки. При расположении контактов в направлении двойникования U_{Σ} приблизительно пропорционально $\Delta\epsilon$. При перпендикулярном расположении контактов U_{Σ} заметно ниже по величине, практически не зависит от $\Delta\epsilon$, и при $\Delta\epsilon \geq 1,5\%$ его величина не превышает 5% от соответствующего значения при параллельном размещении контактов (для той же величины $\Delta\epsilon$). Приведенные данные свидетельствуют о преимущественном электронном переносе в направлении, соответствующем кристаллографии движения двойников. *Анизотропия электрических откликов отражает анизотропию двойникования.* Кроме того, отметим, что в некоторых опытах с помощью надреза вблизи одного из контактов (концентратора напряжения) удавалось инициировать движение пакета параллельных двойниковых прослоек в одной системе двойникования. При этом регистрировались серии импульсов преимущественно одной *полярности* (например, Рис. 7.4b).

Данные Рис. 7.5 свидетельствуют об отсутствии зависимости U_{Σ} от температуры окружающей среды. Не было обнаружено и влияния исходной температуры кристаллов на величину и длительность отдельных импульсов и продолжительность серий. Рассматривая влияние температуры кристаллов на электрические эффекты, следует также учесть, что в моменты скачков нагрузки происходит значительный (на десятки градусов) локальный разогрев кристаллов. Примеры сигналов, приведенные на Рис. 7.4, свидетельствуют о том, что такой кратковременный разогрев не приводит к заметному изменению амплитуды и длительности импульсов в течение скачка. Можно оценить роль разогрева с помощью простых опытов. Для этой цели соединительные провода, привариваемые непосредственно к граням образцов, выполнялись из константановой проволоки. При этом наряду с обычными импульсами наблюдались сигналы с длительностью $\sim 1-10$ ms (Рис. 7.4c), обусловленные

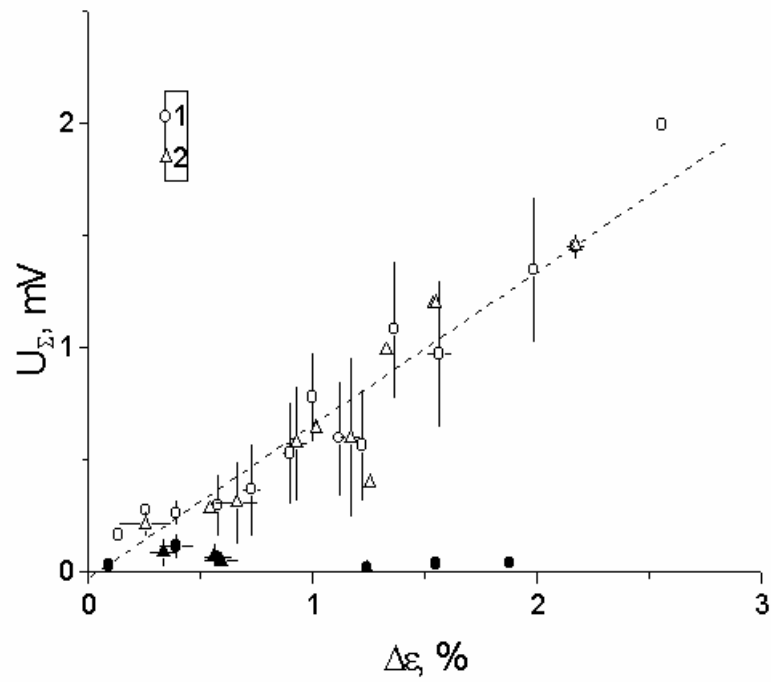


Рис. 7.5. Зависимость суммарной амплитуды U_{Σ} от приращения деформации $\Delta\varepsilon$ при скачках нагрузки для серий импульсов, регистрируемых вдоль (светлые точки) и поперек (темные точки) направления двойникования.

1 – 4.2 К; 2 – разные температуры деформации, $T = 1.5 - 50$ К.

термоэдс и отражающие кинетику изменения температуры. Видно, что при повышении температуры не происходит изменения величины и длительности отдельных импульсов серий. Отметим, что материал проводов не влиял на исследуемые импульсы.

7.1.2. Электрические эффекты в алюминии

Характер деформации. Скачкообразная деформация алюминия протекает аналогично рассмотренной в предыдущей главе деформации сплава CuBe. Выше 10 К деформация монокристаллов Al протекает макроскопически гладко. Переход к скачкообразной деформации происходит при понижении T ниже 10 К. Участки кривой деформации одного из образцов приведены на Рис. 7.6. Глубокие скачки нагрузки, соответствующие приращению деформации $\Delta\epsilon$ в диапазоне 10^{-3} - 10^{-2} , возникают после предварительной деформации до $\epsilon \geq 10\%$, их глубина монотонно возрастает по мере деформации и не зависит от температуры в интервале T = 1.5-10К. Изменение скорости деформирования в диапазоне $\dot{\epsilon}_a = 8.3 \cdot 10^{-6} - 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ также не приводит к существенному изменению средней глубины скачков нагрузки, за исключением небольшого уменьшения из-за нагружения в течение скачка. На макроскопически гладких участках кривых деформации исследованных кристаллов Al (в промежутках между глубокими скачками нагрузки или на ранней стадии деформации до появления глубоких скачков) иногда наблюдаются отдельные скачки заметно меньшей величины ($\delta\epsilon \sim 10^{-5}$ - 10^{-4}). Такие срывы, вероятно, связаны с динамическим движением отдельных дислокационных скоплений, мощность которых можно приблизительно оценить с помощью соотношения $N \sim \delta\epsilon Ld/b\Lambda \sim 10^3 - 10^4$. Здесь L и d – длина и поперечный размер образца, и предполагается, что средняя длина пробега дислокаций в скоплении $\Lambda \sim d \sim 1 \text{ см}$.

Электрические сигналы. В моменты небольших скачков нагрузки на макроскопически гладких участках кривых деформации на гранях деформируемых образцов наблюдаются одиночные электрические импульсы с амплитудой $U \sim 0.1$ - $1 \text{ }\mu\text{V}$ и длительностью $\tau \sim 3$ - $5 \text{ }\mu\text{s}$ (Рис. 7.7). Как правило, каждый небольшой скачок сопровождается возникновением одного

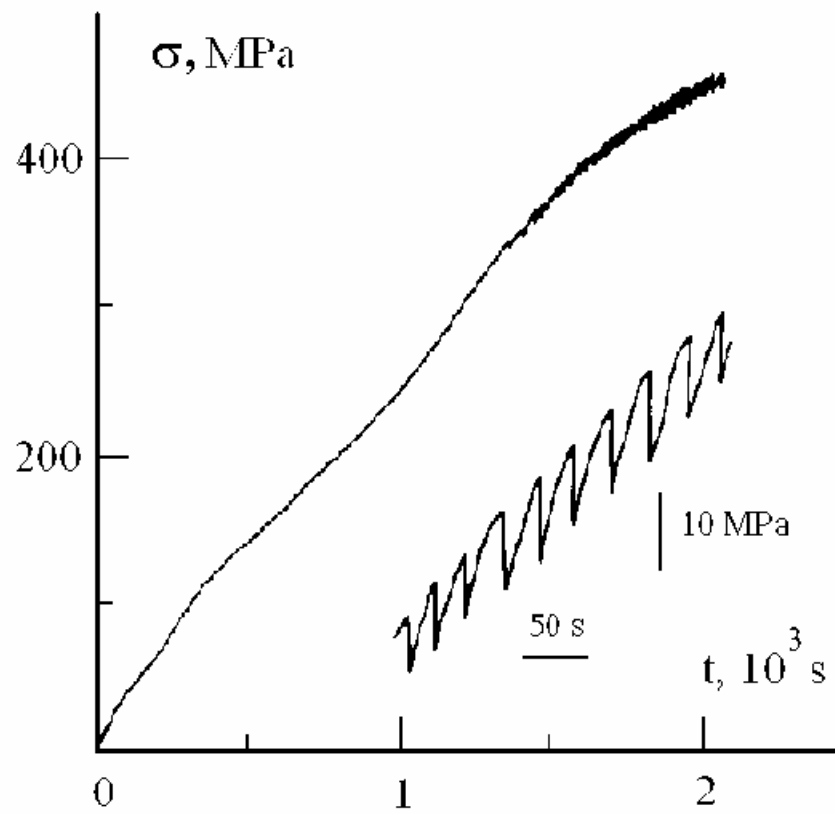


Рис. 7.6. Пример кривой деформации монокристалла Al при $T = 4.2 \text{ K}$ и $\dot{\epsilon}_a = 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

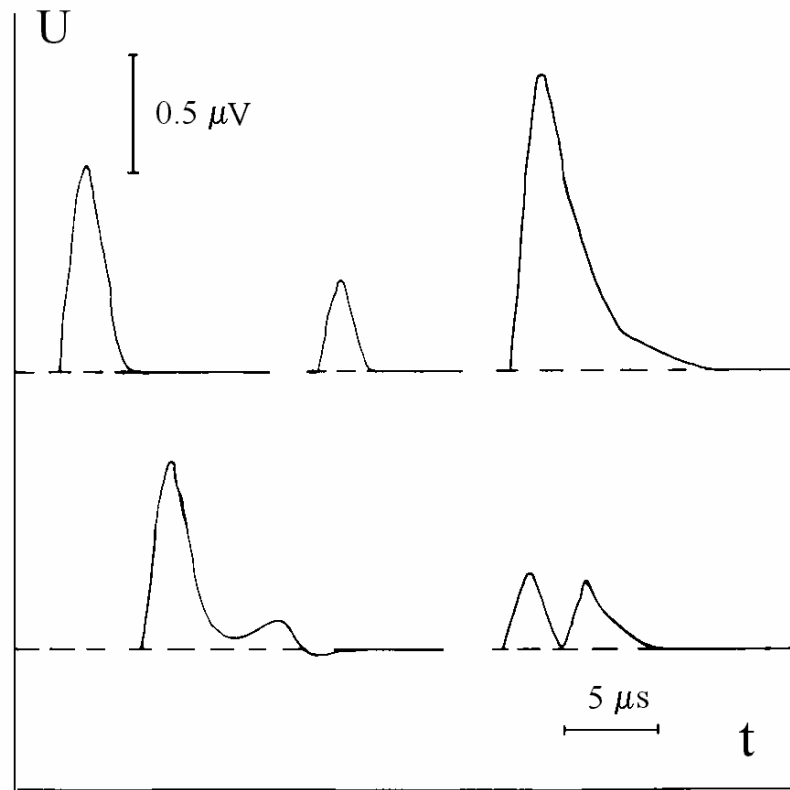


Рис. 7.7. Примеры одиночных микросекундных импульсов, наблюдаемых при небольших (соответствующих приращению $\delta\varepsilon \sim 10^{-5}$ - 10^{-4}) скачках нагрузки.

импульса, что позволяет связать эти импульсы с движением отдельных дислокационных скоплений. В некоторых случаях регистрировались пары импульсов (внизу на рис. 7.7), которые могут быть обусловлены квазисовременным движением двух скоплений при одном скачке нагрузки. Амплитуда импульсов U приблизительно пропорциональна $\delta\varepsilon/\tau$ (Рис. 7.8), и коэффициент пропорциональности не изменяется с деформацией. Кроме того, наряду с отдельными импульсами, иногда удавалось наблюдать возникновение "электрического шума", который также может быть связан с движением дислокационных скоплений, мощность которых недостаточна для того, чтобы скачки нагрузки и электрические импульсы разрешались при данной чувствительности аппаратуры.

В моменты глубоких скачков нагрузки электрический отклик наблюдается уже не в виде одиночных импульсов, а в виде их серий продолжительностью $\sim 0.1-1$ ms, регистрируемых на фоне более длинных сигналов с длительностью $\sim 1-10$ ms (Рис. 7.9). Обычно такие серии удавалось наблюдать на стадии развитой скачкообразной деформации, $\varepsilon \geq 15-20\%$. При использовании соединительных проводов из константана миллисекундные сигналы значительно возрастали, а микросекундные импульсы не изменялись, так что их регистрация существенно затруднялась.

Из-за низкой амплитуды коротких импульсов, наложения еще одного типа сигналов и множественного характера скольжения на стадии развитой скачкообразной деформации количественное исследование анизотропии электрического потенциала было затруднено. Качественная тенденция согласуется с данными для ниобия. А именно, в тех случаях, когда сдвигообразование проходило преимущественно по одной системе скольжения (о чем можно судить по форме образцов после деформации), не удавалось регистрировать микросекундные импульсы поперек направления скольжения.

Амплитуда U_i отдельных импульсов серии, их число в сериях i , следовательно, их суммарная амплитуда $U_{\Sigma} = \sum |U_i|$ в серии увеличивались с ростом глубины скачков нагрузки, причем нормированная величина суммарной амплитуды $U_{\Sigma}/\Delta\varepsilon$ была примерно одинаковой для скачков разной глубины при близкой степени деформации. В отличие от данных для Nb,

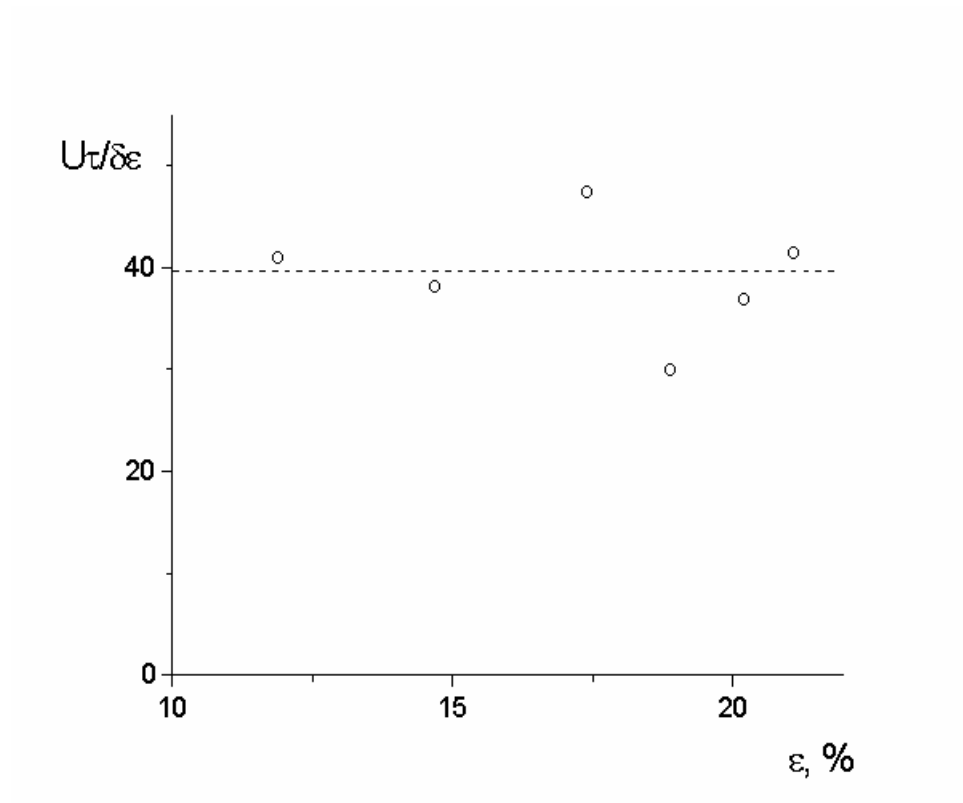


Рис. 7.8. Зависимость амплитуды U одиночных импульсов в Al, нормированной на значение $\delta\epsilon/\tau$, от степени деформации монокристаллического образца Nb.

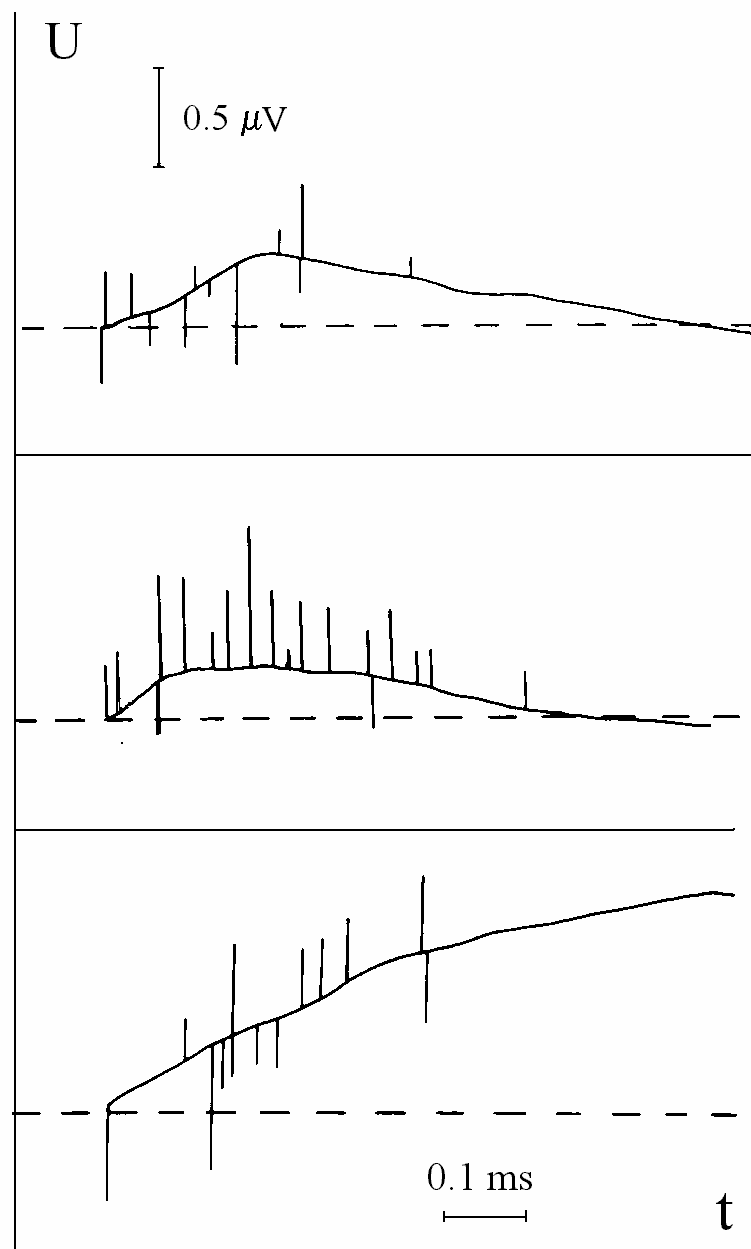


Рис. 7.9. Примеры серий микросекундных импульсов, регистрируемых на фоне сигналов миллисекундной длительности в моменты глубоких скачков нагрузки ($\Delta \epsilon \sim 10^{-3} - 10^{-2}$).

она зависела от степени деформации (Рис. 7.10). Это может быть связано с возрастанием относительного вклада дислокационных скоплений, движение которых носит динамический характер, в полное приращение деформации при скачках нагрузки.

Во всем исследованном диапазоне температур не было обнаружено заметного влияния температуры испытаний на амплитуду и форму коротких и длинных импульсов, длительность отдельных микросекундных импульсов и продолжительность их серий. Данные на Рис. 7.10 свидетельствуют также об отсутствии температурной зависимости U_{Σ} . Как и в случае Nb, не наблюдается заметного изменения амплитуды и длительности импульсов в сериях по мере разогрева образцов в течение скачка нагрузки (см. рис. 7.9). Для более точного сопоставления с температурой образцов в некоторых опытах к одной из граней образца приваривали термопару, регистрирующую температуру приповерхностной области кристалла. При этом в моменты скачков нагрузки регистрировались кратковременные ($\sim 1-10$ ms) повышения температуры, достигающие $\Delta T \approx 20-40$ К при глубоких скачках. Отметим, что форма сигналов с термопары похожа на форму миллисекундных сигналов.

7.1.3. Природа электрических сигналов

Вероятными источниками генерации электрических сигналов при скачкообразной деформации могут быть различные эффекты, например, увлечение электронов подвижными дефектами, термоэдс или электромагнитная индукция при смещении и вибрации образцов и соединительных проводов в магнитном поле Земли и наведенных магнитных полях. Гипотетически обсуждался также эффект Стюарта-Толмена, связанный с ускорением части кристалла при сдвигообразовании [238]. Однако, оценки его величины на два порядка ниже чувствительности регистрирующей аппаратуры [98]. Роль других эффектов выяснялась с помощью специально поставленных опытов.

Для проверки влияния электромагнитной индукции были проведены исследования при деформировании образцов в постоянном внешнем магнитном поле или, напротив, внутри сверхпроводящего стакана, экранирующего нежелательные поля. Магнитное поле

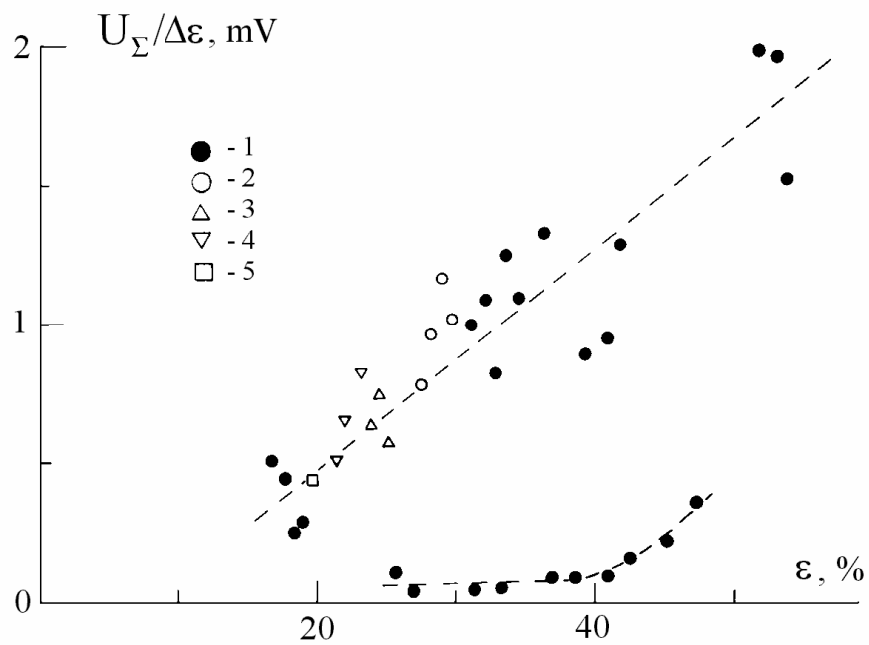


Рис. 7.10. Зависимости суммарной амплитуды серий импульсов U_{Σ} , нормированной на приращение деформации $\Delta\varepsilon$ при скачках нагрузки, от степени деформации ε для двух образцов Al. 1 - 4.2 К; 2 - 1.5 К; 3 - 1.9 К; 4 - 2.7 К; 5 - 3.3 К.

до 10^3 Э не влияло на регистрируемые электрические импульсы. При $N \geq 100$ Э наряду с ними наблюдались индуцированные электрические колебания, амплитуда которых зависела от напряженности поля и площади петли, намеренно формируемой при монтаже соединительных проводов. Эти данные позволяют сделать вывод, что исследуемые импульсы не связаны с электромагнитной индукцией.

Из приведенных выше данных о влиянии материала соединительных проводов на миллисекундные импульсы, а также из сравнения этих импульсов с сигналом термопары очевидно, что доминирующую роль в их генерации играет термоэдс. На первый взгляд, это противоречит отсутствию зависимости от температуры окружающей среды и внешнего магнитного поля, однако, при сильных перегревах, возникающих в моменты скачков нагрузки, такая зависимость может не проявляться. Отметим, что локальный перегрев может быть заметно выше оценки ($> 20-40$ К), полученной с помощью термопары. Вместе с тем, при деформировании Al миллисекундные импульсы демонстрировали разнообразную форму, зависящую от геометрии скольжения. Поэтому можно полагать, что они отражают не только процессы выделения и релаксации тепла, но и, в определенной степени, характер развития процессов деформации при скачках нагрузки.

В отличие от миллисекундных импульсов, короткие импульсы не зависели от материала соединительных проводов. При измерениях температуры образцов в моменты скачков нагрузки ни в одном из опытов не было зарегистрировано кратковременных повышений температуры в микросекундном диапазоне. Можно поэтому полагать, что термоэдс пары «образец - соединительные провода» не играет существенной роли в возникновении микросекундных импульсов. Вообще говоря, следует также рассмотреть возможность возникновения коротких импульсов термоэдс при локальном разогреве, так как термоэлектрические свойства образцов в процессе деформации могут стать неоднородными. Амплитуда этих импульсов должна зависеть от степени неоднородности дифференциальной термоэдс и уровня локального разогрева по сравнению с температурой окружающего объема образца, а кинетика - от времени делокализации тепла $\tau_T \sim \rho l^2 c / 4\lambda$, где ρ , c и λ - плотность,

теплоемкость и теплопроводность материала, l - характерный размер образца. Используя данные [239] по температурной зависимости термоэдс Nb и Al, можно было бы ожидать уменьшения в 1.5-2 раза амплитуды импульсов в сериях по мере кратковременного разогрева кристаллов. При варьировании исходной температуры образцов Nb в диапазоне 1.5-50 К следует ожидать аналогичного уменьшения U_{Σ} . Длительность импульсов возрастала бы с температурой на два-три порядка величины из-за роста τ_T . В проведенных исследованиях не было обнаружено заметных изменений параметров микросекундных импульсов при варьировании исходной температуры или в результате разогрева при скачках нагрузки. Также не наблюдалось зависимости от степени деформации образцов, от которой зависит однородность термоэлектрических свойств образцов. Наконец, параметры импульсов в сериях соответствуют отдельным импульсам при небольших скачках нагрузки, когда общий нагрев образцов не превышает нескольких градусов. Поэтому можно сделать вывод, что микросекундные импульсы имеют не термоэлектрическую природу.

Совокупность приведенных данных свидетельствует о том, что наиболее вероятной причиной возникновения разности потенциалов на гранях образцов является эффект увлечения электронов при движении дефектов. Во-первых, это подтверждается наблюдением анизотропии и полярности эффекта относительно направления двойникования. Теоретические соотношения для амплитуды и длительности импульсов не содержат явной зависимости от температуры, а оценки по порядку величины не противоречат экспериментальным данным [105]. К сожалению, точное количественное сопоставление нельзя провести по целому ряду причин, по крайней мере, на данном этапе. В частности, для оценок необходимо знание локальных скоростей деформации, связанных с движением каждого скопления, участвующего в скачке нагрузки, в то время как фигурирующие здесь значения $\Delta\epsilon$ имеют смысл приращений деформации, усредненных по образцу. Качественное выполнение теоретических зависимостей следует, в первую очередь, ожидать в случае одиночных импульсов. Наблюдения при небольших скачках нагрузки в

Al позволили установить примерную пропорциональность между амплитудой импульсов и скоростью деформации, что согласуется с теоретическими предсказаниями. Это подтверждается и видом зависимости $U_{\Sigma}(\Delta\varepsilon)$ в случае кристаллов Nb (Рис. 7.5). Действительно, результаты металлографических исследований деформированных кристаллов и оценки вклада двойников в приращение деформации при скачках нагрузки свидетельствуют о том, что при низкотемпературном двойниковании Nb динамическое движение двойниковых прослоек вносит основной вклад в приращение деформации. Поэтому и в этом случае следует ожидать линейную зависимость $U_{\Sigma}(\Delta\varepsilon)$. Наклон этой зависимости для Nb в несколько раз превышает соответствующий наклон для одиночных импульсов в Al. Это не удивительно, так как для переходных металлов характерна высокая плотность состояний вблизи уровня Ферми [240]. Кроме того, дополнительное увеличение эффекта увлечения электронов в Nb может быть связано с отличием перекрытия упругих полей двойникующих дислокаций и дислокаций в скоплениях. Действительно, двойникование часто описывают в терминах синхронного движения частичных дислокаций в смежных атомных плоскостях, а при движении дислокационных скоплений в монокристаллах Al расстояние между дислокациями может быть достаточно велико ($\sim 10^{-6}$ см) [1].

Таким образом, можно сделать вывод, что электрические сигналы, регистрируемые при скачкообразной деформации металлов, имеют различную природу. Серии микросекундных импульсы (а также одиночные импульсы при небольших скачках нагрузки) можно связать с эффектом увлечения электронов при движении дефектов, причем отдельные импульсы отражают движение отдельных дислокационных скоплений или двойниковых прослоек. Миллисекундные импульсы, в основном, связаны с термоэдс.

7.1.4. Электрические эффекты и механизмы деформации

Исследуя это явление, можно получить информацию о характере развития и кинетике деформационных процессов при скачкообразной деформации металлов.

Например, длительность импульсов свидетельствует о движении дефектов со скоростью $\sim 10^5$ cm/s, близкой к скорости звука в металлах. Наблюдение серий микросекундных импульсов отражает дискретный характер деформационных процессов, приводящих к скачкам нагрузки. Продолжительность серий характеризует время развития этих процессов, которое, по-видимому, определяется реакцией деформирующей машины и устойчивостью дефектной структуры при данном уровне напряжений, например, наличием концентраторов напряжений, служащих источниками двойников или дислокационных скоплений. Максимальная длительность серий (~ 1 ms) близка к оценке времени прохождения звуковой волны между образцом и датчиком нагрузки, что согласуется с предположением о том, что прекращение скачка обусловлено инерционными свойствами системы «машина-образец». Отсутствие температурной зависимости параметров импульсов свидетельствует, что при динамическом движении двойниковых прослоек или дислокационных скоплений вязкие потери, связанные с возбуждением электронной и фононной подсистем, не играют существенной роли.

Полученные данные позволяют также высказать некоторые предположения о механизмах деформационных процессов. В частности, анизотропия электрического отклика при двойниковании свидетельствует о соответствующей анизотропии перемещения упругих полей деформационных двойников. Это трудно объяснить в рамках полюсного механизма двойникования (как и кинетику образования двойниковых прослоек), но можно рассматривать как свидетельство движения двойника как целого, например, в результате синхронного движения пакета двойникующих дислокаций. Наблюдение отдельных импульсов при перпендикулярном расположении контактов может быть связано с неточностью их кристаллографической ориентации, особенностями на фронте двойников и релаксационными эффектами образования вторичных двойников и аккомодационных полос скольжения.

Характер электрических импульсов при скачках нагрузки в Al подтверждает гипотезу о совместном действии механического и теплового механизмов при

формировании дислокационной лавины. При всем разнообразии электрических откликов их общим свойством было наблюдение микросекундного импульса до начала сигнала термоэдс. Это может служить прямым экспериментальным подтверждением предположения о том, что динамические дислокационные скопления инициируют термостимулированное формирование дислокационных лавин. Как следует из наблюдения серий импульсов, на всем протяжении скачкообразного приращения деформации, приводящего к глубокому скачку нагрузки, продолжаются динамические процессы. Это согласуется с данными металлографических исследований, свидетельствующих о том, что каждый (глубокий) скачок нагрузки при низкотемпературной скачкообразной деформации Al и его сплавов сопровождается образованием серии грубых следов скольжения [8].

Используя результаты регистрации электрических откликов, можно оценить вклад динамических процессов в полное приращение деформации при скачках нагрузки в Al. Для этого сопоставим амплитуду одиночных импульсов, связанных со скачкообразным приращением деформации $\delta\epsilon$, и суммарную амплитуду серий импульсов при скачке нагрузки, соответствующем $\Delta\epsilon$ (см. Рис. 7.8 и 7.10). Вклад динамических дислокационных скоплений, обеспечивающих возникновение серий импульсов, в полное приращение деформации $\Delta\epsilon$ при глубоких скачках нагрузки составляет ~1-20% для разных образцов и при разной степени деформации. Очевидно, это оценка снизу истинного вклада динамических процессов, так как чувствительность регистрирующей аппаратуры не позволяла регистрировать отклик на движение небольших скоплений ($\leq 10^2 - 10^3$ дислокаций). Полученная оценка согласуется с предложенным сценарием развития скачкообразной деформации, как совокупности динамических и термических процессов.

Отметим, что исследования электрических откликов при низкотемпературной деформации ряда других металлов (W, Mo, Re) подтвердили вывод о том, что динамические процессы, связанные с движением дислокационных скоплений и деформационных двойников, являются характерной особенностью низкотемпературной скачкообразной деформации. В этих опытах также наблюдались серии импульсов в

микросекундном диапазоне и более медленные сигналы термоэдс. В случае скачкообразной деформации, реализующейся при комнатной или повышенной температуре (AlMg, Ni₃Al), не удалось зарегистрировать эффект увлечения электронов. Однако наблюдалось повышение мощности электрического «шума», динамическую природу которого предстоит исследовать.

7.2. Статистика электрических импульсов

Наблюдение электрического отклика на скачок нагрузки в виде серии импульсов с различной амплитудой, полярностью и формой само по себе свидетельствует о коллективном характере деформационных процессов и корреляции между актами коллективного движения носителей пластичности. Измерение электрического отклика позволяет судить о протекании деформационных процессов на масштабном уровне, недоступном при регистрации деформационных кривых. Поэтому представляет интерес воспользоваться методами, применявшимися в предыдущих главах, для анализа электрических импульсов. Поскольку динамический и мультифрактальный анализ требуют длинных временных рядов, а серии содержат лишь 20-30 импульсов, в качестве первого шага на данном этапе исследований была изучена статистика импульсов, связанных, как показано выше, с эффектом увлечения электронов.

На Рис. 7.11 приведены гистограммы распределений амплитуд импульсов U для Nb и Al. Видно, что распределения качественно подобны. Нормирование функций плотности вероятности на соответствующие средние значения $\langle U \rangle$ приводит к неожиданному результату: с точностью до разброса данных зависимости совпадают (Рис. 7.12). Обратим внимание, что не только природа носителей скачкообразной деформации в Al и Nb различна, но и характерные величины скачков нагрузки и, в особенности, амплитуды импульсов существенно отличаются: $U \sim 10-100 \mu\text{V}$ (Nb) и $U \sim 0.1-1 \mu\text{V}$ (Al). Совпадение статистических закономерностей, описывающих динамические деформационные процессы,

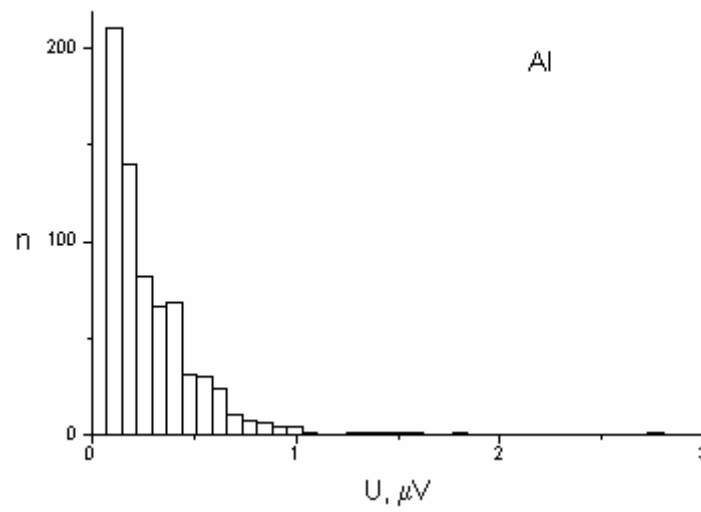
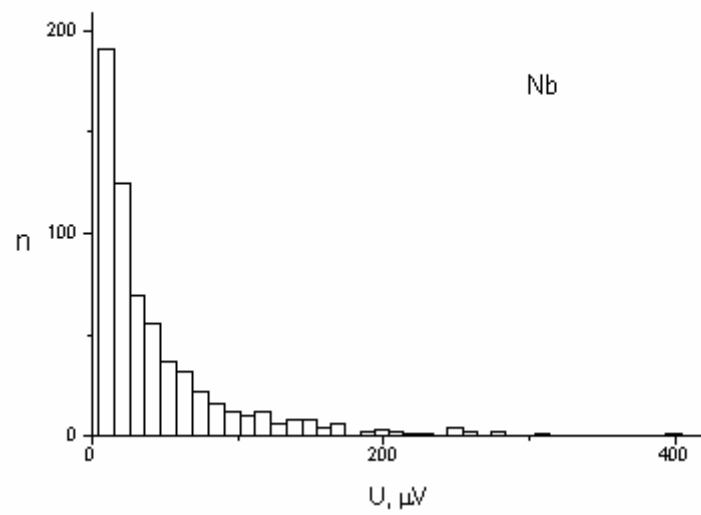


Рис. 7.11. Гистограммы распределения амплитуд электрических импульсов при двойниковании Nb и катастрофическом скольжении Al.

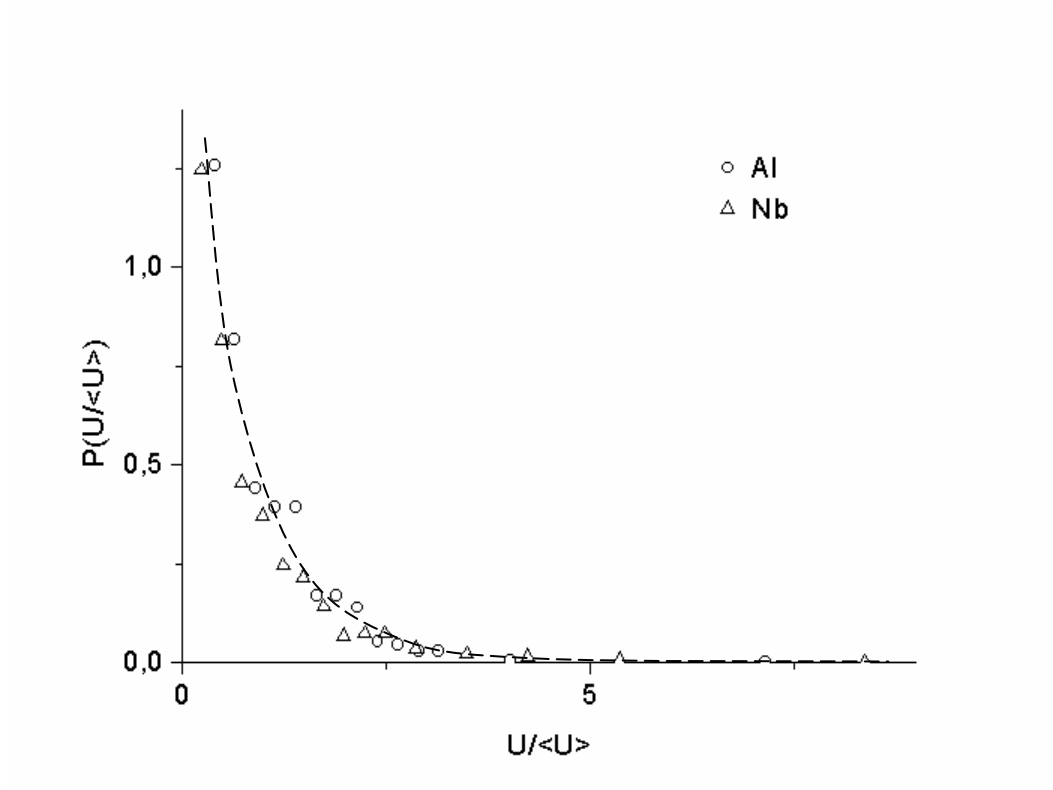


Рис. 7.12. Нормированные функции плотности распределения амплитуд электрических импульсов $P(U/\langle U \rangle)$ для Nb и Al.

разные по масштабу и характеру носителей деформации, свидетельствует об их универсальности и заставляет предположить, что динамика пластической неустойчивости обладает масштабной симметрией. Важным признаком масштабной инвариантности является степенной закон распределения характерных параметров процессов. Рассмотрим количественную зависимость функций распределения от их аргумента.

Перестроив данные Рис. 7.12 в двойных логарифмических координатах, нетрудно видеть, что в определенном интервале амплитуд импульсов ($\underline{U} = U/\langle U \rangle \leq 2$) функции плотности распределений можно описать степенной зависимостью $P(\underline{U}) \sim \underline{U}^{-\alpha}$ (Рис. 7.13) с показателем степени $\alpha \approx 1.2$. При более высоких значениях аргумента данные ложатся на более крутую степенную зависимость ($\alpha^* \approx 2.5$). Интересно, что распределения нормированных интервалов δt между импульсами следуют такому же закону с близкими значениями наклонов, $\alpha \approx 1.5$ и $\alpha^* \approx 2.2$ (Рис. 7.14). При этом не наблюдается заметной корреляции между величинами U и δt .

Степенную зависимость и схожесть функций распределения различных параметров и для разных материалов можно рассматривать как свидетельство самоорганизующейся критичности. Однако к выводу о масштабной инвариантности на основе экспериментальных данных следует подходить с осторожностью. Действительно, зависимость, построенная в двойном логарифмическом масштабе, часто может быть аппроксимирована прямой линией в некотором диапазоне аргумента в пределах экспериментальной ошибки, даже если за этим не стоит какой-либо физический механизм. И наоборот, отклонение от степенного закона, связанное, например, с конечным размером образцов, может скрыть масштабно-инвариантное поведение. Нередко, в том числе и в рассматриваемой ситуации, разброс данных не позволяет сделать надежный выбор между степенной и экспоненциальной зависимостью. Действительно, экспериментальные точки на Рис. 7.13 и 7.14 не ложатся на одну прямую. Как следствие, эти данные можно в некотором интервале удовлетворительно описать экспоненциальной функцией (напр., Рис. 7.15), означающей, что рассматриваемые динамические системы характеризуются выделенным масштабом амплитуд импульсов и

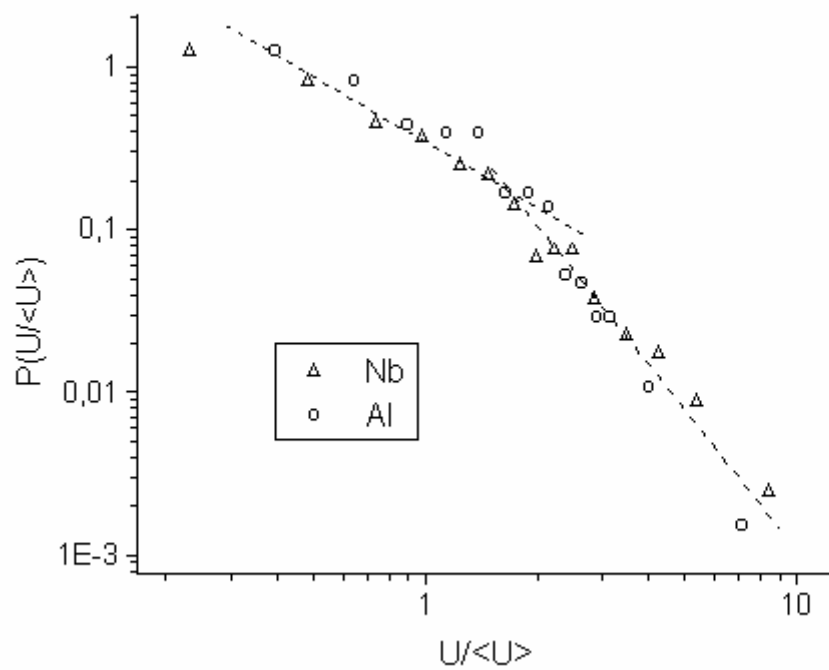


Рис. 7.13. Данные Рис. 7.12, перестроенные в двойном логарифмическом масштабе.

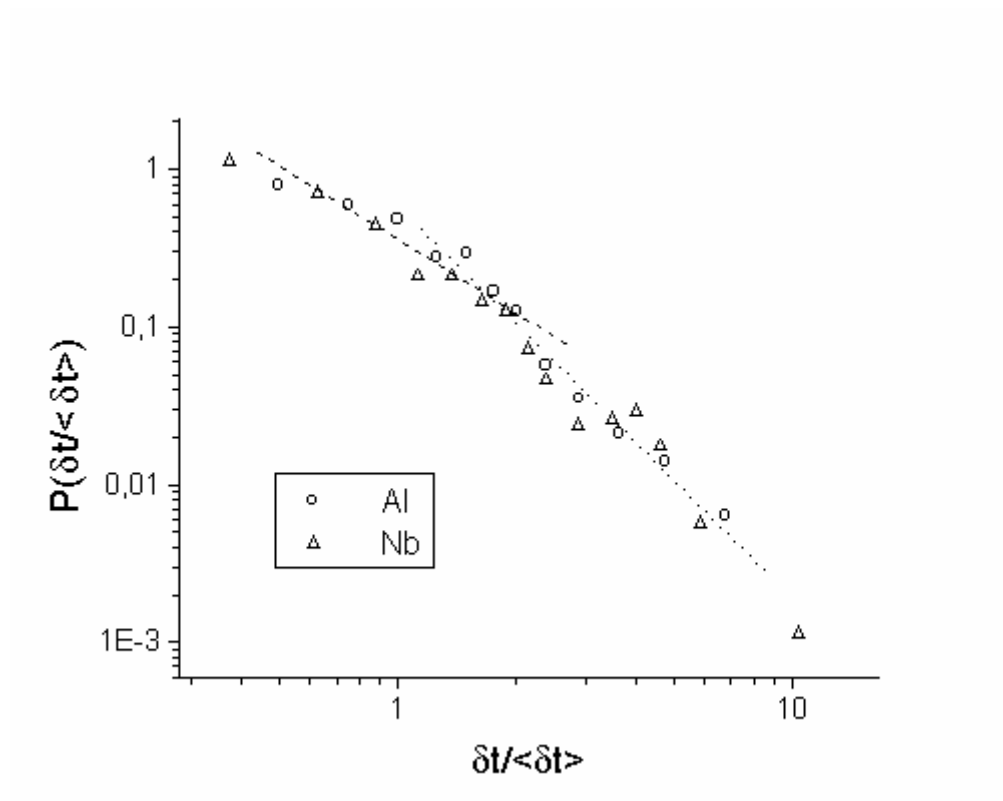


Рис. 7.14. Нормированные функции плотности распределения временных интервалов между электрическими импульсами для Nb и Al.

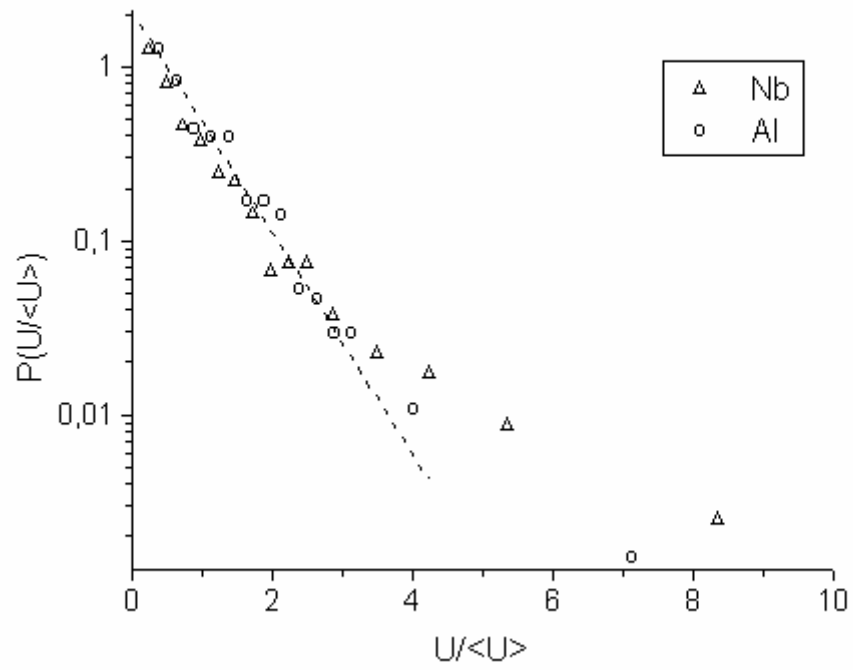


Рис. 7.15. Данные Рис. 7.12, перестроенные в полулогарифмическом масштабе.

интервалов между ними. Ни степенная, ни экспоненциальная зависимость не позволяют интерпретировать результаты во всем диапазоне изменения аргументов. В подобных ситуациях необходимо привлекать дополнительные физические соображения. В данном случае совпадения характерных масштабов при неодинаковых микроскопических механизмах деформации в Nb и Al служат аргументом в пользу предположения о масштабной симметрии. Еще одним аргументом служит то, что из-за недостаточности данных для событий (импульсов) большого масштаба трудно объяснить высокую вероятность таких событий по отношению к гипотетической кривой на Рис. 7.15. Вообще говоря, данные на Рис. 7.13 и 7.14 можно описать общими выражениями в виде степенного закона с экспоненциальным затуханием корреляции:

$$P(U) \sim U^{-\alpha} \exp(U/U_0); \quad P(\delta t) \sim \delta t^{-\alpha} \exp(\delta t / \delta t_0),$$

с $U_0 \approx 3.5$ и $\delta t_0 \approx 3.2$, соответствующими субкритическому состоянию системы. Экспоненциальное затухание может быть связано с вкладом случайных факторов или наличием характерного масштаба процессов. Последнее, с одной стороны, может быть обусловлено ограничением масштаба процессов из-за конечного размера образцов или недостаточным объемом статистической выборки для глубоких скачков нагрузки, частота появления которых мала, с другой - отражать особенности динамики системы, например, протекание различных деформационных процессов, соответствующих разным показателям степени. В данном случае статистический анализ не достаточен. По-видимому, более адекватный подход требует реализации мультифрактального анализа.

Вообще говоря, в случае самоорганизации к критическому состоянию распределение длительностей импульсов также должно подчиняться степенному закону. Однако эксперимент демонстрирует приблизительно одинаковую длительность с небольшой дисперсией. Экспериментальные данные согласуются с выводами теории [106], согласно которой длительность импульсов определяется не ходом процессов пластичности, а реакцией электронной системы. Это не должно существенно сказываться на выявляемых корреляциях, так как оценка характерного времени вязкого движения дефектов через

кристалл ($\leq 10 \mu\text{s}$) достаточно мала по сравнению с интервалами между дислокационными лавинами (импульсами). Аналогичная ситуация рассматривалась в [241] на примере модели самоорганизующейся критичности, в которой предполагался мгновенный сход лавин.

Наконец, статистика параметров собственно скачков нагрузки в рассмотренном случае имела вид нормального распределения. Кроме того, в случае Nb такой же статистике подчинялись значения суммарной амплитуды U_{Σ} электрических импульсов в сериях, нормированных на соответствующие приращения деформации $\Delta\epsilon$, что согласуется с рассуждениями в п. 7.1. Сопоставляя эти данные, можно сделать вывод, что динамические деформационные процессы, приводящие к возникновению серий импульсов, и скачки нагрузки, которые определяются суммарным действием этих процессов, подчиняются разным статистикам. Это не удивительно, поскольку интервалы между скачками (десятки секунд) на порядки превышают длительность самих скачков ($\sim 1 \text{ мс}$), так что за это время теряется корреляция между скачками.

В заключение отметим, что представленные данные не только позволяют связать возникновение электрических импульсов при низкотемпературной скачкообразной деформации металлов с эффектом увлечения электронов, но и демонстрируют возможности использования этого явления в качестве методики исследования кинетики и статистики динамических деформационных процессов. Суммируя полученные данные, можно сделать вывод, что электрические эффекты при низкотемпературной скачкообразной деформации имеют различную природу. В отсутствие процессов трещинообразования наблюдаются импульсы, обусловленные увлечением электронов при движении дефектов, а также импульсы термоэдс. Эти два типа сигналов легко различить по их кинетике. Импульсы увлечения связаны с локальной скоростью деформации в кристалле и, таким образом, характеризуют тонкую структуру скачков - деформационные процессы на уровне движения отдельных двойников или дислокационных скоплений. Исследования таких импульсов позволили сделать вывод об общности статистического поведения процессов пластической неустойчивости на разных масштабных уровнях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методы теории нелинейных динамических систем получили широкое распространение в связи с чрезвычайным разнообразием таких систем в природе и обществе. В физике пластичности эти методы лишь начинают использоваться. В представленной диссертации приведено несколько примеров того, как применение новых подходов позволяет ответить на некоторые вопросы, касающиеся хорошо известных явлений и не получившие ответа в рамках микроскопической теории дислокаций.

Сопоставление статистики деформационных процессов, происходящих в условиях реализации разных микроскопических механизмов или относящихся к разным масштабным уровням, позволило обнаружить универсальные свойства явления скачкообразной деформации. При некоторых условиях деформации наблюдаются степенные корреляции, управляющие ее динамикой. В физике пластичности часто встречаются степенные законы, являющиеся признаком масштабной симметрии. Существование симметрии – это всегда подарок исследователю, поскольку может позволить упростить задачу или предсказать поведение, не решая задачу явным образом. В некоторых случаях эмпирически найденный закон оказывается верен независимо от предлагаемого микроскопического объяснения или в более широком диапазоне, чем это предсказывается микроскопической теорией. Для других явлений не удастся найти микроскопическое объяснение, или оно оказывается неверным (многочисленные примеры можно найти в работе [174]). Можно полагать, что степенной закон нередко является следствием коллективного поведения, а не индивидуального характера элементарных актов пластичности.

Пространственно-временная картина пластического течения зависит от характера пространственной связи в неоднородно деформирующемся кристалле. Исследования эффекта ПЛШ показали, что в этом случае основную роль играет упруго-пластическая связь, обусловленная несоответствием локальных деформаций в кристалле. Важным результатом является вывод о зависимости силы связи от предыстории образца и условий деформации.

Можно надеяться, что, учитывая этот факт, удастся объяснить разнообразные проявления пластической неустойчивости, включая детерминированный хаос, возникновение которого экспериментально доказано в диссертации на примере эффекта Портевена-Ле Шателье. Более того, микроскопические механизмы, например, явление двойного поперечного скольжения дислокаций, также дают вклад в распространение деформации в кристалле на дислокационном масштабе. Это подчеркивает важность изучения иерархии масштабов деформационных процессов при скачкообразной деформации.

В этой связи обратим внимание на довольно неожиданный факт - наблюдение качественного подобия статистического поведения скачкообразной деформации различных материалов. Действительно, микроскопический механизм, контролирующий параметры скачков нагрузки при низкотемпературном катастрофическом скольжении, связан с локальным разогревом образца в области деформации, приводящим к формированию дислокационной лавины. По сравнению с эффектом ПЛШ, здесь появляется новый механизм пространственной корреляции, отличающийся характерным масштабом, который в данном случае определяется скоростью распространения тепла в образце. Наконец, двойникование является специфическим механизмом пластической неустойчивости, в котором, могут существенную роль играть микроскопические масштабные уровни. Таким образом, для решения вопроса о взаимоотношении различных масштабов, участвующих в кооперативных деформационных процессах, необходим комплексный подход. Особый интерес представляет мультифрактальный анализ, объединяющий свойства статистического и динамического методов анализа. Он является статистическим в смысле анализа распределения меры и динамическим, так как оцениваются фрактальные размерности динамического аттрактора.

В представленной диссертации была выполнена широкая программа исследований явления пластической неустойчивости, основанных на описанном подходе. Основные результаты работы заключаются в следующем:

Исследованы динамические режимы, реализующиеся при неустойчивом пластическом течении (скачкообразной деформации), переходы между различными режимами и корреляция деформационных процессов в зависимости от микроскопических механизмов неустойчивости и экспериментальных условий: температуры и скорости деформации, микроструктуры и геометрии образцов.

1. Экспериментально исследовано сложное пространственно-временное поведение эффекта Портевена - Ле Шателье в сплаве Al-Mg. Проведен комплексный анализ кривых скачкообразной деформации, основанный на методах теории динамических систем и включающий статистический, динамический и мультифрактальный анализ.

Установлено соответствие между известной феноменологической таксономией типов эффекта ПЛШ, его статистическими свойствами и динамикой деформационных полос. Показано, что переходы между известными типами эффекта при варьировании экспериментальных условий связаны с изменением характера статистических распределений параметров скачков нагрузки. В общем случае локализация полос деформации соответствует распределениям с максимумом, а распространение полос – степенной статистике. Степенное поведение может также наблюдаться в режиме локализации в узком диапазоне условий деформации. Наблюдение степенной статистики свидетельствует о том, что пластическая неустойчивость может быть описана в рамках концепции неравновесных критических явлений.

Показано, что экспериментально доступная физическая величина, а именно, напряжение пластического течения, в значительной степени определяет наблюдаемую корреляцию между типом деформационных кривых и статистикой скачков нагрузки.

Обнаружено критическое поведение эффекта ПЛШ в смысле масштабной инвариантности процессов, приводящих к скачкам деформирующего напряжения. Вывод об отсутствии характерного масштаба процессов пластичности следует из наблюдения статистических распределений параметров скачков напряжения, подчиняющихся

степенному закону. Сделан вывод о возникновении самоорганизующегося критического состояния при высокой скорости деформации или низкой температуре.

Обнаружен переход между состоянием СОК, соответствующим бесконечному числу степеней свободы, и детерминированным хаосом, при котором динамика системы описывается несколькими коллективными степенями свободы. Предложена качественная интерпретация с точки зрения конкурирующих механизмов, оперирующих на разных масштабных уровнях, локальном и глобальном, и вовлекающих нелокальные эффекты. Анализ корреляционной размерности и экспоненциальной расходимости траекторий в фазовом пространстве, восстановленном по кривым деформации, показывает, что хаос соответствует размерности пространства, равной 6. Поэтому наиболее вероятно, что физическими объектами, отвечающими коллективным степеням свободы, являются различные подсистемы дефектов, участвующих в деформации.

Найдена особенность на зависимостях параметров мультифрактального спектра деформационных кривых от скорости деформации. Резкое увеличение ширины мультифрактального спектра соответствует переходу между локализацией деформационных полос, отвечающей детерминированному хаосу, и их распространением, идентифицируемым с состоянием СОК. Такая комбинация свойств не наблюдалась экспериментально в других физических системах. С формальной точки зрения обнаруженное поведение напоминает мультифрактальные свойства перехода Андерсона в неупорядоченных системах. Однако, это первый пример обнаружения перехода между локализованными и делокализованными состояниями с помощью мультифрактального анализа чисто экспериментальных данных.

2. Исследована низкотемпературная скачкообразная деформация сплава Cu-Be. Сопоставлена статистика деформационных процессов, протекающих при низких температурах и в условиях неустойчивости ПЛШ.

Установлено, что статистика скачков нагрузки в условиях неустойчивости ПЛШ и низкотемпературной скачкообразной деформации подчиняется общим закономерностям.

Обнаружено, что при повышении скорости деформации происходит переход от колоколообразных статистических распределений параметров скачков нагрузки к степенной статистике, свидетельствующей о критическом поведении дислокационного ансамбля. Исследования соотношений между критическими показателями показали, что степенные корреляции, управляющие динамикой низкотемпературной скачкообразной деформации, соответствуют самоорганизующейся критичности. Положение переходной области зависит от микроструктуры образца, связанной с его предысторией и изменяющейся в результате деформационного упрочнения.

Показано, что пластическая неустойчивость демонстрирует более сложное поведение по сравнению с другими протяженными системами с большим числом степеней свободы и пороговой динамикой, в которых возникают степенные корреляции процессов. Наиболее вероятной причиной этого является существование характерных масштабов, определяемых особой N-образной формой функции скоростной чувствительности напряжения течения, характеризующей как эффект ПЛШ, так и низкотемпературную деформацию.

3. Исследованы электрические эффекты различной природы, сопровождающие низкотемпературную деформацию ряда металлов, протекающую по различным микроскопическим механизмам.

Обнаружен и исследован эффект увлечения электронов проводимости в условиях низкотемпературного деформационного двойникования Nb и катастрофического скольжения Al. Это дало возможность получить новую информацию об элементарных процессах, приводящих к формированию скачков нагрузки, о микроскопических механизмах низкотемпературной скачкообразной деформации, а также о статистике деформационных процессов на разных масштабных уровнях.

Показано, что скачкообразная деформация Al определяется взаимосвязанными процессами динамического и термоактивационного движения дислокаций. Динамические процессы движения дислокационных скоплений со скоростью, близкой к скорости звука в металле, инициируют термостимулированное формирование дислокационной лавины.

Показано, что такие динамические процессы являются характерной особенностью низкотемпературной деформации различных металлов, однако их вклад в полное приращение деформации в моменты скачков нагрузки может быть невелик.

Обнаружено, что статистика электрических сигналов описывается одинаковой зависимостью в случае двойникования и дислокационного скольжения. Плотности функций распределения параметров импульсов в некотором интервале подчиняются степенному закону. Эти данные подтверждают существование универсальных закономерностей явления скачкообразной деформации.

4. Построена компьютерная модель эффекта Портевена - Ле Шателье, основанная на микроскопическом свойстве отрицательной скоростной чувствительности напряжения течения, отвечающем за временную неустойчивость деформации, и мезоскопической неоднородности течения, приводящей к сложной пространственной картине локализации деформации. Предложенная модель хорошо воспроизводит основные динамические и статистические свойства эффекта ПЛШ: сложную эволюцию напряжения течения, типы деформационных кривых, динамику деформационных полос и статистику скачков нагрузки, включая качественные изменения, наблюдаемые при варьировании экспериментальных условий.

Построены «карты» эффекта ПЛШ, описывающие переходы между различными динамическими режимами эффекта в пространстве экспериментальных параметров и параметров модели. С помощью численного моделирования предсказано качественное изменение характера статистики эффекта ПЛШ при повышении температуры, в дальнейшем подтвержденное экспериментально.

Показано, что в условиях эффекта ПЛШ динамика такой сложной системы как дислокационный ансамбль, определяется двумя фундаментальными факторами: нелинейностью сопротивления течению и неоднородностью деформации, выравнивание которой происходит за конечное время благодаря конечной жесткости пространственной связи в образце. Влияние экспериментальных условий и характеристик образцов на сложное

пространственно-временное поведение эффекта ПЛШ объяснено в рамках единого динамического механизма.

На основании сопоставления совокупности экспериментальных данных с результатами моделирования установлено, что пространственные корреляции в неоднородно деформирующемся кристалле, в основном, определяются упруго-пластической связью, обусловленной несоответствием локальных деформаций в кристалле. Особенно важен вывод о пластической релаксации силы связи, и, следовательно, ее зависимости от предыстории образца и условий деформации. Это позволяет объяснить разнообразные проявления эффекта ПЛШ.

Объем диссертации – 248 страниц. В том числе, диссертация содержит 78 рисунков и 3 таблицы.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить признательность сотрудникам ИФТТ РАН, чье внимание и поддержка способствовали выполнению работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ж. Фридель, *Дислокации*, М., Мир, 1967.
2. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, М., Атомиздат, 1972.
3. L.P. Kubin, *Dislocation Patterning*, in *Materials Science and Technology*, Vol. 6 (ed. H. Mughrabi), VCH, Weinheim, 138-187 (1993).
4. Г.А. Малыгин, *Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах*, ФТТ, **37**, 1, 3-42 (1995).
5. Г.А. Малыгин, *Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов*, УФН, **169**, 9, 979-1010 (1999).
6. H. Neuhauser, *Slip-line formation and collective dislocation motion*, in *Dislocations in Solids*, Ch. 31, ed. F.R.N. Nabarro, North-Holland Publishing Company (1983).
7. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, М., Металлургия, 1975.
8. О.В. Клявин, *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*, М., Наука, 1987.
9. L.P. Kubin, Y. Estrin, *Evolution of dislocation densities and the critical conditions for the Portevin-Le Chatelier effect*, *Acta metall. mater.*, **38**, 5, 697-708 (1990).
10. Y. Estrin, L.P. Kubin, *Spatial coupling and propagative plastic instabilities*, in *Continuum Models for Materials with Microstructure*, ed. by H.-B. Muhlhaus, Wiley & Sons, N.Y., 395-450 (1995).
11. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах*, М., Мир, 1979.
12. Г. Хакен, *Синергетика*, М., Мир, 1980.
13. Y. Brechet, *Plasticity: looking towards physics?*, *J. Phys. III*, **4**, 1011-1016 (1994).
14. В.С. Бобров, М.А. Лебедин, *Электрические эффекты при низкотемпературном двойниковании ниобия*, *Письма в ЖЭТФ*, **38**, 7, 334-336 (1983).
15. M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi, J. Weiss, J.-R. Grasso, *Intermittent dislocation flow in viscoplastic deformation*, *Nature*, **410**, 667-671 (2001).
16. J.P. Eckmann, S.O. Kamphorst, D. Ruelle, S. Ciliberto, *Lyapunov exponents from time series*, *Phys. Rev. A*, **34**, 4971-4979 (1986).
17. H.D.I. Abarbanel, R. Brown, J.J. Sidorowich, L.Sh. Tsimring, *The analysis of observed chaotic data in physical systems*, *Rev. Mod. Phys.*, **65**, 4, 1331-1392 (1993).
18. T. C. Halsey, M. H. Jensen, L. P. Kadanoff, I. Procaccia and B. I. Shraiman, *Fractal measures and their singularities: The characterization of strange sets*, *Physical Review A*, **33**, 2, 1141-1151 (1986).

19. Г.Г. Малинецкий, А.Б. Потапов, *Современные проблемы нелинейной динамики*, М., Эдиториал УРСС, 2000.
20. М.В.Классен-Неклюдова, *Механическое двойникование кристаллов*, М., Издат. АН СССР, Москва, 1960.
21. A. Le Chatelier, *Influence du temps et de la temperature sur les essais au choc*, Rev. de Métallurgie, **6**, 914-917 (1909).
22. A. Portevin, F. Le Châtelier, *Heat Treatment of Aluminum-Copper Alloys*, Transactions of American Society for Steels Treating, **5**, 457-478 (1924).
23. Н.А. Конева, Э.В. Козлов, Л.И. Тришкина, *Классификация дислокационных структур*, Металлофизика, **13**, 10, 49-58 (1991).
24. В.С. Иванова, *От дислокаций к фракталам*, Материаловедение, №12, 19-25 (2000).
25. M. Zaiser, K. Bay, P. Hähner, *Fractal analysis of deformation-induced dislocation patterns*, Acta mater., **47**, 8, 2463-2476 (1999).
26. А.Коттрелл, *Дислокации и пластическое течение в кристаллах*, М., Мир, 1957.
27. Basinski Z.S. *The instability of plastic flow of metals at very low temperatures*, Proc. Roy. Soc., **240**, 1221, 229-242 (1957).
28. А. Зегер, *Механизм скольжения и упрочнения в кубических гранецентрированных и гексагональных плотноупакованных металлах*, в кн. Дислокации и механические свойства кристаллов (М.: ИЛ), 179-268 (1960).
29. Wessel E.T. *Some exploratory observation of the tensile properties of metals at very low temperatures*, Trans. ASM, **49**, 149-172 (1957).
30. Б.Я.Любов, Ю.А.Осипьян. *О кинетике изотермического мартенситного превращения вблизи абсолютного нуля*, ДАН, **101**, 5, 853-856 (1955).
31. Fracture, Vols I-VII, H. Leibowitz, Ed. (Academic Press, N.Y., 1984).
32. F. Louchet, M.A. Lebyodkin, *A general approach for stress anomalies and plastic instabilities in intermetallics*, Materials Science & Engineering, **A239-240**, 804-807 (1997).
33. F. Louchet, M.A. Lebyodkin, *Serrated flow associated with strength anomalies: a new type of plastic instability?* Intermetallics, **6**, 593-596 (1998).
34. E.W. Hart, Acta metall., **15**, 351 (1967).
35. Y. Estrin, L.P. Kubin, *Plastic Instabilities: Phenomenology and Theory*, Materials Science and Engineering, **A137**, 125-134 (1991).
36. Y. Estrin, *Classification of plastic instabilities by linear stability analysis*, Solid State Phenomena, **3&4**, 417-428 (1988).
37. U.F. Kocks, *Kinetics of nonuniform deformation*, in Progr. in Materials Science, Chalmers Anniversary Volume, Pergamon Press, Oxford, V. 19, 185-241 (1981).

38. S.L. Semiatin, J.J. Jonas, *Formability and workability of metals. Plastic instability and flow localization*. ASM, Metals Park, Ohio, 1984.
39. V.I. Eremin, V.D. Natsik, *Criterion for instability of thin samples under tension*, Scripta Met. et Mater., **26**, 47-52 (1992).
40. Дж.Ф. Белл, *Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел*, М., Наука, 1984.
41. Г.А. Малыгин, *Низкотемпературная неустойчивость пластической деформации металлов*, ФММ, **40**, 1, 21-28 (1975).
42. B.J. Brindley, P.J. Worthington, *Yield-point phenomena in substitutional alloys*, Metallurgical Reviews, **15**, 101-114 (1970).
43. A.W. McReinolds, *Plastic deformation waves in aluminum*, Metals transactions, 32-45 (1949).
44. K. Chihab, Y. Estrin, L.P. Kubin, J. Vergnol, *The Kinetics of the Portevin-Le Chatelier Effect in an Al-5at%Mg Alloy*, Scripta metall., **21**, 203-208 (1987).
45. L.J. Cuddy, W.C. Leslie, *Some aspects of serrated yielding in substitutional solid solutions of iron*, Acta Metall., **20**, 1157-1167 (1972).
46. P. Rodriguez, *Serrated plastic flow*, Bull. Mater. Soc., **6**, 4, 653-663 (1984).
47. R.B. Schwarz, L.L. Funk, *Kinetics of the Portevin-Le Chatelier effect in Al6061 alloy*, Acta metall., **33**, 2, 295-307 (1985).
48. E. Pink, *The effect of precipitates on characteristics of serrated flow in AlZn5Mg1*, Acta Metall., **37**, 1773-1781 (1989).
49. A.H. Cottrell, in: *Dislocations and plastic flow in crystals*, University Press, Oxford, p. 147 (1953).
50. P.G. McCormick, *A model for the Portevin-Le Chatelier in substitutional alloys*, Acta Metall., **20**, 351 (1972).
51. A. van den Beukel, *Theory of the effect of dynamic strain ageing on mechanical properties*, Phys. Stat. Sol. (a), **30**, 197-206 (1975).
52. Y. Estrin, L.P. Kubin, *Collective dislocation behaviour in dilute alloys*, J. Mech. Behavior Mater., **2**, 255-292 (1989).
53. N. Louat, *On the theory of the Portevin-Le Chatelier effect*, Scripta metall., **15**, 11, 1167-1170 (1981).
54. A.H. Cottrell, B.A. Bilby, *Dislocation theory of yielding and strain ageing of Iron*, Proc. Phys. Soc. London, **A62**, 49-62 (1949).
55. A. Kalk, Ch. Schwink, *On sequences of alternate stable and unstable regions along tensile deformation curves*, Physica status solidi (a), **172**, 1, 133-144 (1992).
56. P. Penning, *Mathematics of the Portevin-Le Chatelier effect*, Acta metall., **20**, 1169-1175 (1972).

57. L.P. Kubin, Y. Estrin, *The Portevin-Le Chatelier Effect in Deformation with Constant Stress Rate*, Acta metall., **33**, 397-407 (1985).
58. L.P. Kubin, K. Chihab, Y. Estrin, *The rate dependence of the Portevin-Le Chatelier effect*, Arta Metall., **36**, 2707-2718 (1988)
59. P.G. McCormick, *Theory of flow localisation due to dynamic strain ageing*, Acta metall., **36**, 12, 3061-3067 (1988).
60. P.G. McCormick, in Modeling the deformation of crystalline solids, eds. T.C. Lowe et. al., TMS, p. 293 (1991).
61. А.А. Андронов, А.А. Витт, С.Э. Хайкин, *Теория колебаний*, 2-е изд., М. Физматгиз, (1959).
62. Дж. Ганн, *Эффект Ганна*, Успехи Физических Наук, **89**, 1, 147-160 (1966).
63. М.А. Lebyodkin, Y. Brechet, Y. Estrin, L.P. Kubin, *Dynamical strain ageing and stick slip instabilities: a parallel approach and statistical study*, Solid State Phenomena, **42-43**, 313 (1995).
64. Н.М. Zbib, E.C. Aifantis, *On the Localization and Post Localization Behavior of Plastic Deformation-I. On the Initiation of Shear Bands*, Res Mechanica, **23**, 261-277 (1988).
65. P.G. McCormick, S. Venkadesan, C.P. Ling, *Propagative instabilities: an experimental view*, Scripta Metallurgica et Materialia, **29**, 1159-1164 (1993).
66. P. Hähner, *A modelling of propagative plastic instabilities*, Scripta metall. mater., **29**, 1171 (1993)
67. L.P. Kubin, *Strain and Strain Rate Softening Instabilities: Length Scales and Spatial Couplings*, Key Engineering Materials (ISPMA 6 Proceedings, Prague), **97-98**, 219-234, (1994).
68. M. Zaiser, P. Hähner, *Oscillatory modes of plastic deformation: theoretical concepts*, Phys. stat. sol. (b), **199**, 267-330 (1997).
69. L.P. Kubin, C. Fressengeas, G. Ananthakrishna, *Collective behavior of dislocations in plasticity*, in Dislocations in Solids, Vol. 11, eds. F.R.N. Nabarro and J.P. Hirth, Elsevier Science B.V., 2001, in press.
70. H. Neuhaüser, A. Hampel, *Observation of Luders bands in single crystals*, Scripta metall. mater., **29**, 9, 1151-1157 (1993).
71. D. Eshelby, in: Progress in Solid Mechanics 2, eds. I.N. Sneddon and R. Hill, North-Holland, Amsterdam, p. 89 (1961).
72. P. W. Bridgman, *Studies in large plastic flow and fracture*, McGraw-Hill, N.Y., p. 9 (1952).
73. G. Canova, L.P. Kubin, Y. Brechet, in Large Plastic Deformations, eds. C. Teodosiu et al., A.A. Balkema, Rotterdam, p. 27 (1993).
74. Yu. Estrin, in Non Linear Phenomena in Material Science, ed. L.P.Kubin and G.Martin, Trans. Tech. Publ., Aedersmannsdorf, Switherland, p. 417 (1988).

75. P. Hähner, *Theory of solitary plastic waves. Part I: Luders bands in polycrystals*, Appl. Phys. A, **58**, 1, 41-48 (1994).
76. P. Hähner, Appl. Phys. A, *Theory of solitary plastic waves. Part II: Luders bands in single glide-oriented crystals*, **58**, 1, 49-58 (1994).
77. Yu. Estrin, L.P. Kubin, E.C. Aifantis, *Introductory Remarks to the Viewpoint Set on Propagative Plastic Instabilities*, Scripta metall. mater., **29**, 1147-1150 (1993).
78. G. Dee, J.S. Langer, *Propagating pattern selection*, Phys. Rev. Lett., **50**, 383-386 (1983).
79. H.M. Zbib, E.C. Aifantis, *A gradient dependent model for the Portevin – Le Chatelier effect*, Scripta metall., **22**, 1331-1336 (1988).
80. V. Jeanclaude, C. Fressengeas, *Propagating Pattern Selection in the Portevin - Le Chatelier Effect*, Scripta metall. Mater., **29**, 1177-1182 (1993).
81. A. Karimi, Doctoral Thesis, Ecole des Mines de Paris, 1981.
82. S. Bakir, Doctoral Thesis, Universite de Metz, 1995.
83. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *Изучение механических свойств твердых тел, особенно металлов, при температурах 4.2 К абсолютных и ниже*, ФММ, **8**, 6, 922-927 (1959).
84. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, *О прерывистом характере пластической деформации при низких температурах*, ФТТ, **3**, 920-925 (1961).
85. Н.Н. Давиденков, *Кинетика образования зубцов на диаграммах деформации*, ФТТ, **3**, 8, 2459-2465 (1961).
86. E. Kuramoto, S. Takeuchi, T. Suzuki, *Plastic Instability of Ta Single Crystals Compressed at 4.2 K*, J. Phys. Soc. Japan, **34**, 5, 1217-1225 (1973).
87. R. Schwartz, J. Mitchell, *Dynamic dislocation phenomena in single crystals of Cu-10.5at.%Al alloys at 4.2 K*, Phys. Rev. B, **9**, 3292-3299 (1974).
88. Y. Estrin, K. Tangri, *Thermal mechanism of the anomalous temperature dependence of the flow stress*, Scripta metall., **15**, 1323-1328 (1981).
89. S.N. Komnik, V.V. Demirski, *Study of the Instability of Plastic Flow in Cu+14at.%Al Single Crystals at Low Temperatures*, Cryst. Res. Technol., **19**, 863 (1984).
90. S.N. Komnik, V.V. Demirski, V.I. Startsev, *Low temperature instability of plastic flow of alloys*, Czech. J. Phys.B, **35**, 230-234 (1985).
91. V. Gröger, J. Kohout, M.A. Lebyodkin, L.R. Dunin-Barkovskii, *Onset of discontinuous flow in Cu-Be alloys*, Solid State Phenomena, **97&98**, 251-256 (1994).
92. Г.К. Баранова, В.С. Бобров, Ч.В. Копецкий, Г.И. Сальников, *Двойникование при низких температурах и изменение магнитных свойств сверхпроводящего ниобия в процессе деформации*, ЖЭТФ, **77**, 1, 257-269 (1979).
93. V.V. Demirski, S.N. Komnik, *On the Kinetics of Stress Jumps During Plastic Deformation of Crystals*, Acta Met., **30**, 2227-2232 (1982).

94. S.V. Lubenets, V.I. Startsev, L.S. Fomenko, *Dynamics of twinning in metals and alloys*, Phys.Stat.Sol.A, **92**, 1, 11-55 (1985).
95. A.M. Dolgin, V.Z. Bengus, *Kinetics of High Velocity Processes of Low-Temperature Jump-Like Deformation of Niobium*, **94**, 2, 529-535 (1986).
96. V.S. Bobrov, M.A. Lebyodkin, *Twins and properties of classic and high- T_c superconductors* Materials Science & Engineering, **A164**, 449-453 (1993).
97. В.Н. Рожанский, *Неравномерности пластической деформации кристаллов*, УФН, **LXV**, 3, 388-406 (1958).
98. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Электрические эффекты при низкотемпературной скачкообразной деформации алюминия*, ФТТ, **31**, 120-126 (1989).
99. М.А. Lebyodkin, V. Ya. Kravchenko, V.S. Bobrov, *Effect of electron entrainment at low temperature deformation of metals: kinetics and statistics of dynamical processes*, Physica B, **165&166**, 267-268 (1990).
100. V.S. Bobrov, V. Ya. Kravchenko, M.A. Lebyodkin, *Low temperature deformation processes in metals: kinetic and statistic properties observed by means of electronic responses*, Materials Sci. & Eng., **A164**, 252-254 (1993).
101. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Роль динамических процессов при низкотемпературной скачкообразной деформации алюминия*, ФТТ, **35**, 7, 1881-1889 (1993).
102. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Анизотропия и полярность увлечения электронов при деформационном двойниковании ниобия*, ФТТ, **35**, 7, 1890-1896 (1993).
103. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, *Скоростная зависимость дискретности скольжения и параметров упрочнения в алюминии при низких температурах*, Проблемы прочности, № 11, 38-44 (1971).
104. М.А. Lebyodkin, V.S. Bobrov, *Role of Dynamical Processes at Discontinuous Deformation of Aluminum*, Solid State Phenom., **35-36**, 411-416 (1994).
105. В.Я. Кравченко, *О возможности наблюдения движения дислокаций в проводящих кристаллах по электрическим эффектам*, ФТТ, **9**, 4, 1050-1057 (1967).
106. В.Я. Кравченко, *Электрический отклик на нестационарную пластическую деформацию в металлах*, ЖЭТФ, **106**, 4(10), 1185-1204 (1994).
107. L.P. Kubin, B. Jouffrey, *On low temperature plastic instability in pure niobium single crystals*, Phil. Mag., **24**, 188, 437-449 (1971).
108. G.A. Malygin, *The Low-Temperature Instability of Plastic Flow*, Phys. Stat. Sol. (b), **61**, 1, K45-K48 (1974).
109. Б.В. Петухов, Ю.З. Эстрин, *Критерий неустойчивости термически активируемой пластической деформации*, ФТТ, **17**, 2041-2044 (1975).

110. И.С. Житомирский, И.Н. Нечипоренко, *To the theory of jump-like plastic deformations of polycrystals at low temperatures*, ФНТ, **4**, 8, 1053-62 (1978).
111. Y. Estrin, L.P. Kubin, *Thermomechanical Instability of Low Temperature Plastic Flow*, in Continuum Models of Discrete Systems 4, eds. O. Brulin, R.K.T. Hsieh, North-Holland Publ. Comp., 13-20 (1981).
112. L.P. Kubin, Ph. Spiesser, Y. Estrin, *Computer simulation of the low temperature mutability of plastic flow*, Acta Metall., **30**, 385-394 (1982).
113. Kupin L.P., Estrin Yu., *Thermal effects in low-temperature deformation: the response to strain rate changes*, Cryst.Res.& Technol., **19**, 6, 863-862 (1984).
114. L.P. Kubin, Y. Estrin, Ph. Spiesser, *Low-Temperature Plastic Deformation of Metals and the Bifurcation Theory*, Res. Mechanica, **10**, 25-38 (1984).
115. Г.А. Малыгин, *Тепловой механизм неустойчивой деформации металлов при низких температурах*, ФММ, **63**, 5, 864-875 (1987).
116. V. Obst, *Basic Aspects of Tensile Properties*, in Handbook of Applied Superconductivity, Ed. V. Seeber, IOP Publishing LTD, 969-993 (1998).
117. В.В. Пустовалов, *Влияние сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию металлов и сплавов*, ФНТ, **26**, 6, 515-535 (2000).
118. Y. Brechet, Yu. Estrin, *On a pseudo-Porter-Le Chatelier effect*, Scripta Metall. Mater., **31**, 2, 185-190 (1994).
119. В.С. Бобров, И.В. Виденский, *Материалы XX Всесоюзн. Совещ. По Физ. Низк. темп., Черногловка, часть 3*, 79-81 (1979).
120. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *Влияние сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию алюминия*, ФНТ, **5**, 12, 1433-1439 (1979).
121. В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *Пластическая деформация и сверхпроводящие свойства при температурах 0.5-4.2 К*, ФММ, **62**, 171-179 (1986).
122. M. Zaiser, *The Influence of Strain-Rate Fluctuations on the Stability of Low-Temperature Plastic Deformation*, Acta mater., **45**, 4, 1695-1704 (1997).
123. Б.В. Петухов, *Статистическая модель скачкообразной деформации*, ФТТ, **19**, 7, 2058-2063 (1977).
124. M. Zaiser, *Stability criteria for plastic deformation at low temperatures*, Scripta metall., **32**, 1261-1268 (1995).
125. P. Hähner, *A theory of dislocation cell formation based on stochastic dislocation dynamics*, Acta mater., **44**, 6, 2345-2352 (1996).
126. B.J. Show, *Twinning in niobium, a continuous nucleation theory*, Met. Trans., **4**, 4, 1003-1009 (1973).

127. Yu. A. Ossipyan, V. F. Petrenko, A. V. Zaretskii, R. W. Whitworth, *Properties of II-VI semiconductors associated with moving dislocations*, Adv. in Phys., 35, 2, 115-88 (1986).
128. Ю. И. Головин, А. А. Шибков, *Fast electrical processes and dynamics of dislocations in plastically deformed alkali halide crystals*, ФТТ, 28, 11, 3492-3499 (1986).
129. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *Электронное торможение дислокаций в кристаллах*, УФН, **111**, 4, 655-682 (1973).
130. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *Динамическое торможение дислокаций*, УФН, **115**, 1, 3-39 (1975).
131. Электроны проводимости, ред. М.И. Каганов, В.С. Эдельман, М., Наука, 1985.
132. В.Я. Кравченко, *Влияние электронов на торможение дислокаций в кристаллах*, ФТТ, **8**, 3, 927-935 (1966).
133. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *Электронное торможение источников упругого поля и электропроводность металла*, ЖЭТФ, **64**, 5, 1808-1815 (1973).
134. A.K. Das, *Damping of a Kinked Dislocation by Electrons in Metals at Low Temperatures*, Phys.Stat.Sol.B, **138**, 2, 483-492 (1986).
135. В.Я. Кравченко, *О влиянии магнитного поля на электронное торможение дислокаций*, Письма в ЖЭТФ, **12**, 11, 551-554 (1970).
136. В.Д. Нацик, Л.Г. Потемкина, *Влияние квантующего магнитного поля на торможение дислокаций электронами проводимости в металлах*, ЖЭТФ, **67**, 1(7), 240-249 (1974).
137. А.М. Гришин, Э.А. Капер, Э.М. Фельдман, *Электронное торможение дислокаций в магнитном поле*, ФНТ, **6**, 9, 1185-1194 (1980).
138. М.И. Каганов, В.Д. Нацик, *Особенности электронного торможения дислокаций в сверхпроводниках*, Письма в ЖЭТФ, **11**, 6, 550-553 (1970).
139. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друзинский, И.И. Фалько, *Электронная компонента силы трения дислокаций в сверхпроводнике*, ФММ, **33**, 1, 5-17 (1972).
140. В.Я. Кравченко, *Воздействие направленного потока электронов на движущиеся дислокации*, ЖЭТФ, **51**, 6(12), 1676-1688 (1966).
141. В.Б. Фикс, *О взаимодействии электронов проводимости с одиночными дислокациями в металлах*, ЖЭТФ, **80**, 6, 2313-2316 (1981).
142. В.Б. Фикс, *Увлечение и торможение подвижных дефектов в металлах электронами проводимости*, ЖЭТФ, **80**, 4, 1539-1542 (1981).
143. Yu.A. Ossipyan, V.S. Bobrov, *The Electron-Dislocation Interaction and Electronic Effects at Low-Temperature Deformation*, Cryst. Res. & Technol., **19**, 6, 827-838 (1984).
144. Д.Н. Большуткин, Б.И. Веркин, В.А. Десненко, В.Я. Ильичев, Е.М. Медведев, *Низкотемпературная деформация меди и алюминия в магнитных полях до 27 кЭ*, ФНТ, **1**, 11, 1413-1419 (1975).

145. В.И. Гостищев, Р.А. Глинник, М.Л. Петровский, В.Н. Хазов, *Влияние магнитного поля на пластическую деформацию алюминия при 4.2 К*, Письма в ЖЭТФ, **30**, 2, 102-106 (1979).
146. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *Электронное торможение дислокаций в алюминии в магнитном поле*, ФТТ, **27**, 5, 1285-1290 (1985).
147. О.А. Троицкий, *Электромеханический эффект в металлах*, Письма в ЖЭТФ, **10**, 1, 18-22 (1969).
148. S.K. Varma, L.R. Cornwell, *The Electroplastic Effect in Aluminum*, Scripta metall., **13**, 8, 733-738 (1979).
149. Ю.И. Бойко, Я.Е. Гегузин, Ю.И. Клиничук, *Увлечение дислокаций электронным ветром в металлах*, ЖЭТФ, **81**, 6(12), 2175-2179 (1981).
150. А.И. Дерягин, В.А. Завалишин, *Роль термоэлектрических явлений в электропластическом эффекте*, ФММ, **58**, 4, 782-785 (1984).
151. О.А. Троицкий, В.Г. Рыжков, *Возникновение электрического потенциала в зоне деформации меди*, Письма в ЖТФ, **3**, 14, 680-684 (1977).
152. В.Л. Гуревич, А.Л. Эфрос, *К теории акустоэлектрического эффекта*, ЖЭТФ, **44**, 6, 2131-2141 (1963).
153. В.С. Анищенко, *Сложные колебания в простых системах: Механизмы возникновения, структура и свойства динамического хаоса в радиофизических системах*, М., Наука., Гл. ред. физ.-мат. лит. (1990).
154. E.N. Lorenz, J. Atmos. Sci., *Deterministic nonperiodic flow*, **20**, 130-141 (1963).
155. D. Ruelle, F. Takens, *On the nature of turbulence*, Commun. Math. Phys., **20**, 167-192 (1971).
156. J.M. Wersinger, J.M. Finn, E. Ott, *Bifurcations and Strange Behavior in Instability Saturation by Nonlinear Mode Coupling*, Phys. Rev. Lett., **44**, 453-456 (1980).
157. K. Tomita, I. Tsuda, *Chaos in the Belousov-Zhabotinsky reaction in a flow system*, Phys. Lett., **71A**, 489-492 (1979).
158. А.М. Ляпунов, *Собр. соч. Т.1,2.*, М., Изд-во АН СССР, 1954-1956.
159. Л.С.Понтрягин, А.А.Андронов, А.А.Витт, *О статистическом рассмотрении динамических систем*, ЖЭТФ, **3**, 165-180 (1933).
160. Е. Федер, *Фракталы*, М., Мир, 1991.
161. В. Mandelbrot, *Fractals – Form, Chance and Dimension*, Freeman, San Francisco, 1977.
162. А.Н. Колмогоров, *Новый метрический инвариант транзитивных динамических систем и автоморфизмов пространства Лебега*, ДАН СССР, **119**, 861-864 (1958).
163. Я.Г. Синай, *О понятии энтропии динамической системы*, ДАН СССР, **124**, 768-771 (1959).
164. Я.Б. Песин, *Характеристические показатели Ляпунова и гладкая эргодическая теория*, УМН, **32**, 55-112 (1977).

165. Г. В. Встовский, А. Г. Колмаков, В. Ф. Терентьев, *Мультифрактальный анализ особенностей разрушения приповерхностных слоев молибдена*, *Металлы*, **4**, 164-178 (1993).
166. Фракталы в прикладной физике, ред. А.Е. Дубинов, ВНИИЭФ, Арзамас-16, 1995.
167. I. Procaccia, *Fractal structures in turbulence*, *J. Stat. Phys.*, **36**, 5-6, 649-663 (1984).
168. L. De Arcangelis, S. Redner, A. Coniglio, *Anomalous voltage distribution of random resistor networks and a new model for the backbone at the percolation threshold*, *Phys. Rev. B*, **31**, 4725-4727 (1985).
169. T. A. Witten, L.M. Sander, *Diffusion-Limited Aggregation, a Kinetic Critical Phenomenon*, *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1400-1403 (1981).
170. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, *Self-organized criticality*, *Phys. Rev. A*, **38**, 364 (1988).
171. J.M. Carlson, J.S. Langer, B.E. Shaw, *Dynamics of earthquake faults*, *Reviews of Modern Physics*, **66**, 657-669 (1994).
172. M.B. Weissman, *1/f noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter*, *Reviews of Modern Physics*, **60**, 537-571 (1994).
173. Л. Ландау, Е. Лифшиц, *Статистическая физика*, Москва, Ленинград, Гос. Изд. Техничко-теоретической литературы, 1951.
174. Y. Brechet, M.A. Lebyodkin, *Power laws and scale invariance in physical metallurgy*, in: *Scale Invariance and Beyond*, Eds. B. Dubrulle, F. Graner, and D. Sornette (Springer/EDP Sciences), 107-118 (1997).
175. Y. Brechet, B. Doucot, H. Jensen, A. S. Shi, *Elastic properties of a two-dimensional lattice in a weak random pinning potential: Origin of the pinning force*, *Phys. Rev. B*, **42**, 2116-2124 (1990).
176. P.A. Lee, T.M. Rice, *Electric field depinning of charge density waves*, *Phys. Rev. B*, **19**, 3970-3980 (1979).
177. L. Kubin, J.-P. Poirier, *Relaxation oscillations and stick-slip of materials*, *Solid State Phenomena*, **3&4**, 473-482 (1988).
178. P. Hazzeldine, *Czech. Grain boundary pinning in two-phase materials*, *J. Phys. B*, **38**, 4, 431-443 (1988).
179. P. Haasen, *Precipitation hardening for mechanical strength, magnetic hardness and hardness of superconductors*, *Contemporary Physics*, **18**, 4, 373-392 (1977).
180. R. Labusch, *Calculation of the critical field gradient in type II superconductors*, *Cryst. Latt. Defects*, **1**, 1, 1-16 (1969).
181. R. Labusch, *Statistical theories of solid solution hardening*, *Acta metall.*, **20**, 7, 917-927 (1972).
182. K. P.O'Brien, M. B. Weissman, *Statistical characterization of Barkhausen noise*, *Phys. Rev. E* **50**, 3446-3452 (1994).

183. М.А. Лебедкин, *Исследование пластической неустойчивости как процесса самоорганизации в дислокационной системе*, Наука производству, №2, 39-46 (2001).
184. L.P. Kubin, G. Ananthakrishna, Y. Brechet, Y. Estrin, C. Fressengeas, M. Lebyodkin, *New approaches to jerky flow*, in: The Integration of Material, Process and Product Design, Zabaras et al. (eds). Balkema, Rotterdam, 85-92 (1999).
185. G.A. Glatzmaier, G. Schubert, D. Bercovici, *Chaotic, subduction-like downflows in a spherical model of convection in the Earth's mantle*, Nature, **347**, 6290, 274-277 (1990).
186. T. Baumberger, C. Caroli, B. Perrin, O. Ronsin, *Nonlinear analysis of the stick-slip bifurcation in the creep-controlled regime of dry friction*, Phys. Rev. E., **51**, 5, 4005-4010 (1995).
187. R. Burridge and L. Knopoff, *Model and theoretical seismology*, Bull. Seismol. Soc. Am., **57**, 341 (1967).
188. J.D. Rice, *Constitutive relations for fault slip and earthquake instabilities*, Pure Appl. Geophys., 1983, **121**, 3, 443-475.
189. K. Chen, P. Bak, S. Obukhov, *Self-organized criticality in a crack-propagation model of earthquakes*, Phys.Rev.A, **43**, 625-630 (1988).
190. M.A. Lebyodkin, Y. Brechet, Y. Estrin, L.P. Kubin, *Statistics of the catastrophic slip events in the Portevin-Le Châtelier effect*, Phys. Rev. Lett., **74**, 23, 4758-4761 (1995).
191. B. Gutenberg, C.F. Richter, *Magnitude and energy of earthquakes*, Ann. di Geophysica, **9**, 1 (1956).
192. F. Bowden, D. Tabor, *The Friction and Lubrication of Solids*, Clarendon press, Oxford, 1977.
193. M.A. Lebyodkin, L.R. Dunin-Barkovskii, V.S. Bobrov, V. Gröger, *Statistical aspects of low temperature discontinuous deformation*, Scripta Metall. et Mater., **33**, 5, 773-780 (1995).
194. M.A. Lebyodkin, Y. Estrin, Y. Brechet, and L.P. Kubin, *Statistical behaviour and strain localization patterns in the Portevin-Le Chatelier effect*, Acta Metall., **44**, 11, 4531-4541 (1996).
195. M. Lebyodkin, *Statistics and spatial strain patterns in the Portevin-Le Chatelier effect*, Colloque Plasticite, France, Lans en Vercors, 13-15 march, pp. 7-9, 1996.
196. M.A. Lebyodkin, L.R. Dunin-Barkovskii, Y. Brechet, L.P. Kubin and Y.Estrin, *Kinetics and statistics of jerky flow: experiments and computer simulations*, Materials Science & Engineering, **A234-236**, 115-118 (1997).
197. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, *Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения*, ЖЭТФ, **113**, 5, 1816-1829 (1998).
198. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, *Динамический механизм температурной зависимости эффекта Портевена-Ле Шателье*, ФТТ, **40**, 3, 487-492 (1998).

199. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, *Исследование коллективных дислокационных процессов в условиях эффекта Портевена-Ле Шателье*, Вестник ТГУ, **5**, №2-3, 295-297 (2000).
200. M. Lebyodkin, L. Dunin-Barkowskii, Y. Brechet, Y. Estrin, L. Kubin, *Spatio-temporal dynamics of the Portevin-Le Châtelier effect: experiment and modelling*, Acta Mater., **48**, 2529-2541 (2000).
201. G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras, J. Vergnol, C. Engelke, J. Plessing, H. Neuhauser, E. Bouchaud, J. Planes, L. P. Kubin, *On the existence of chaos in jerky flow*, Scripta Metall. et Mater., **32**, 1731-1737 (1995).
202. G. Ananthakrishna, S.J. Noronha, C. Fressengeas, L.P. Kubin, *Crossover from chaotic to self-organized critical dynamics in jerky flow of single crystals*, Phys. Rev. E, **60**, 5, 5455-5462 (1999).
203. S.J. Noronha, G. Ananthakrishna, L. Quaoire, C. Fressengeas, L.P. Kubin, *Chaos in the Portevin – Le Chatelier effect*, Int. J. of Bifurcation and Chaos, **7**, 11, 2577-2586 (1997).
204. M.S. Bharathi, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, L.P. Kubin, M. Lebyodkin, *Multifractal burst in the spatiotemporal dynamics of jerky flow*, Phys. Rev. Lett., **87**, 16, 165508(1-4) (2001).
205. M.S. Bharathi, M. Lebyodkin, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, L.P. Kubin, *The Hidden Order Behind Jerky Flow*, Acta Mater. (2002) (в печати).
206. G. Ananthakrishna, Y. Bréchet, C. Fressengeas, L.P. Kubin, M. Lebyodkin, *Crossover in the dynamics of jerky flow in Al-Mg polycrystals*, Z. Angew. Math. Mech, **80**, S415-S416 (2000).
207. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, Т.А. Лебедкина, *Статистический и мультифрактальный анализ коллективных дислокационных процессов в условиях эффекта Портевена - ле Шателье*, Физическая мезомеханика, **4**, 2, 13-19 (2001).
208. G. Ananthakrishna, M.S. Bharathi, C. Fressengeas, L.P. Kubin, and M. Lebyodkin, *Scale Transitions in the Dynamic Analysis of Jerky Flow*, J. Physique IV, **11**, Pr5, 135-143 (2001).
209. М.А. Lebyodkin, C. Fressengeas, G. Anantakrishna, and L.P. Kubin, *Statistical and multifractal analysis of the Portevin-Le Chatelier Effect*, Materials Science and Engineering, **A319–321**, 170–175 (2001).
210. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, Т.А. Лебедкина, *Универсальность и критическое поведение при неустойчивом пластическом течении*, Письма в ЖЭТФ, 2002 (направлена в печать).
211. G. Ananthakrishna, M.C. Valkasumar, *Chaotic flow in a model for repeated yielding*, Phys. Lett., **A95**, 69-71 (1983).
212. L. Kubin, G. Snaova, M. Condat, B. Devincre, V. Pontikis, Y. Brechet, in Non Linear Phenomena in Materials Science, V. 2, G. Martin, L. Kubin eds., Trans. Tech., 1992.
213. V. Jeanclaude, C. Fressengeas, *Propagation pattern selection in the Portevin-Le Chatelier*, Scripta metal. mater., **29**, 1177-1182 (1993).

214. S. Kok, A.J. Beaudoin, D.A. Tortorelli, M.A. Lebyodkin, L. Kubin, C. Fressengeas, *Simulation of the Portevin – Le Chatelier Effect Using Polycrystal Plasticity*, Acta Mater. (2002) (в печати).
215. Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, В.В. Горбатенко, *Автоволны локализованной пластической деформации*, ЖТФ, **65**, 5, 91-103 (1995).
216. R.J.Rioja, D.E.Laughlin, *The sequence of precipitation in Cu—2%Be alloys*, Acta Metall., **28**, 1301-1313 (1980).
217. F. Takens, in *Dynamical systems and turbulence*, eds. D.A. Rand, L.S. Young, Lecture notes in mathematics (Berlin: Springer-Verlag).
218. N.H. Packard, J.P. Crutchfield, J.D. Farmer, R.S. Shaw, *Geometry from a Time Series*, Phys. Rev. Lett., **45**, 712-716 (1980).
219. M. Ding, C. Grebogi, E. Ott, T. Sauer, J.A. Yorke, *Plateau onset for correlation dimension: When does it occur*, Phys. Rev. Lett, **70**, 3872-3875 (1993).
220. A.M. Albano, J. Muench, C. Schwartz, A.I. Mees, P.E. Rapp, *Singular-value decomposition and the Grassberger-Proccacia algorithm*, Phys. Rev. A, **38**, 3017-3026 (1988).
221. P. Grassberger, I. Procaccia, *Measuring the strangeness of attractors*, Physica, **D9**, 189-208 (1983).
222. A.R. Osborne, A. Provenzale, *Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra*, Physica D, **35**, 357-381 (1989).
223. J. Theiler, S. Eubank, A. Longtin, B. Galdrikian, J.D. Farmer, *Testing for non-linearity in time series: The method of surrogate data*, Physica D, **58**, 77 – 94 (1992).
224. A. Provenzale, L.A. Smith, R. Vio, G. Murante, *Distinguishing between low-dimensional dynamics and randomness in measured time series*, Physica D, **58**, 31-49 (1992).
225. X. Zeng, R. Eykholt, R.A. Pielke, *Estimating the Lyapunov-exponent spectrum from short time series of low precision*, Phys. Rev. Lett., **66**, 3229-3232 (1991).
226. T. Schreiber, H. Kantz, in *Predictability of Complex Dynamical Systems*, eds. Y.A. Krastov, J. B. Kadtko, Springer, N.Y., 1996.
227. S. J. Noronha, Ph.D thesis, Indian Institute of Science, Bangalore, 1998.
228. A. Karantonis, M. Pagitsas, *Comparative study for the calculation of the Lyapunov spectrum from nonlinear experimental signals*, Phys. Rev. E, **53**, 5428-5444.
229. J.L. Kaplan, J.A. Yorke, *Chaotic behavior of multidimensional difference equations*, Lect. Notes in Math., **730**, 204-227 (1979).
230. J. Kertész and L. B. Kiss, *The noise spectrum in the model of self-organized criticality*, J. of Physics A, **23**, L433-L440 (1990).
231. A. Chhabra and R. V. Jensen, *Direct determination of the $f(\alpha)$ singularity spectrum*, Physical Review Letters, **62**, 12, 1327-1330 (1989).

232. G.I. Taylor, *Plastic Strain in Metals*, Journal of the Institute of Metals, **62**, 307-324 (1938).
233. J.H.E. Cartwright, E. Hernandez-Garcia, O. Piro, Phys.Rev.Lett., **79**, 527 (1997).
234. А.Л. Эфрос, *Локализация электронов в неупорядоченных системах*, УФН, **126**, 1, 41-65 (1978).
235. M. Schreiber, H. Grussbach, Phys. Rev. Lett., **67**, 607 (1991).
236. R. Zürcher, V. Gröger, F. Stangler, Phys.Stat.Sol.(a), **84**, 475 (1967).
237. Z. Troyanová, V. Gröger, J. Stelzhammer, G. Bischof, *Discontinuous flow in Cu-2Be at various strain rates*, Materials Sci. Eng., **A234-236**, 449-452 (1997).
238. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Наука, 1982.
239. Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг, *Термоэлектродвижущая сила металлов*, М., Металлургия, 1980.
240. Н. Ашкрофт, Н. Мерлинг, *Физика твердого тела*, М., Мир, 1979.
241. G.A. Held, D.H. Solina, D.T. Keane, W.J. Haag, P.M. Horn, G. Grinstein, *Experimental study of critical-mass fluctuations in an evolving sandpile*, Phys.Rev.Lett., **65**, 9, 1120-1123 (1990).